

# Piezoelektrische Transducer zur elastooptischen Modulation in Glasfasern

Von der Universität Bayreuth  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
genehmigte Abhandlung

von

Sven M. Joosten

aus Marktredwitz

1. Gutachter: Prof. Dr. A. Seilmeier
2. Gutachter: Apl. Prof. Dr. L. Kador

Tag der Einreichung: 16.11.2006

Tag des Kolloquiums: 13.07.2007



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>1 Theoretische Grundlagen</b>	<b>11</b>
1.1 Akustooptik . . . . .	11
1.1.1 Anstiegszeit und Effizienz eines akustooptischen Modulators . . . . .	15
1.1.1.1 Die Beugungseffizienz . . . . .	15
1.1.1.2 Die Anstiegszeit . . . . .	16
1.2 Ultraschallerzeugung . . . . .	17
1.2.1 Wellenerzeugung in einem piezoelektrischen Schallwandler . . . . .	19
1.3 Elektrische Ersatzschaltbilder . . . . .	24
1.3.1 Intuitives Ersatzschaltbild . . . . .	24
1.3.2 Das masonsche Ersatzschaltbild . . . . .	26
1.3.3 Wichtige Kenngrößen eines Schallwandlers . . . . .	32
1.4 Elastooptik . . . . .	34
1.4.1 Das Brechungsindexellipsoid (Die Indikatrix) . . . . .	35
1.4.2 Der photoelastische Effekt . . . . .	35
1.4.3 Die Verhältnisse in der Glasfaser . . . . .	37
<b>2 Experimentelle Grundlagen</b>	<b>41</b>
2.1 Das Grundprinzip der elastooptischen Modulation . . . . .	41
2.1.1 Prinzipieller Aufbau der Schallwandler . . . . .	44
2.2 Das Lasersystem . . . . .	45
2.3 Der Strahlengang . . . . .	47
2.4 Die Ein- und Auskopplung des Lichtes . . . . .	48
2.5 Die Einstellung des Polarisationszustandes des Lichtes in der Faser . . . . .	48
2.6 Die RF-Ansteuerung der Transducer . . . . .	49
2.7 Präparation der Glasfaser . . . . .	50
2.8 Die Halterungen für die Modulatoren . . . . .	51
2.8.1 Die Halterung für die PVDF-Transducer . . . . .	52
2.8.2 Die Halterung für die ZnO-Transducer . . . . .	52
2.8.3 Die Halterung für die besputterten Glasfasern . . . . .	53

2.9	Detektion der Messwerte . . . . .	54
2.10	Messungen mit akustooptischen Modulatoren . . . . .	55
2.10.1	Der experimentelle Aufbau . . . . .	55
2.10.2	Die verwendeten Modulatoren . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Die Schallwandler (Transducer)</b>	<b>59</b>
3.1	Die PVDF-Transducer . . . . .	59
3.1.1	Piezoaktivität in PVDF . . . . .	60
3.1.2	Die Herstellung der Transducer . . . . .	62
3.2	Die Zinkoxidtransducer . . . . .	64
3.2.1	Materialeigenschaften von ZnO . . . . .	64
3.2.2	Die Herstellung der Zinkoxid-Transducer . . . . .	65
3.2.3	Die Zinkoxidschicht . . . . .	66
3.3	Multielektroden-Transducer . . . . .	68
3.4	Glasfasern ummantelt mit einem Transducer . . . . .	69
3.5	Kontrolle der Transducer . . . . .	73
3.6	Netzwerkanalysatoren und Smith-Charts . . . . .	73
3.6.1	Das Prinzip eines Netzwerkanalysators . . . . .	74
3.6.2	Smith-Charts . . . . .	75
3.6.2.1	Grundlagen . . . . .	75
3.6.2.2	Benutzung des Smith-Charts . . . . .	76
3.7	Die Anpassnetzwerke . . . . .	77
3.7.1	Pi-Transformatoren als Anpassnetzwerke . . . . .	79
3.7.2	Parallel-Anpassnetzwerke . . . . .	79
<b>4</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>81</b>
4.1	Akustooptische Modulatoren . . . . .	81
4.1.1	Der Modulator vom Typ AA.MQ.A0.2-vis . . . . .	81
4.1.2	Der Modulator vom Typ AODF4245 . . . . .	86
4.2	Elastooptische Modulatoren . . . . .	89
4.2.1	Modulatoren mit PVDF-Transducern . . . . .	89
4.2.1.1	Modulatoren mit 28 $\mu\text{m}$ -Transducern . . . . .	89
4.2.1.2	Transducer mit 9 $\mu\text{m}$ -Transducern . . . . .	94
4.2.1.3	Zusammenfassung der Ergebnisse der PVDF-Transducer . . . . .	102
4.2.2	Die Modulatoren mit Zinkoxid-Transducern . . . . .	103
4.2.2.1	Modulatoren mit Einelektroden-Transducern . . . . .	103
4.2.2.2	Transducer mit einem Multielement-Transducer . . . . .	110
4.2.3	Glasfasern ummantelt mit einem Transducer . . . . .	120
4.2.4	Diskussion und Ausblick . . . . .	122

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	5
<b>Zusammenfassung</b>	<b>125</b>
<b>Summary</b>	<b>131</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>135</b>



# Einleitung

Während in den letzten Jahren in den Kinos viele neue Techniken zur optimalen Beschallung Einzug hielten, man denke nur an „Dolby Surround“, wird das Bild noch immer klassisch mit einem Projektor auf die Leinwand geworfen. Diese Art der Bilderzeugung hat aber entscheidende Nachteile. Zum einen ist die Lichtintensität begrenzt, zum anderen ist immer eine Abbildungsoptik nötig, um das zu projizierende Bild scharf darstellen zu können. Durch die Verwendung von Linsensystemen ist eine Projektion auf nicht ebene Flächen schwierig, da die Objektive eine relativ geringe Tiefenschärfe aufweisen und somit Teile des Bildes unscharf dargestellt werden. Hier hätte die Verwendung eines Lasers Vorteile. Der nur sehr wenig divergierende dünne Laserstrahl benötigt keine zusätzliche Abbildungsoptik, somit ist das Bild immer scharf, auch wenn die Projektionsfläche geneigt oder nicht eben ist.

Neben den Kinos werden leistungsfähige Projektoren auch in Planetarien oder Flugsimulatoren benötigt. Deutlich kleiner sind Projektoren, die aktuelle Fahrzeugdaten auf die Windschutzscheibe werfen, so genannte „Head-Up-Displays“. Dadurch muss der Fahrer den Blick nicht mehr auf die Armaturentafel senken, was zu einer Erhöhung der Fahrsicherheit beiträgt.

Die Bilderentstehung mit einem Laser kann man sich analog zu der Technik eines klassischen Röhrenfernsehgeräts vorstellen. Dort erzeugen drei Elektronenstrahlen beim Auftreffen auf die Lochmaske die drei Farben rot, grün oder blau. Das komplette Farbspektrum wird durch Mischung der drei Grundfarben realisiert, wobei jede Farbe selektiv in ihrer Intensität reguliert werden muss. Beim Fernsehgerät geschieht das durch die Variation des Elektronenflusses in den drei Strahlen. Die drei Strahlen werden durch elektromagnetische Felder abgelenkt, so dass die gesamte Bildschirmfläche Punkt für Punkt abgerastert wird. Für jeden Bildpunkt wird die Intensität des jeweiligen Strahls entsprechend des gewünschten Farbwerts eingestellt. So wird das Fernsbild Punkt für Punkt aufgebaut - und das bis zu hundert Mal pro Sekunde.

Prinzipiell funktioniert ein Laserprojektor völlig analog. Anstelle der Elektronenstrahlen werden hier drei Laserstrahlen mit den Farben rot, grün und blau verwendet. Fortschritte in der nichtlinearen Optik und in der Herstellung von Halbleiterdiodenlasern haben das Problem der Lichterzeugung in den drei Farben gelöst [1]. Da

Lichtstrahlen aus Photonen bestehen, die im Gegensatz zu Elektronen keine Ladung tragen, können sie nicht mit elektromagnetischen Feldern abgelenkt werden. Zur Abrasterung des Bildes werden entweder rotierende Polygonspiegel oder deformierbare Mikrospiegel verwendet. Letztere reflektieren den ankommenden Lichtstrahl zum entsprechenden Bildpunkt. Zur Erzeugung der Farben ist auch hier die Intensität jedes einzelnen Laserstrahls in jedem Bildpunkt zu steuern. Auch dieser Vorgang ist komplizierter als bei einem Elektronenstrahl. Man kann bei den für die Projektion benötigten hohen Laserleistungen nicht einfach die Laserleistung reduzieren, da die Entstehung des Laserlichts ein Resonanzeffekt ist, dessen Aufbau eine gewisse Zeit in Anspruch nimmt. Es ist also nötig, das Licht außerhalb des Lasers in seiner Intensität zu modulieren.

Diese Modulation stellt bis heute ein nicht vollständig gelöstes Problem bei der Realisierung einer Laserprojektion dar. Um ein HDTV-Signal darstellen zu können, muss das Lichtsignal mit einer Frequenz von mindestens 100 MHz moduliert werden. Die Anstiegszeit des Signals muss zur Darstellung der einzelnen Bildpunkte deutlich unter 10 ns liegen. Bei einem Head-Up-Display mit sehr viel weniger Bildpunkten und einer kleineren Bildwiederholrate kann die Zeit, die benötigt wird, um trotzdem noch eine gute Bilddarstellung zu gewährleisten, deutlich länger sein. Für eine Anwendung in Großserie ist es zudem wünschenswert, wenn das verwendete Verfahren kostengünstig, kompakt realisierbar und langlebig ist. Die bisher entwickelten und in der Literatur beschriebenen Modulationstechniken sind alle mehr oder weniger kompliziert in der Herstellung bzw. der Anwendung.

Im Rahmen dieser Arbeit sollte ein neuartiges Prinzip für die Lichtmodulation untersucht werden, das prinzipiell die HDTV-Anforderungen erfüllen kann. Es kamen dabei zwei verschiedene Verfahren zur Anwendung. Zum einen wurden konventionelle akustooptische Modulatoren verwendet, bei denen das Licht an einer Ultraschallwelle gebeugt wird. Bei diesem Verfahren wird die Anstiegszeit des Modulationssignals durch den Fokusbereich des eingestrahlteten Lichtstrahls limitiert. Für eine schnelle Modulation ist eine starke Fokussierung des einfallenden Lichts nötig, was die Lichtintensität im Fokus stark ansteigen lässt. Durch Absorption im akustooptischen Kristall führt diese hohe Intensität schnell zur Entstehung thermischer Linsen, die das Strahlprofil zerstören. Daher wurde in dieser Arbeit die Lichtintensität im Fokus durch die Verwendung von Zylinderlinsen reduziert, so dass hohe Laserleistungen moduliert werden können.

Dieses Verfahren ist technisch aufwendig und durch die verwendeten Zylinderlinsen schwierig zu justieren. Bei den Laserprojektoren wird das Licht vom Laser zum projizierenden Spiegel in einer Glasfaser geführt [1]. Somit wurde in dieser Arbeit neben der im vorhergehenden Absatz beschriebenen Freistrahltechnik ein zweiter Ansatz verfolgt: eine Intensitätsmodulation direkt in der Faser. Dadurch wäre die kritische Wiedereinkopplung des Lichts nach der Modulation und die damit verbundenen Verluste vermeidbar. Es wurden piezoelektrischer Dickenschwinger (Transdu-

cer) entwickelt und getestet, auf die eine Glasfaser geklebt wurde. Durch eine in die Glasfaser laufende Ultraschallwelle kann mit Hilfe des elasto-optischen Effekts die Polarisierung des Lichts in der Glasfaser verändert werden. Durch entsprechend angeordnete Polarisationsfilter kann so über Polarisationsänderungen eine Modulation der Intensität erreicht werden.

Eine noch kompaktere Alternative für Fasermodulatoren mit optimaler Ultraschallanpassung stellen Glasfasern dar, die direkt radial mit einem Transducer beampft wurden. Durch eine asymmetrische Gestaltung des Transducers konnte auch in direkt besputterten Glasfasern ein anisotroper elasto-optischer Effekt induziert werden. Dies stellt eine erhebliche Vereinfachung gegenüber den in [2], [3] oder [4] beschriebenen Verfahren dar, wo zur Modulation ein Interferometer benötigt wird.

Im ersten Kapitel der vorliegenden Arbeit werden die theoretischen Grundlagen behandelt. Zu Beginn wird kurz das Prinzip der Akustooptik erläutert, also die Wechselwirkung eines Lichtstrahls mit einer Schallwelle in einem Kristall. Danach wird die Ultraschallerzeugung in piezoelektrischen Dickenschwingern diskutiert. Es folgen die Erläuterungen der beiden am häufigsten verwendeten Ersatzschaltbilder für Dickenschwinger. Im Anschluss daran wird der elasto-optische Effekt diskutiert und auf die durchgeführten Experimente mit Glasfasern angewandt.

Der zweite Teil widmet sich den experimentellen Grundlagen. Zu Beginn wird das untersuchte Modulationsprinzip erläutert. Nach einer Beschreibung des verwendeten Lasersystems wird der Strahlengang für die Experimente zur Elasto-optik erläutert. Es folgt eine Erklärung der elektrischen Kontaktierung der Schallwandler und der im Experiment benötigten Komponenten. Den Abschluss des Kapitels bildet eine Erläuterung des Experiments zur Akustooptik.

Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit den realisierten Schallwandlern. Dabei wird zunächst auf die Piezoaktivität von Polyvinylidenfluorid (PVDF) - einem Polymer - eingegangen, bevor die Herstellung der Bauteile aus diesem Material beschrieben wird. Danach werden die Zinkoxidtransducer beschrieben, die in verschiedenen Ausführungen entwickelt und produziert wurden. Dabei wird das Augenmerk auch auf die Qualität der Zinkoxidschicht als zentrale Komponente der Bauteile gerichtet. Danach folgt eine Erläuterung des Messprinzips eines vektoriiellen Netzwerkanalysators und die Ergebnisse der damit durchgeführten Messungen an den Bauteilen. Aufgrund dieser Daten wurden Anpassschaltungen entwickelt, die ebenfalls dargestellt und diskutiert werden.

Im vierten Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse präsentiert. Zunächst werden die Daten aus den akustooptischen Messungen dargestellt und diskutiert. Danach folgen die Ergebnisse der Messungen an PVDF-Transducern. Im Anschluss daran finden sich die Daten der Experimente mit den verschiedenen Zinkoxidbauteilen. Den Abschluss des Kapitels bildet eine kurze Zusammenfassung mit einem Vergleich der verschiedenen untersuchten Konzepte, deren Abschluss ein Ausblick bildet.



# Kapitel 1

## Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die für diese Arbeit wichtigen Grundlagen zum Verständnis der Experimente erläutert werden. Den Beginn des Kapitels bildet eine Einführung in die Akustooptik. Damit ist hier die Beugung einer Lichtwelle an einer Schallwelle gemeint. Der zu Grunde liegende Mechanismus wird anschaulich erklärt und kurz diskutiert.

Desweiteren wird die Erzeugung von Schallwellen durch den piezoelektrischen Effekt in einem Dickenschwinger erklärt.

Im nächsten Kapitel wird das elektrische Ersatzschaltbild für einen Dickenschwinger erläutert und die in der Praxis gebräuchlichen Vereinfachungen diskutiert.

Der dritte Teil beschäftigt sich mit der Elastooptik. Hier wird gezeigt, wie der Ultraschall die Indikatrix der Glasfaser verändert und so eine Polarisationsdrehung induziert.

### 1.1 Akustooptik

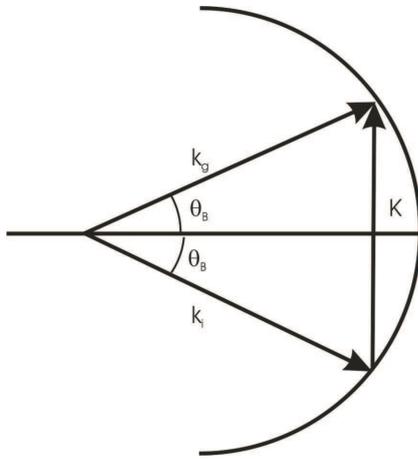
In diesem Kapitel wird die Beugung einer Lichtwelle an einer Schallwelle erläutert. Dabei wird auf eine mathematisch detaillierte Herleitung verzichtet, da diese für das Verständnis der Ergebnisse nicht nötig ist. Eine gute Herleitung, sowohl analytisch als auch numerisch, findet sich zum Beispiel in [5].

Im Folgenden beziehen sich alle durch Großbuchstaben bezeichneten Größen auf die Schallwelle, die Kleinbuchstaben bezeichnen die Parameter der Lichtwelle. Eine sich ausbreitende longitudinale ebene Schallwelle mit der Frequenz  $N = \frac{\Omega}{2\pi}$  und einem Wellenvektor  $\vec{K}$  führt zu einer Brechungsindexänderung, wie sie in Gleichung (1.1) beschrieben ist. Das heißt, sie verändert periodisch den Brechungsindex des Mediums, das sie durchläuft. In dieses Medium fällt noch eine Lichtwelle aus der Richtung  $\vec{d}$  ein. Für diese Welle habe das Medium den Brechungsindex  $n$ .

Durch die Schallwelle wird dieser Brechungsindex nun variiert mit der Änderung

$$\partial n = \partial n_0 \sin(\Omega t - \vec{K} \cdot \vec{r}). \quad (1.1)$$

Diese Variation entspricht einem optischen Gitter mit einem Linienabstand von  $\Lambda = \frac{2\pi C}{\Omega}$ , wobei  $C$  die Schallgeschwindigkeit darstellt. Daran kann die Lichtwelle wie an einem echten Gitter gebeugt werden. Dieses Gitter bewegt sich selbst mit der Schallgeschwindigkeit  $C$  im Medium vorwärts. Da aber die Schallgeschwindigkeit sehr viel kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist, kann das Gitter



**Abbildung 1.1:** Schematische Darstellung der Wellenvektoren bei der Bragg-Beugung.  $k_i$  ist der Wellenvektor des einfallenden Lichtes,  $k_g$  der des gebeugten Strahls (Photonen).  $K$  ist der Wellenvektor der Schallwelle (Phonon).

als stationär angesehen werden. Durch die Bewegung des Gitters wird eine Frequenzverschiebung des gebeugten Lichtes aufgrund des Dopplereffekts induziert. Aber auch diese Verschiebung ist aufgrund der im Vergleich zur Lichtfrequenz um vier Größenordnungen kleineren Schallfrequenz vernachlässigbar. Anders ausgedrückt kann man sagen, dass gilt  $|\vec{k}_i| \approx |\vec{k}_g|$ , wobei  $\vec{k}_i$  der Wellenvektor des einfallenden Lichtes ist und  $\vec{k}_g$  der des gebeugten Lichtes (vgl. Abbildung 1.1) [6].

Man kann zwei unterschiedliche Typen der oben beschriebenen Beugung unterscheiden. Dazu wird der dimensionslose Klein-Cook-Parameter eingeführt, der folgendermaßen definiert ist:

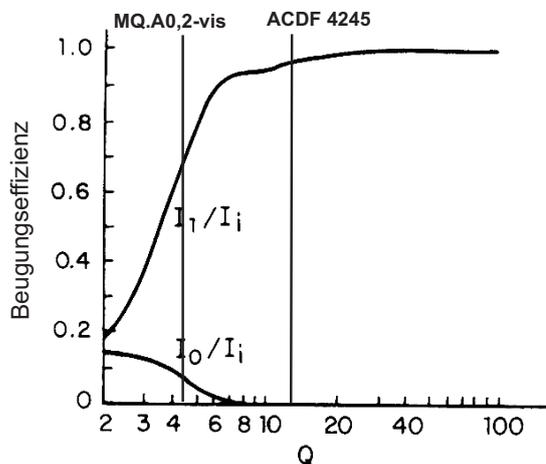
$$Q = \frac{2\pi\lambda_0 L}{n\Lambda^2 \cos \Theta_B} = \frac{K^2 L}{k_i \cos \Theta_B}. \quad (1.2)$$

Dabei bedeuten  $\lambda_0$  die Wellenlänge des Lichtes im Vakuum,  $L$  ist die Wechselwirkungslänge der Schall- und der Lichtwelle,  $n$  steht für den Brechungsindex des Mediums und  $\Lambda$  symbolisiert die Wellenlänge der Schallwelle.  $\Theta_B$  bezeichnet den Einfallswinkel des Lichtes relativ zu den akustischen Wellenfronten (vgl. Abbildung 1.3).

Die beiden Beugungstypen unterscheiden sich durch den Wert der Parameters „ $Q$ “. Wenn  $Q \leq 0,3$  gilt, so spricht man vom „Raman-Nath-Regime“ (auch „Debye-Sears-Regime“), das sich durch das Auftreten mehrerer Beugungsordnungen auszeichnet. Man sagt, das induzierte optische Gitter sei dünn. Betrachtet man Gl. 1.2, so erkennt man, dass ein kleiner Wert für „ $Q$ “ in einem Material mit einer großen

akustischen Wellenlänge  $\Lambda$  einhergeht. Die durch die Schallwelle erzeugte Variation des Brechungsindex erzeugt eine lokale Phasendifferenz in der Lichtwelle. Nach dem Huygensschen Prinzip kann jeder Punkt der Austrittsebene als Ausgangspunkt einer Kugelwelle angesehen werden. Diese Elementarwellen interferieren miteinander und es ergibt sich das charakteristische Interferenzmuster mit hellen Streifen in den Richtungen, für die konstruktive Interferenz herrscht. Es sind also mehrere Beugungsordnungen zu beobachten.

$Q \geq 7$  beschreibt das „Bragg-Regime“, wo das Gitter als dick bezeichnet wird und wo nur noch eine Beugungsordnung auftritt [7]. Nach Gl. 1.2 entspricht einem großen Wert von „ $Q$ “ eine kurze akustische Wellenlänge. Man kann sich vorstellen, dass die einzelnen Wellenfronten der Schallwelle sehr nahe zusammenrücken, so dass die induzierte Phasendifferenz in der Lichtwelle sehr klein wird. Wird das Licht aber unter dem richtigen Winkel (Braggwinkel) eingestrahlt, kann man die Schallwelle als eine periodische Folge von Reflexionsflächen ansehen, ähnlich den Netzebenen eines Kristalls in der Kristallographie. An jeder dieser Ebenen wird ein Teil des Lichts reflektiert. Die reflektierten Wellen überlagern sich und interferieren für den richtigen Einfallswinkel konstruktiv (Bragg-Beugung). Daher ist oft nur eine Beugungsordnung zu beobachten [8]. Nimmt  $Q$  Werte zwischen den beschriebenen Grenzen an, so handelt es sich um einen Zwischenbereich, in dem Merkmale von beiden Regimes auftreten können [6].



**Abbildung 1.2:** Berechnung der Beugungseffizienz in Abhängigkeit des Klein-Cook-Parameters (aus [5])

Abbildung 1.2 zeigt die maximale Beugungseffizienz in Abhängigkeit von  $Q$ . Die Kurve ist eine Berechnung und zeigt, dass schon bei einem  $Q$  von 4,2 etwa 70% der eingestrahlt Lichtleistung gebeugt wird. Dies deckt sich auch mit den erzielten Messergebnissen (vgl. Kap. 4.1).

Die Werte für die Klein-Cook-Parameter der in dieser Arbeit verwendeten Modulatoren finden sich in Tab. 2.1. Beide liegen im Bragg-Bereich. Daher wird dieser im Folgenden noch etwas näher betrachtet. Auch hier werden die Zusammenhänge anschaulich betrachtet, eine genaue mathematische Herleitung findet sich z. B. in [7] oder [5]. Die Braggbedingung wird auf der Basis von Wechselwirkungen zwischen einer Schall-

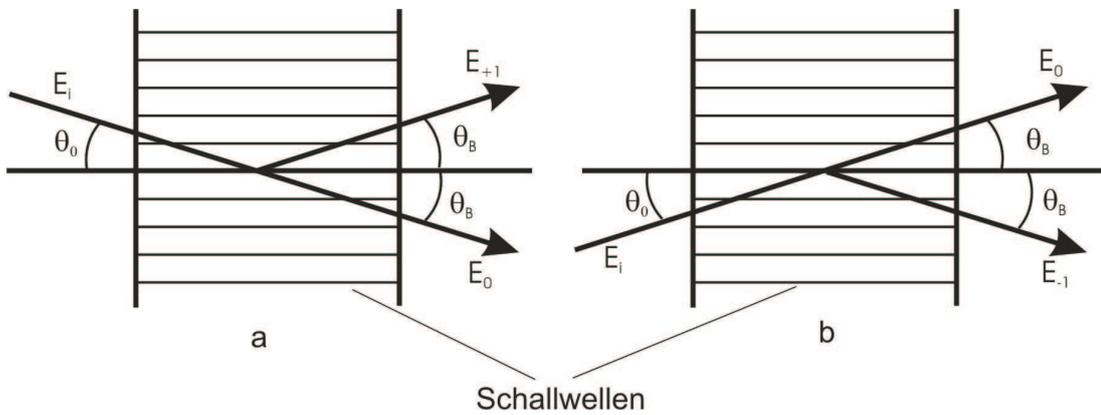
welle (Phonon) und einer Lichtwelle (Photon) hergeleitet. Dabei hat das einfallende Photon die Energie  $\hbar\omega_i$  und den Impuls  $\hbar\vec{k}_i$ . Es tritt dann mit einem Phonon der Frequenz  $\Omega$  und dem Impuls  $\hbar\vec{K}$  in Wechselwirkung. Daraus entsteht ein neues Photon mit der Frequenz  $\vec{k}_g$  und dem Impuls  $\hbar\omega_g$ . Der Energie- und der Impulssatz liefern

$$\omega_g = \omega_i \pm \Omega \quad \text{und} \quad \vec{k}_g = \vec{k}_i \pm \vec{K}. \quad (1.3)$$

Das Pluszeichen liefert eine Beugung in die +1. Ordnung, das Minus analog eine Beugung in die -1. Ordnung (vgl. Abbildung 1.3). Man erkennt, dass die Frequenz in der +1. Ordnung um die Schallfrequenz erhöht, in der -1. um den selben Betrag erniedrigt wird. Wie oben beschrieben, ist diese Frequenzänderung aber sehr klein, so dass man  $|\vec{k}_i| \approx |\vec{k}_g|$  annehmen kann. Das führt zu den Verhältnissen, die in Abbildung 1.1 gezeigt sind. Das durch die Vektoren aufgespannte Dreieck ist gleichschenkelig, daher gilt  $|\vec{K}| = 2|\vec{k}_i| \sin \Theta_B$  und der Bragg-Winkel berechnet sich gemäß

$$\sin \Theta_B = \frac{|\vec{K}|}{2|\vec{k}_i|} = \frac{\lambda_0}{2n\Lambda}. \quad (1.4)$$

Dass die Enden der beiden k-Vektoren der Lichtwellen auf einem Kreis liegen, resultiert daraus, dass man bei dieser Betrachtung von einem isotropen Medium ausgeht, in dem der Brechungsindex für beide Wellen gleich ist.



**Abbildung 1.3:** Darstellung der beiden möglichen Geometrien bei der Bragg-Beugung. Die Schallwellen laufen von unten nach oben (dargestellt durch die horizontalen Linien). Bild a zeigt die Beugung in die Ordnung „+1“ ( $E_{+1}$ ), in Bild b wird das Licht in die Ordnung „-1“ gebeugt ( $E_{-1}$ ).  $E_i$  beschreibt die einfallende Lichtwelle,  $E_0$  ist der ungebeugte Anteil.  $\Theta_B$  ist der Braggwinkel (nach [5]).

### 1.1.1 Anstiegszeit und Effizienz eines akustooptischen Modulators

In diesem Teil soll kurz auf die Anstiegszeit eines akustooptischen Modulators und die Beugungseffizienz eingegangen werden. Ein Phasengitter, wie es eine Schallwelle darstellt, kann nur das eingestrahlte Licht in andere Beugungsordnungen überführen. Die Summe der Intensitäten der einzelnen Beugungsordnungen ist aber immer identisch. Da die Modulatoren meist im Bragg-Regime arbeiten, wird in jedem Fall nur eine Beugungsordnung erzeugt (siehe oben). Die Zeit, die für den Aufbau der Intensität in der betrachteten Beugungsordnung benötigt wird, nennt man Anstiegszeit.

Die Effizienz eines Modulators gibt an, welcher Teil der einfallenden Lichtwelle in die gewünschte Beugungsordnung überführt wird.

#### 1.1.1.1 Die Beugungseffizienz

Die gängigste Variante, die auch im Rahmen dieser Arbeit angewandt wird, platziert den Modulator so, dass die maximale Lichtintensität durch die Schallwelle in die erste Ordnung gebeugt wird und man nur diese betrachtet. Der Vorteil dieser Konfiguration ist der, dass der Dunkelzustand bis auf einen Streulichtanteil, der von der Größenordnung  $10^{-5}$  sein kann, wirklich die Intensität Null aufweist, da ohne Schallwelle keine Beugung auftritt. Die Transferfunktion eines Modulators in dieser Konfiguration lautet [7]

$$\eta = \frac{I_1}{I_i} = \frac{\pi}{2} \sin^2 \sqrt{\frac{P_a}{P_{\text{peak}}}}. \quad (1.5)$$

$\eta$  wird als Beugungseffizienz bezeichnet.  $I_1$  ist die Intensität in der ersten Beugungsordnung,  $I_i$  stellt die Intensität des einfallenden Lichtes dar.  $P_a$  ist die akustische Leistung der Schallwelle und  $P_{\text{peak}}$  ist die Leistung, die nötig wäre, um maximale Beugungseffizienz zu erhalten. Sie ist abhängig von der Lichtwellenlänge, den Abmessungen des Transducers und den Materialparametern des Mediums, in dem die Beugung stattfindet und lässt sich folgendermaßen darstellen [7]:

$$P_{\text{Peak}} = \frac{\lambda_0^2 (H/L)}{2M}, \quad (1.6)$$

wobei  $H$  die Höhe des Transducers (Abmessung senkrecht zur Schallrichtung) und  $L$  dessen Länge (Abmessung in Schallrichtung) beschreibt.  $L$  ist somit die Wechselwirkungslänge zwischen Licht- und Schallwelle.  $\lambda$  ist die Lichtwellenlänge und  $M$  ein Gütefaktor („Figure of Merit“), der folgendermaßen definiert ist [7]:

$$M = \frac{n^6 p^2}{\rho C^3}. \quad (1.7)$$

$n$  bezeichnet den Brechungsindex des akustooptischen Mediums und  $p$  ist der photoelastische Kopplungsfaktor (hier skalar), wie er in Kap. 1.4.2 beschrieben wird.

$\rho$  ist die Dichte des akustooptischen Materials und  $C$  die Schallgeschwindigkeit. Je nach Polarisation des einfallenden Lichtes muss die entsprechende Komponente  $p_{ij}$  des photoelastischen Tensors gewählt werden. Ist das Licht senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Schallwelle polarisiert, so ist die Komponente  $p_{12}$  zu wählen, bei einer Polarisation parallel zur Ausbreitungsrichtung der Schallwelle  $p_{11}$  [9]. Bei den untersuchten Modulatoren bestehen die akustooptischen Kristalle aus Fused Silica (A.A) und  $\text{TeO}_2$  (Crystal Technology). Bei diesen Materialien unterscheiden sich die beiden Tensorkomponenten signifikant, so dass sich z. B. beim A.A-Modulator bei senkrechter Polarisation eine um einen Faktor 5 größere Beugungseffizienz ergibt als bei paralleler Polarisation. Die genauen Zahlenwerte für die Tensorkomponenten finden sich in Tab. 2.1. In der Praxis kann man Modulationseffizienzen  $\eta$  von etwa 70% erreichen [7].

### 1.1.1.2 Die Anstiegszeit

In der Praxis wird als Anstiegszeit die Zeit angegeben, die benötigt wird, um die Lichtintensität von 10% ihres Maximalwertes auf 90% ansteigen zu lassen. Sie ist bestimmt durch die Transitzeit  $t$ , die die Front der Schallwelle benötigt, um den Lichtstrahl zu durchlaufen. Es gilt also

$$t = \frac{D_i}{C}, \quad (1.8)$$

wobei  $D_i$  der Strahldurchmesser des Lichtes ist und  $C$  die Schallgeschwindigkeit darstellt [7]. Da die Schallgeschwindigkeit in einem Medium nicht veränderbar ist (bei gegebener Frequenz), muss der Lichtstrahl fokussiert werden, um eine kurze Anstiegszeit zu erhalten. Dies ist allerdings nicht bis zu beliebig kleinen Durchmessern möglich, da bei zu kleinen Strahldurchmessern die Intensität im Fokus zu groß wird. Dies führt dazu, dass der Strahl aufgrund des nichtlinearen Brechungsindex ( $n = n_0 + in_2$ ) zum Teil absorbiert wird. Dies führt zur Ausbildung von thermischen Linsen im Modulator. Dadurch verliert der Strahl sein Gaußprofil und weitet sich auf. Ein Beispiel für diesen Effekt findet sich in [10]. Um diesen Effekt zu minimieren, wurden Zylinderlinsen verwendet, um den Strahldurchmesser in der relevanten Richtung (senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung) zu reduzieren. Durch den Linienfokus steigt die Intensität aber deutlich weniger an (vgl. Kap. 4.1). Dadurch bleibt das Gaußprofil erhalten und der modulierte Strahl kann wieder problemlos in eine Glasfaser eingekoppelt werden.

Wenn die Modulatoren für die Bildprojektion einsetzbar sein sollen, sollten sie für den HDTV-Standard (**H**igh **D**efinition **T**elevision) geeignet sein. Durch die Anzahl der Zeilen und Linien und die Bildwiederholrate ergibt sich die Anzahl der Bildpunkte, die pro Sekunde nötig sind. Diese wiederum legt die maximal zulässige Anstiegszeit fest. Das HDTV-Bild besteht aus 1080 Zeilen und 1920 Linien, also aus etwa zwei Millionen Bildpunkten (MPixel) [11]. Die Wiederholrate beträgt 50 Hz

[11], sodass 100 Millionen Bildpunkte pro Sekunde nötig sind. Anders gesagt es ist eine Modulationsfrequenz von mindestens 100 MHz erforderlich, was einer maximalen Anstiegszeit von deutlich unter 10 ns entspricht.

## 1.2 Ultraschallerzeugung mit Hilfe des piezoelektrischen Effekts

In diesem Kapitel soll die Ultraschallerzeugung mit Hilfe eines piezoelektrischen Dickenschwingers diskutiert werden. Dabei handelt es sich um eine Platte aus einem piezoaktiven Material (z. B. Zinkoxid), deren Dicke viel kleiner als ihre Querabmessungen ist. Durch Elektroden auf den Oberflächen kann nun eine hochfrequente Wechselfspannung angelegt werden, die ein elektrisches Feld  $\vec{E}$  in der Platte erzeugt. Dieses Feld erzeugt wiederum eine elastische Spannung  $\vec{\sigma}$ , die sich folgendermaßen darstellen lässt:

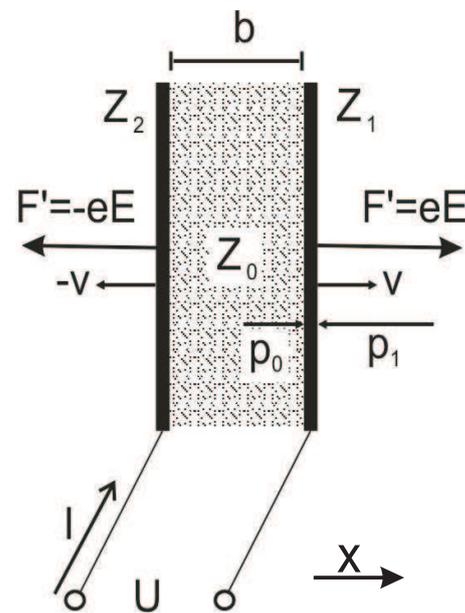
$$\vec{\sigma} = -\underline{\underline{e}} \cdot \vec{E}. \quad (1.9)$$

Dabei ist  $\underline{\underline{e}}$  eine  $(3 \times 6)$ - Matrix, deren Einträge „piezoelektrische Konstanten“ heißen und die Einheit  $[\text{N}/\text{Vm}]$  haben. Die elastische Spannung hat die Einheit Kraft pro Flächeneinheit. Umgekehrt wird durch eine von außen erzwungene Dickenänderung der piezoelektrischen Schicht  $\vec{s}$  eine „dielektrische Verschiebung“ induziert, die sich schreiben lässt als

$$\vec{D} = \underline{\underline{e}} \cdot \vec{s}. \quad (1.10)$$

Die Vorzeichen sind hier so gewählt, dass Energien, die in die Platte hineinfließen, positiv gezählt werden [8].

Die Ursache des piezoelektrischen Effekts liegt in der speziellen asymmetrischen Kristallstruktur der aktiven Materialien; sie besitzen eine polare Achse. In einem solchen Material sind die beiden Richtungen



**Abbildung 1.4:** Schematische Darstellung eines Dickenschwingers (nach [8]). Dabei bedeuten  $Z_0$ : Schallimpedanz der piezoelektrischen Schicht;  $Z_1$  und  $Z_2$ : Schallimpedanz der angrenzenden Medien;  $d$ : Dicke der piezoelektrischen Schicht;  $F'$ : piezoelektrische Kräfte;  $v$ : Oberflächenschnelle;  $p$ : Druckamplitude;  $U$ : angelegte elektrische Spannung;  $I$ : elektrischer Strom; der Pfeil zeigt die  $x$ -Richtung an

entlang der Achse nicht gleichwertig. Bei einer Deformation eines piezoelektrischen Kristalls verschieben sich die unterschiedlich geladenen Ionen so gegeneinander, dass in jeder Elementarzelle ein elektrisches Dipolmoment entsteht. Dadurch wird eine makroskopische Polarisation erzeugt.

Zur Ultraschallerzeugung wird der so genannte inverse piezoelektrische Effekt genutzt. Durch das Anlegen einer elektrischen Spannung parallel zur polaren Achse verschieben sich die Ionen im Kristallverband gegeneinander und der Kristall ändert seine Ausdehnung [12]. Die Kristallstruktur des in dieser Arbeit verwendeten Zinkoxids ist in Kapitel 3.2.1 beschrieben.

Im Allgemeinen verformt sich die piezoaktive Platte in alle drei Raumrichtungen, was durch die tensorielle Notation der piezoelektrischen Konstanten berücksichtigt wird. In der Praxis wird aber durch entsprechend orientierte oder gepolte Kristalle die Änderung in nur eine Raumrichtung bevorzugt. Die Änderungen in den anderen Dimensionen können dann vernachlässigt werden und die Gleichungen (1.9) und (1.10) können eindimensional betrachtet werden [8].

Allerdings müssen die beiden Gleichungen erweitert werden. Eine mechanische Spannung ( $\sigma$ ) kann nicht nur durch den piezoelektrischen Effekt entstehen, sondern ebenso durch eine von außen induzierte mechanische Verformung. Beim hier betrachteten Dickenschwinger kommt dafür nur eine relative Dickenänderung ( $s$ ) in Frage. Somit lässt sich Gleichung (1.9) erweitern zu

$$\sigma = K_E \cdot s - e \cdot E. \quad (1.11)$$

Dabei ist  $K_E$  eine Elastizitätszahl, die den Zusammenhang beschreibt zwischen der elastischen Spannung  $\sigma$  und der Dehnung  $s$  bei konstantem elektrischen Feld  $E$ . Analog lässt sich auch Gleichung (1.10) erweitern zu

$$D = e \cdot s + \epsilon_S \cdot E. \quad (1.12)$$

Die dielektrische Verschiebung  $D$  wird nicht nur durch die Dehnung  $s$  verursacht, sondern auch durch ein äußeres elektrisches Feld  $E$ .  $\epsilon_S$  ist dabei die Dielektrizitätszahl bei konstanter Dehnung. Die Gleichungen (1.11) und (1.12) gelten analog für den allgemeinen Fall, es sind lediglich wie in (1.9) bzw. (1.10) die tensoriellen bzw. vektoriellen Größen einzusetzen. Für eine vollständige Behandlung eines piezoelektrischen Schallwandlers müssen immer beide Gleichungen betrachtet werden.

Bevor später die Entstehung von Schallwellen betrachtet wird, müssen einige Größen definiert werden, die zur Beschreibung eines Schallfeldes relevant sind:

- $\xi$ : Auslenkung eines Teilchens aus seiner Ruhelage (in x-Richtung; vgl. Abb 1.4),
- $v = \frac{\partial \xi}{\partial t}$ : Schallschnelle (Geschwindigkeit eines Teilchens während der Auslenkung),

- $C$ : Schallgeschwindigkeit in einem Medium (Geschwindigkeit, mit der sich die Schallwelle ausbreitet),
- $p$ : Schallwechseldruck (Druckamplitude des Schallfeldes); es gilt  $p = v\varrho_0 C$ .

Im Folgenden soll ein Dickenschwinger betrachtet werden, wie er in Abbildung 1.4 dargestellt ist. Die Dicke des piezoaktiven Materials sei  $b$  und es werden nur Wellen mit einer Ausbreitungsrichtung senkrecht zu den Plattenoberflächen betrachtet. Diese Wellen können als Longitudinalwellen aufgefasst werden, so dass für die Elastizitätszahl gilt [8]:

$$K_E = \varrho_0 \cdot C_L^2, \quad (1.13)$$

wobei  $\varrho_0$  die Dichte des Materials und  $C_L$  die Schallgeschwindigkeit für Longitudinalwellen darstellt.

Zur Bewegungsgleichung eines Teilchens gelangt man durch Anwendung der Newtonschen Bewegungsgleichung. Das Produkt aus Dichte  $\varrho_0$  und Beschleunigung  $\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$  ergibt die wirkende Kraft pro Volumen. In dem hier betrachteten eindimensionalen Fall kommt dafür nur das Druckgefälle in  $x$ -Richtung  $-\frac{dp}{dx}$  in Frage [13]. Diese Betrachtungsweise findet auch in der Hydrodynamik Anwendung. Ausgeschrieben ergibt sich folgende Bewegungsgleichung, die auch eindimensionale Schallfeldgleichung genannt wird:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \varrho_0 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \quad (1.14)$$

Differenziert man die Gleichung (1.11) nach  $x$  und ersetzt die Spannung  $\sigma$  durch den Druck  $-p$ , setzt den Ausdruck aus (1.13) für  $K_E$  ein und setzt die so entstandene Gleichung mit (1.14) gleich, so erhält man mit  $s = \frac{\partial \xi}{\partial x}$  die Wellengleichung für die erzeugten Longitudinalwellen

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{1}{C_L^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{1}{\varrho_0 C_L^2} \frac{\partial(eE)}{\partial x}. \quad (1.15)$$

Das piezoaktive Material wird als perfekter Isolator aufgefasst. Daher ist die dielektrische Verschiebung innerhalb der Schicht konstant; es gilt also  $\frac{\partial D}{\partial x} = 0$ . Der Term auf der rechten Seite zeichnet für die Anregung der Wellen verantwortlich.

### 1.2.1 Wellenerzeugung in einem piezoelektrischen Schallwandler

Bevor im folgenden Kapitel die elektrischen Ersatzschaltbilder für einen Dickenschwinger ausführlich betrachtet werden, sollen in diesem Abschnitt zunächst die Verhältnisse in einem Schallwandler anschaulich besprochen werden. Dabei werden insbesondere die Ausbreitung der akustischen Wellen im Inneren des Schallwandlers und deren Abstrahlung diskutiert.

Eine wichtige Größe ist in diesem Zusammenhang die so genannte Schallimpedanz. Damit wird das Verhältnis des Schalldrucks  $p$  zur Schallschnelle  $v$  in einer in  $x$ -Richtung fortschreitenden Welle bezeichnet [8]:

$$Z = \frac{p}{v} = \varrho_0 C. \quad (1.16)$$

Die zweite Identität folgt aus der Definition des Druckes  $p$  oben. Die Bezeichnung „Schallimpedanz“ geht auf die Analogie der Gleichung  $v = \frac{p}{\varrho_0 C}$  zum ohmschen Gesetz  $I = \frac{U}{Z_{\text{el}}}$  (I: Stromstärke; U: elektr. Spannung;  $Z_{\text{el}}$ : elektr. Impedanz) zurück.

Für die folgenden Überlegungen wird der Fall angenommen, dass die Schallimpedanzen auf beiden Seiten der piezoaktiven Schicht gleich groß sind, also dass  $Z_1 = Z_2$  (vgl. Abbildung 1.4) gilt. Für nicht übereinstimmende Impedanzen gelten die Überlegungen aber völlig analog [8].

Zunächst wird nur eine der beiden Oberflächen in Abbildung 1.4 betrachtet.

An der Grenzfläche gilt die folgende Beziehung:

$$F'(t) + p_0(t) = p_1(t), \quad (1.17)$$

wobei  $F'$  für die Kraft pro Fläche steht. Die Schallschnellen  $v = \left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right)$  müssen an der Grenzfläche übereinstimmen, woraus sich mit Gleichung 1.16 die Relation

$$-\frac{p_0}{Z_0} = \frac{p_1}{Z_1} \quad (1.18)$$

ergibt.

Für die Drücke  $p_0$  und  $p_1$  kann man schreiben:

$$p_i(t) = \frac{Z_i}{Z_i + Z_j} F'(t). \quad (1.19)$$

Die obigen Überlegungen müssen analog für die andere Plattenseite durchgeführt werden.

Im Folgenden wird wieder das gesamte System betrachtet. Die erzeugten Druckwellen laufen in der Platte zwischen den Oberflächen hin und her, wobei sie jedes Mal an den Grenzflächen reflektiert werden. Dabei ändert sich jeweils die Amplitude gemäß

$$R = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0}. \quad (1.20)$$

In der Optik ergibt sich der Reflexionsfaktor  $R$  für einen senkrechten Lichteinfall auf eine Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindices analog, es müssen lediglich anstelle der Schallimpedanzen die Brechungsindices eingesetzt werden [14].

Gleichzeitig wird eine Druckwelle an das angrenzende Medium emittiert, die jeweils die  $(1+R)$ -fache Amplitude der ankommenden Welle hat. Somit kann für den Druckverlauf unmittelbar vor den beiden Plattenoberflächen der folgende Ausdruck geschrieben werden:

$$p(t) = p_1(t) + (1+R)[p_0(t-\tau) + Rp_0(t-2\tau) + R^2p_0(t-3\tau) + \dots]. \quad (1.21)$$

Dabei steht  $\tau = \frac{b}{c_L}$  für die Laufzeit der Schallwelle durch die Schicht. Somit erhält man den Ausdruck für die Schallschnelle  $v$  der in das angrenzende Medium abgestrahlten Welle, indem man die Drücke durch die Kräfte beschreibt (nach Gl. 1.19). Die Schallschnelle entspricht der Schwingungsschnelle der Plattenoberfläche und kann geschrieben werden als [8]

$$v(t) = \frac{1}{Z_0 + Z_1} \left\{ F'(t) - (1-R)[F'(t-\tau) + RF'(t-2\tau) + R^2F'(t-3\tau) + \dots] \right\}. \quad (1.22)$$

Bei einer Anregung der Piezoplatte mit einer sinusförmigen Spannung mit der Frequenz  $\omega$  ergibt sich der folgende Ausdruck für die Schallschnelle [8]:

$$v(t) = \frac{\hat{F}' e^{i\omega t}}{Z_1 - i Z_0 \cot\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)}. \quad (1.23)$$

$\hat{F}'$  steht dabei für die mittlere Kraft. Die Leistung der abgestrahlten Welle kann mit dem Ausdruck

$$P = \frac{1}{2} W_s |v|^2 \quad (1.24)$$

berechnet werden.  $W_s$  bezeichnet den Strahlungswiderstand, der im Falle einer ebenen Welle die Form  $W_s = Z_1 S$  annimmt, wobei  $S$  die Plattenoberfläche bezeichnet [8]. Mit  $\hat{F}' = \frac{e\hat{U}}{b}$  ergibt sich für die abgestrahlte Leistung nach *einer* Seite der Platte zu [8]

$$P = \frac{SZ_1}{2b^2} \frac{e^2 \hat{U}^2}{Z_1^2 + Z_0^2 \cot^2\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)}. \quad (1.25)$$

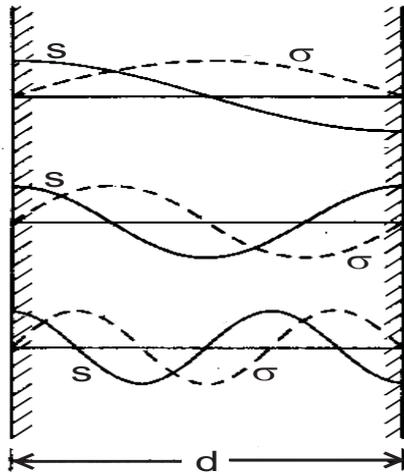
Man erkennt an Gleichung (1.25), dass die abgestrahlte Leistung abhängt vom Verhältnis der Schallimpedanzen des piezoaktiven Mediums und der des angrenzenden Materials  $\frac{Z_1}{Z_0}$ . Außerdem verursacht der Kotangens im Nenner von Gleichung (1.25) Resonanzen, die immer bei Frequenzen auftreten, die der Bedingung

$$f_n = (2n+1) \frac{c_L}{2b} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (1.26)$$

genügen.

Die oben durchgeführte Herleitung gilt für den Fall, dass der Schallwandler zwischen zwei Medien gleicher Schallimpedanz eingebettet ist. Im Rahmen dieser Arbeit

trifft diese Annahme nur auf die Schallwandler zu, die eine Zinkoxidschicht als piezoelektrisches Material besitzen. Die Dickenschwinger sind auf einen Objektträger aus Glas aufgedampft bzw. gesputtert. Somit entspricht  $Z_2 = Z_1$  in Abbildung 1.4 der Schallimpedanz von Glas.



**Abbildung 1.5:** Elastische Spannungen ( $\sigma$ ) und Dehnungen ( $s$ ) in einer piezoelektrischen Platte. Dargestellt sind die ersten drei Dickenresonanzen (nach [8]).

folgenden Frequenzen auftreten:

$$f_n = (2n + 1) \frac{c_L}{4b} \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (1.28)$$

Dieses abweichende Verhalten der PVDF-Transducer spiegelt sich auch in den Messergebnissen wider, wie im Kapitel 4.2.1 dargelegt wird.

Ist die piezoaktive Schicht nicht zwischen zwei Materialien gleicher Schallimpedanz eingebettet, können neben den oben hergeleiteten Dickenresonanzen auch andere (schwach) angeregt werden. Es handelt sich dabei um diejenigen, bei denen die Plattendicke ein geradzahliges Vielfaches der halben (bzw. der viertel) Wellenlänge ist [8]. Dies kann man sich folgendermaßen vorstellen: bei einer Dickenresonanz bilden sich im Inneren der piezoaktiven Schicht stehende Wellen aus. Daraus ergibt sich bei gleicher (symmetrischer) Belastung der Schicht der in Abbildung 1.5 dargestellte Verlauf von elastischer Spannung  $\sigma$  und Dehnung  $s$ .

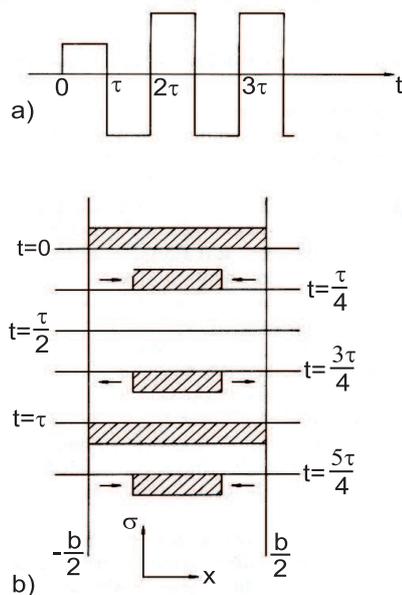
Bei den PVDF-Transducern gelten die obigen Erläuterungen nicht mehr exakt. Die Polymerfolie ist mit Leitlack auf eine Aluminiumplatte aufgeklebt. Die Schallimpedanz von PVDF (und anderen piezoelektrischen Hochpolymeren) ist sehr viel kleiner als die von Metallen (vgl. Tabelle 1.1). Näherungsweise wird der Grenzfall  $Z_2 = \infty$  betrachtet. Die Herleitung des Ausdrucks für die Schwingungsschnelle der Plattenoberfläche kann analog zu der oben erläuterten Herleitung durchgeführt werden. Man erhält dann den folgenden Ausdruck [8]

$$v(t) = \frac{\hat{F}' e^{i\omega t}}{Z_1 - i Z_0 \cot(\omega\tau)}, \quad (1.27)$$

der sich um den Faktor zwei im Argument des Kotangens im Nenner von Gleichung 1.23 unterscheidet. Dieser Faktor bewirkt, dass die Dickenresonanzen des Bauteils nunmehr bei den folgenden Frequenzen auftreten:

**Tabelle 1.1:** Zusammenstellung der wichtigsten Daten der verwendeten Materialien

Material	Schallgeschwindigkeit [m/s]	Schallimpedanz [ $10^6 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ ]	elektromech. Kopp- lungsfaktor [%]
Zinkoxid	6400	36,4	38
PVDF	2200	3,9	14
Gold	3240	17,1	—
Aluminium	6320	17,1	—
Quarzglas	5500	13,2	—
Bindulin	2250	2,66	—
Luft	331	0,41	—

**Abbildung 1.6:** Verhalten einer mechanisch unbelasteten Piezoplatte bei Anregung mit einem Spannungssprung. a: Zeitverlauf der Oberflächenschnelle; b: Spannungsverhalten in der Platte (nach [8]);

Besitzt die stehende Welle ( $\sigma$ ) eine gerade Anzahl von Bäuchen (mittlere Kurve in Abbildung 1.5), so erkennt man, dass an beiden Oberflächen die Dehnung  $s$  in die gleiche Richtung zeigt ( $s > 0$ ). Die Plattendicke ändert sich also nicht und somit wird keine Schallwelle in die Umgebung emittiert. Ist die Platte aber unsymmetrisch belastet, sind auch die Wellen nicht mehr symmetrisch über die Plattendicke und es kommt zu einer leicht unterschiedlichen Dehnung auf den beiden Seiten. Dies führt zu einer Dickenänderung und damit zu einer Schallabstrahlung. Natürlich ist dieser Effekt sehr viel schwächer als der bei den ungeradzahligen Vielfachen, er kann aber bei den PVDF-Transducern dennoch beobachtet werden (siehe Kap. 4.2.1.1).

Zum Ende des Kapitels soll nun noch qualitativ beschrieben werden, was bei einem sprunghaften Anstieg der an die Platte angelegten Spannung passiert. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  herrscht überall die Spannung  $\sigma = F'$ , die durch die angelegte elektrische Spannung verursacht wird. Da aber die Plattenflächen kräftefrei sein müssen, laufen Entlastungs-

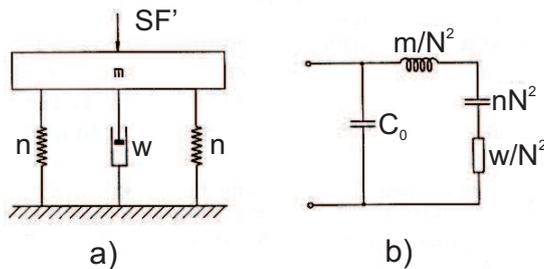
wellen von außen nach innen. Diese erzeugen einen kräftefreien Zustand durch Dehnung/Stauchung des Materials. Erreichen die Entlastungswellen die Mitte der piezoaktiven Schicht, so ist das Gesamtsystem kräftefrei. Die Wellen laufen allerdings weiter und werden, wie oben beschrieben, reflektiert. Dies führt dann zu den Oszillationen der Platten (vgl. Abbildung 1.6).

### 1.3 Elektrische Ersatzschaltbilder

In diesem Kapitel sollen elektrische Ersatzschaltbilder für einen piezoelektrischen Dickenschwinger erläutert werden. Zuerst wird ein anschauliches Modell vorgestellt, das aber nur in der Nähe der Resonanz gültig ist. Dabei werden im Prinzip alle Bestandteile des Schwingers durch ein elektrisches Bauteil dargestellt. Danach wird das masonsche Ersatzschaltbild eingeführt, welches das Standardmodell für Dickenschwinger darstellt und mit verschiedenen Modifikationen in vielen Bereichen Anwendung findet. Es gilt für den gesamten Frequenzbereich, ist aber komplizierter und erfordert umfangreichere Rechnungen.

#### 1.3.1 Intuitives Ersatzschaltbild

Piezoelektrische Dickenschwinger zeigen ein ausgeprägtes Resonanzverhalten, was nahe legt, sie mit einem rein mechanischen Resonator zu vergleichen. Dieser besteht aus einer Masse, Federn und einem Verlustwiderstand.



**Abbildung 1.7:** Intuitives Ersatzschaltbild eines Dickenschwingers in der Nähe seiner Grundresonanz. a: mechanisches Analogon; b: elektrisches Ersatzschaltbild;

Der Verlustwiderstand wird durch einen Schwingungsdämpfer dargestellt, der auch die Verluste durch die Schallabstrahlung mit beinhaltet. Diese Anordnung und das elektrische Analogon sind in Abbildung 1.7 dargestellt.

Für die Herleitung sei wieder  $Z_1 = Z_2$ . Das mechanische System wird von der Kraft  $SF'$  zu erzwungenen Schwingungen der Frequenz  $\omega$  angeregt.  $S$  ist im Folgenden die Fläche des Schallwandlers, die in dieser Arbeit in der Regel durch die Größe der oberen Elektrode bestimmt wird.

Allgemein kann für ein solches Schwingungssystem mit einer Anregung  $F' =$

$\hat{F}e^{i\omega t}$  die folgende Bewegungsgleichung aufgestellt werden [15]:

$$m \frac{d^2 \xi}{dt^2} + w \frac{d\xi}{dt} + \frac{1}{n} \xi = F e^{i\omega t}. \quad (1.29)$$

Es wird hier anstelle der Federkonstante D die Nachgiebigkeit n verwendet, die dem Reziproken von D entspricht. Mit dem üblichen Lösungsansatz erhält man für die Auslenkung [15]

$$\xi(t) = \frac{-i F e^{i(\omega t - \phi)}}{\omega \sqrt{w^2 + (\omega m - 1/\omega n)^2}} \quad (1.30)$$

und somit ergibt sich für die Schwingungsschnelle v [15]

$$v = \frac{d\xi}{dt} = \frac{F e^{i\omega t}}{w + i(\omega m - 1/\omega n)}. \quad (1.31)$$

Die mechanische Impedanz, die das Verhältnis von treibender Kraft und Schwingungsschnelle darstellt, kann jetzt leicht berechnet werden und lautet [15]

$$Z_m = \frac{F e^{i\omega t}}{v} = w + i\omega m + \frac{1}{i\omega n} = \frac{S F'}{v}. \quad (1.32)$$

Um das oben beschriebene mechanische System in ein elektrisches Ersatzschaltbild umzudeuten, setzt man, wie in Abbildung 1.4, für  $F'S = eES = \frac{eS}{b} \cdot U$  und definiert die so genannte Wandlerkonstante  $N = \frac{eS}{b}$ , die für jedes System je nach Belastung und Komponenten individuell bestimmt werden muss. Dies ist auch der große Nachteil dieses Modells, da diese Bestimmung nicht trivial ist.

Aus Gleichung (1.12) folgt nach Integration über die Plattendicke  $b$ :

$$b \cdot D = e \cdot \left[ \xi \left( \frac{b}{2} \right) - \xi \left( -\frac{b}{2} \right) \right] + \varepsilon_S \cdot U. \quad (1.33)$$

Dabei steht  $\xi \left( \pm \frac{b}{2} \right)$  für die momentane Auslenkung der Plattenoberflächen aus der Ruhelage und U ist die über die Plattendicke anliegende Spannung, die sich ausdrücken lässt als  $U_0 e^{i\omega t}$ .

Differenziert man (1.33) nach der Zeit erhält man  $b \frac{\partial D}{\partial t} = e \cdot v + \varepsilon_s i\omega U$ . Multipliziert man danach mit  $\frac{S}{b}$ , so erhält man eine Gleichung für den elektrischen Strom der Form

$$\frac{\partial D}{\partial t} S = I = N v_0 + i\omega C_0 U \quad (1.34)$$

mit  $C_0 = \frac{S\varepsilon_s}{b}$ . Dies entspricht der Kapazität des Dickenschwingers im festgeklemmten Zustand, die meist „clamped capacitance“ genannt wird.

Setzt man in Gleichung (1.34)  $v_0$  aus (1.32) unter Beachtung von  $SF' = NU$  ein und dividiert dann durch  $U$ , so erhält man einen Ausdruck für die elektrische Eingangsadmittanz der elektrischen Ersatzschaltung

$$\frac{1}{Z_{\text{el}}} = \frac{1}{Z_C} + \frac{1}{Z_m} = i\omega C_0 + \frac{1}{\frac{Z_m}{N^2}}. \quad (1.35)$$

Die Ersatzschaltung besteht also aus einer Kapazität ( $C_0$ ) und der parallel geschalteten Impedanz  $Z_m/N^2$ , die aus drei Komponenten besteht:  $L = \frac{m}{N^2}$ ,  $C = nN^2$  und  $R = \frac{w}{N^2}$ . Dabei ist  $N$  die oben eingeführte Wandlerkonstante, die für jeden Dickenschwinger individuell bestimmt werden muss.

Für den Fall eines unbelasteten Dickenschwingers lauten die Ausdrücke zur Berechnung von  $N$ ,  $m$ ,  $n$  und  $w$  folgendermaßen [8]:  $N = \frac{eS}{b}$ ,  $m = \frac{1}{2}\rho_0 bS$ ,  $n = \frac{2b}{\pi^2 \rho_0 c^2 S}$  und  $w = 2SZ_1$ .  $w$  entspricht dabei dem doppelten Strahlungsverlust einer Platte.  $m$  kann als eine reduzierte Masse aufgefasst werden, da durch die Schwingungsverteilung im Platteninneren die einzelnen Tiefenschichten unterschiedlich stark zur Gesamtmasse beitragen. Ebenso ist  $n$  eine reduzierte Nachgiebigkeit. Typische Zahlenwerte für zwei der untersuchten Transducer finden sich in Tabelle 1.2.

**Tabelle 1.2:** Zahlenwerte für zwei der untersuchten Transducer für die Parameter des intuitiven Schaltbildes. Die eingesetzten Zahlenwerte stammen aus [8].

akt. Material	C [pF]	L [nH]	R [Ohm]
Zinkoxid (8 $\mu\text{m}$ )	30,1	5,3	6,1
PVDF (9 $\mu\text{m}$ )	3,6	472,8	1600
PVDF (28 $\mu\text{m}$ )	0,58	28500	30000

Die Herleitungen oben gelten für einen unbelasteten Schallwandler, also einen, der gegen die Luft vibriert. In der Regel ist aber auf dem Dickenschwinger ein akustooptisches Material aufgebracht, das die Eigenschaften modifiziert. Eine solche mechanische Last kann in dem obigen Modell durch einen zusätzlichen ohmschen Widerstand neben den drei parallel geschalteten Elementen dargestellt werden. Dieser Widerstand ist aber nicht trivial zu bestimmen, was einen weiteren Schwachpunkt des Modells ausmacht. Eine umfangreiche Darstellung des Problems findet sich in [16], wo ebenfalls verschiedene Wandlerkonstanten genannt werden.

### 1.3.2 Das masonsche Ersatzschaltbild

Ein realer Dickenschwinger weist in der Regel mehrere Schichten verschiedener Materialien auf, zum Beispiel die piezoaktive Schicht, die Elektroden und diverse Anpass- und Haftsichten. Um diesem Schichtaufbau über den gesamten Frequenzbereich

Rechnung zu tragen, eignet sich ein erweitertes Mason-Modell, das im Folgenden detaillierter betrachtet werden soll. Mit Hilfe dieses Modells wurden einige der untersuchten Schallwandler simuliert.

Für die Gültigkeit dieses Modells müssen die folgenden Voraussetzungen erfüllt sein [7]:

- laterale Abmessungen des Schallwandlers müssen groß sein gegen die akustische Wellenlänge,
- es handelt sich um einen reinen Dickenschwinger (eindimensionale Schallausbreitung),
- die Elektroden- und Haftsichten erzeugen keine Modenkonversion,
- die akustische Energie wird so in das akustooptische Material (z. B. Glasfaser) transportiert, dass die Ausdehnung des Schallfeldes nur von der oberen Elektrode bestimmt wird.

Im Allgemeinen sind diese Voraussetzungen bei Dickenschwingern erfüllt, so dass man das eindimensionale Masonmodell benutzen kann, das in Abbildung 1.8 dargestellt ist.

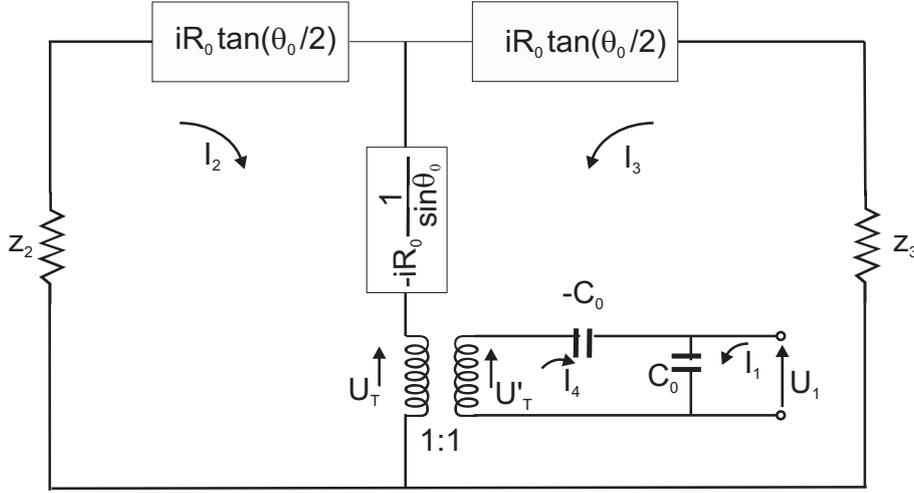
Der ideale Transformator und die negative Kapazität stehen für die elektromechanische Kopplung. Die beiden eingezeichneten Impedanzen  $Z_2$  und  $Z_3$  stehen für die Lastimpedanzen, mit denen die piezoaktive Schicht belastet ist. Diese werden verursacht durch die Elektroden, eventuell vorhandene Haftsichten, das Substrat und das akustooptische Material, wie zum Beispiel die aufgeklebte Glasfaser.

$C_0$  ist auch in diesem Modell die Klemmkapazität des Schallwandlers, wie sie in Gl. 1.34 eingeführt wurde. Das elektrische Äquivalent zur akustischen Impedanz der piezoaktiven Schicht lässt sich schreiben als

$$R_0 = \frac{AZ_0}{\phi^2}. \quad (1.36)$$

Dabei steht  $Z_0$  für die akustische Impedanz  $Z_0 = \rho_0 c$ , dem Produkt aus der Masendichte und der Schallgeschwindigkeit. Der Parameter  $\phi$  lässt sich folgendermaßen darstellen:  $\phi = \frac{eC_0}{\varepsilon\varepsilon_0}$ , wobei  $\varepsilon$  die Dielektrizitätskonstante des piezoaktiven Materials darstellt.

$R_0$  lässt sich aber auch mit anderen Größen beschreiben, nämlich mit der Halbwellenresonanz-Frequenz  $f_0 = \frac{c}{2b}$ , der Klemmkapazität  $C_0$  und der Kopplungskonstanten  $k$ . Letztere ist ein Maß dafür, wie effizient das piezoelektrische Material die elektrische Energie in akustische umwandelt. Typische Werte für  $k$  liegen zwischen 0,14 (PVDF) und 0,7 (PZT-5A), wobei das in der Arbeit hauptsächlich verwendete Zinkoxid (ZnO) einen Wert von 0,38 aufweist. Mit diesen Parametern lässt sich  $R_0$



**Abbildung 1.8:** Vollständiges Schaltbild des eindimensionalen Masonmodells. Die Schaltung in der Mitte kennzeichnet die piezoaktive Schicht. Der Transformator und die negative Kapazität stehen für die Umwandlung der elektrischen Energie in akustische.  $z_2$  und  $z_3$  sind die Gesamtimpedanzen der Schichten, die auf beiden Seiten der piezoaktiven Schicht aufgebracht sind (Elektroden, Haftsichten, Kleber, Glasfaser).

darstellen als [7]:

$$R_0 = \frac{1}{2f_0 C_0 k^2}. \quad (1.37)$$

Der in Abbildung 1.8 vorkommende Parameter  $\theta_0$  steht für  $\theta = \frac{\pi f}{f_0}$ , wobei  $f$  die betrachtete Frequenz darstellt.

Um die Eingangsimpedanz eines aus mehreren Schichten bestehenden Schallwandlers zu berechnen, werden die beiden Elektroden durch verlustbehaftete Übertragungsleitungen der Länge  $b_c$  dargestellt. Diese sollen eine charakteristische Impedanz  $Z_c$  und eine Dämpfung  $\alpha_c$  aufweisen. Die charakteristische Impedanz einer Schicht ist in diesem Modell die Schallimpedanz des Schichtmaterials. Abgeschlossen werden sie von einer Lastimpedanz  $Z_L$ , die die Impedanz der darüberliegenden Schicht beschreibt. Die Eingangsimpedanz  $Z$  einer solchen Übertragungsleitung lässt sich schreiben als:

$$Z = Z_c \left( \frac{Z_L + Z_c \tanh [(\alpha_c + i\beta_c)b_c]}{Z_c + Z_L \tanh [(\alpha_c + i\beta_c)b_c]} \right) \quad (1.38)$$

mit  $\beta_c = \frac{2\pi}{\Lambda}$ , wobei  $\Lambda$  für die akustische Wellenlänge in der jeweils betrachteten Schicht steht.

Eine Schicht, die an Luft grenzt, entspricht einer Übertragungsleitung mit einer charakteristischen Impedanz  $Z_c$ , die mit einem Kurzschluss belastet ist, also  $Z_L = 0$  [7]. Da die Lastimpedanz ja die Impedanz der nächsten Schicht darstellt, ist sie, wenn keine weitere Schicht vorhanden ist, Null. Setzt man in Gl. (1.38)  $Z_L = 0$  ein, so vereinfacht sie sich und die Impedanz der an Luft grenzenden Schicht  $Z_{\text{Luft}}$  lässt sich folgendermaßen darstellen:

$$Z_{\text{Luft}} = Z_c \tanh [(\alpha_c + i\beta_c)b_c]. \quad (1.39)$$

Zur Herleitung eines Ausdrucks für die Eingangsimpedanz  $Z_1 = \frac{U_1}{I_1}$  des gesamten Transducers wird Abbildung 1.8 betrachtet. Für den idealen Transformator gilt  $U_T = U'_T$  und es gilt nach der Maschenregel  $I_4 = I_2 + I_3$ .

Aus Abbildung 1.8 ergeben sich bei der erneuten Anwendung der Maschenregel die folgenden Abhängigkeiten:

$$U_1 = \frac{I_1 + I_4}{i\omega C_0} = \frac{I_1 + I_2 + I_3}{i\omega C_0}, \quad (1.40)$$

$$U_T = U'_T = \frac{-I_4}{i\omega C_0} + \frac{I_1 + I_4}{i\omega C_0} = \frac{I_1}{i\omega C_0}, \quad (1.41)$$

$$0 = I_2 Z_2 + iI_2 R_0 \tan\left(\frac{\theta_0}{2}\right) + (I_2 + I_3)(-iR_0 \csc \theta_0) + U_T \text{ und} \quad (1.42)$$

$$0 = I_3 Z_3 + iI_3 R_0 \tan\left(\frac{\theta_0}{2}\right) + (I_2 + I_3)(-iR_0 \csc \theta_0) + U_T. \quad (1.43)$$

Gleichung 1.40 wird umgeschrieben, so dass sie die folgende Form annimmt:

$$U_1 = -\frac{i}{\omega C_0}(I_1 + I_2 + I_3). \quad (1.44)$$

Kombination von Gl. (1.41) mit Gl. (1.42) und Gl. (1.43) liefert die beiden folgenden Gleichungen:

$$0 = -\frac{i}{\omega C_0}I_1 + I_2(Z_2 - iR_0 \cot \theta_0) + I_3(-iR_0 \csc \theta_0) \text{ und} \quad (1.45)$$

$$0 = -\frac{i}{\omega C_0}I_1 + I_3(Z_3 - iR_0 \cot \theta_0) + I_2(-iR_0 \csc \theta_0). \quad (1.46)$$

Vereinfacht können diese drei Gleichungen in einer Matrixschreibweise dargestellt werden:

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{i}{\omega C_0} & -\frac{i}{\omega C_0} & -\frac{i}{\omega C_0} \\ -\frac{i}{\omega C_0} & Z_2 - iR_0 \cot \theta_0 & -iR_0 \csc \theta_0 \\ -\frac{i}{\omega C_0} & -iR_0 \csc \theta_0 & Z_3 - iR_0 \cot \theta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{pmatrix}. \quad (1.47)$$

Aus Gleichung (1.47) kann nun  $Z_1$  bestimmt werden zu  $Z_1 = \frac{D}{\Delta_{11}}$ , wobei  $D$  die Determinante der  $3 \times 3$ -Matrix darstellt und  $\Delta_{11}$  die Determinante der unteren  $2 \times 2$ -Matrix, also  $\Delta_{11} = \begin{vmatrix} Z_2 - iR_0 \cot \theta_0 & -iR_0 \csc \theta_0 \\ -iR_0 \csc \theta_0 & Z_3 - iR_0 \cot \theta_0 \end{vmatrix}$ . Damit ergibt sich für die gesuchte Gesamteingangsimpedanz des Schallwandlers der folgende Ausdruck:

$$Z_1 = -\frac{i}{\omega C_0} + \frac{1}{R_0 \omega^2 C_0^2} \left( \frac{(z_2 + z_3) \sin \theta_0 + 2i(1 - \cos \theta_0)}{(1 + z_2 z_3) \sin \theta_0 - i(z_2 + z_3) \cos \theta_0} \right). \quad (1.48)$$

Gleichung (1.48) stellt einen geschlossenen Ausdruck dar für die komplexe Impedanz des Dickenschwingers als Funktion der Frequenz  $\omega$ , der Klemmkapazität  $C_0$ , der akustischen Impedanz der piezoaktiven Schicht  $Z_0$  und der auf  $Z_0$  normierten komplexen Lastimpedanzen  $z_2$  und  $z_3$  ( $z_2 = Z_2/Z_0$ ). Der erste Term in Gleichung 1.48 stellt eine elektrische Impedanz dar, die durch die Kapazität der piezoelektrischen Schicht verursacht wird. Der zweite Term repräsentiert die akustischen Impedanzen des Bauteils [7].

Zur Berechnung der Gesamtimpedanz müssen nun noch Ausdrücke für  $z_2$  und  $z_3$  gefunden werden. Dazu wird das Bauteil betrachtet, wie es in Abbildung 1.9 dargestellt ist. Links und rechts der piezoelektrischen Schicht befinden sich die Elektroden und weitere Schichten, wie zum Beispiel Kleber, Haftsichten und zuletzt das Substrat und die Glasfaser. Die Impedanzen  $z_2$  und  $z_3$  sind die Lastimpedanzen der piezoelektrischen Schicht, die alle anderen Schichten der jeweiligen Seite beinhalten.

Die Herleitung eines Ausdrucks soll hier für  $z_2$  gezeigt werden, da die untere Seite aus weniger Schichten besteht. Man beginnt von außen (ganz unten) nach innen bis zur direkt an die piezoelektrische Schicht angrenzenden Schicht. Das Substrat wird als unendlich ausgedehnt angesehen, da seine Dicke deutlich größer ist als eine Wellenlänge. Seine charakteristische Impedanz  $z_M$  (in Abbildung 1.9 ist es die M-te Schicht ganz links) lautet [7]

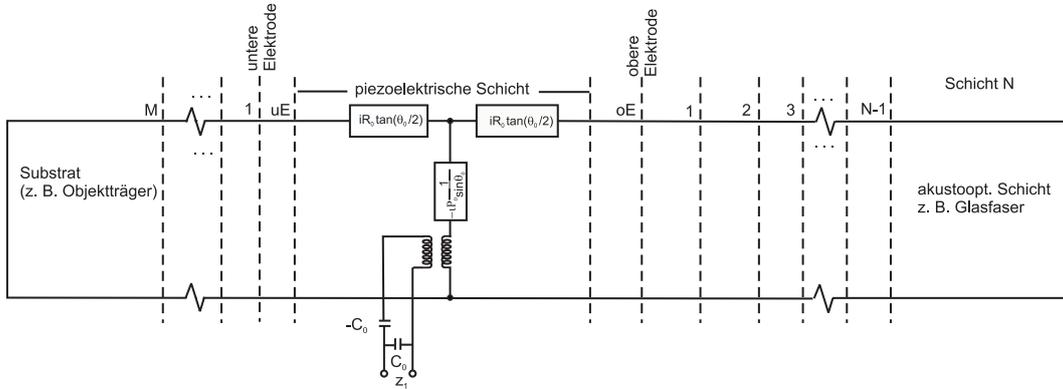
$$z_M = \frac{Z_{\text{Subs}}}{Z_0} = \frac{\varrho_{\text{Subs}} C_{\text{Subs}}}{\varrho_0 C_0}, \quad (1.49)$$

was einfach die normierte Schallimpedanz des Substratmaterials darstellt.

Bei einem Zinkoxidtransducer wird auf das Substrat die Haftsicht aus Chrom gedampft. Es wird nun also nach Gleichung 1.38 die Eingangsimpedanz einer Chromschicht berechnet, die mit dem Substrat belastet ist. Analog zu den oben angestellten Überlegungen bei der Herleitung von Gl. (1.38) kann jetzt für die Eingangsimpedanz der (M+1)-ten Schicht geschrieben werden:

$$z_{M+1} = z_{c_{M+1}} \left\{ \frac{z_M + z_{c_{M+1}} \tanh [(\alpha_{c_{M+1}} + i\beta_{c_{M+1}})b_{c_{M+1}}]}{z_{c_{M+1}} + z_M \tanh [(\alpha_{c_{M+1}} + i\beta_{c_{M+1}})b_{c_{M+1}}]} \right\}. \quad (1.50)$$

$z_c$  ist hier die normierte Schallimpedanz von Chrom und  $z_M$  die in Gl. 1.49 berechnete normierte Schallimpedanz des Substrats. Diese wirkt für die in Gl. 1.51 berechnete Schicht als Lastimpedanz.



**Abbildung 1.9:** Vollständiges Schaltbild des eindimensionalen Masonmodells für einen Schallwandler bestehend aus  $N$  Schichten. Die linke Seite in der Abbildung stellt die untere Elektrode des Transducers mit dem Substrat (z. B. Objektträger) dar. Auf der rechten Seite des Transducers befinden sich die obere Elektrode und die darüber liegenden Schichten, wie zum Beispiel der Sekundenkleber und zuletzt das akustooptische Material, das im Rahmen der Arbeit eine Glasfaser darstellt.

Die nächste Schicht in einem Zinkoxidbauteil ist die Goldelektrode. Diese bildet auch die direkt an das piezoaktive Material angrenzende Schicht, so dass ihre Impedanz gerade  $z_2$  in Gl. 1.48 entspricht. Es ergibt sich also für  $z_2$ :

$$z_{M+2} = z_2 = z_{C_{M+2}} \left\{ \frac{z_{M+1} + z_{C_{M+2}} \tanh [(\alpha_{C_{M+2}} + i\beta_{C_{M+2}})b_{C_{M+2}}]}{z_{C_{M+2}} + z_{M+1} \tanh [(\alpha_{C_{M+2}} + i\beta_{C_{M+2}})b_{C_{M+2}}]} \right\}. \quad (1.51)$$

Mit Hilfe dieser iterativen Methode kann die Impedanz für jede beliebige Anzahl und Kombination von Schichten eines Bauteils berechnet werden. Für die obere Elektrode und alle weiteren Schichten wird der oben beschriebene Algorithmus analog angewandt. Man beginnt von rechts außen in Abbildung 1.9, also mit der obersten Schicht, dem akustooptischen Material, und arbeitet sich iterativ nach innen (unten) vor bis zur piezoaktiven Schicht. Am Ende erhält man einen Ausdruck für  $z_3$ , den man dann zusammen mit  $z_2$  (Gl. 1.51) und Gl. 1.48 einsetzt, um die Gesamtimpedanz zu erhalten.

Wird eine Glasfaser als akustooptisches Medium verwendet, wie es im Rahmen dieser Arbeit der Fall war, muss Folgendes beachtet werden. Die Annahme eines unendlich ausgedehnten Mediums zum Start der Iteration ist wegen des geringen Durchmessers der Glasfaser ( $125 \mu\text{m} \approx 3\lambda$ ) nicht korrekt. Außerdem ist das Gewicht der Glasfaser sehr gering, so dass man die Iteration mit einer Luftschicht beginnt und die Glasfaser selbst als  $125 \mu\text{m}$  dicke Schicht betrachtet.

Bei einer Anordnung von  $n$  identischen Schallwandler-Elementen gilt im Falle

einer Reihenschaltung für die Gesamtimpedanz  $n \cdot Z_1$  und für eine Parallelschaltung der Elemente  $\frac{Z_1}{n}$ .

### 1.3.3 Wichtige Kenngrößen eines Schallwandlers

Die Impedanz des Bauteils allein ist noch kein aussagekräftiges Maß für die Qualität eines Schallwandlers. Als objektiv vergleichbare Größen eignen sich der Konversionsverlust (KV) gemessen in dB, der Reflexionskoeffizient ( $\Gamma$ ) und der Welligkeitsfaktor (VSWR, **V**oltage **S**tandard **W**ave **R**atio). Diese Größen lassen sich aber aus der oben berechneten Gesamtimpedanz bestimmen, was im Folgenden geschehen soll.

Dazu wird zunächst der Ausdruck für  $Z_1$  (Gl. 1.48 umgeschrieben in die folgende Form:

$$Z_1 = R_a + i \left( X_a - \frac{1}{\omega C_0} \right). \quad (1.52)$$

Dabei ist  $R_a$  der Strahlungswiderstand, d. h. die in  $R_a$  dissipierte Leistung wird als Ultraschall an die Umgebung abgegeben.

Der Konversionsverlust lässt sich nach der folgenden Formel berechnen:

$$\text{KV [dB]} = 10 \log \left( \frac{P_{\max}}{P_{\text{in}}} \right). \quad (1.53)$$

Dabei ist  $P_{\max}$  die Maximalleistung, die im elektrisch angepassten Fall in das Bauteil fließt.  $P_{\text{in}}$  ist die Leistung, die in  $R_a$  umgesetzt in Ultraschall umgewandelt wird. Im Allgemeinen ist der Schallwandler direkt an einen Generator angeschlossen, so dass er nicht elektrisch an dessen Ausgangsimpedanz angepasst ist. Dann treten zusätzliche Impedanzen auf, nämlich  $R_G$ , die Generatorimpedanz und  $R_K$ , die Impedanz der Kontakte und Kabel. Man erhält den Stromkreis aus Abbildung 1.10.

**Abbildung 1.10:** Schaltbild eines nicht angepassten Schallwandlers mit der Impedanz  $Z_1$  und einem Generator mit dem Generatorwiderstand  $R_G$  und der Kontaktimpedanz  $R_K$ . Bei höheren Frequenzen werden auch die komplexen Anteile von  $R_K$  relevant, die aber einfach im Modell hinzuaddiert werden können.

$R_K$  ist dabei der Realteil der Kontaktimpedanz, die den Einfluss der Kabel berücksichtigt. Bei höheren Frequenzen wird aber auch der Imaginärteil  $X_K$  relevant, der meist induktiv ist. Dieser Anteil wird bei der folgenden Herleitung

vernachlässigt, kann aber im Endergebnis einfach wieder hinzugefügt werden [7]. Für die Eingangsleistung  $P_{in}$  kann man schreiben:

$$P_{in} = \frac{U_1 U_1^*}{Z_1} = \frac{|U_1|^2 Z_1^*}{|Z_1|^2}, \quad (1.54)$$

wobei der Stern für konjugiert komplex steht. Der Realteil von  $P_{in}$  ist der in Ultraschall umgesetzte Teil der Gesamtleistung. Mit  $R'_G = R_G + R_K$  ergibt sich:

$$U_1 = \frac{U' Z_1}{R'_G + Z_1}. \quad (1.55)$$

Setzt man Gl. 1.55 in Gl. 1.54 ein, so erhält man den Ausdruck für den Realteil von  $P_{in}$  [7]:

$$\Re(P_{in}) = \frac{|U'|^2 R_a}{(R_G + R_K + R_a)^2 + \left(X_a - \frac{1}{\omega C_0}\right)^2}. \quad (1.56)$$

Die Maximalleistung kann nur unter elektrischer Anpassung in das Bauteil fließen, das heißt im Allgemeinen, wenn die Eingangsimpedanz des Bauteils dem konjugiert komplexen der Ausgangsimpedanz des Generators entspricht. Hier werden die komplexen Anteile der Generatorimpedanz aber vernachlässigt. Dann gilt  $R_a = R_G$  und  $R_K = 0$ . Damit erhält man für  $P_{max}$ :

$$P_{max} = \frac{|U'|^2}{4R_G}, \quad (1.57)$$

und schließlich nach Gl. (1.53) den Ausdruck für den Konversionsverlust KV:

$$KV = 10 \log \left[ \frac{(R_G + R_K + R_a)^2 + \left(X_a - \frac{1}{\omega C_0}\right)^2}{4R_a R_G} \right]. \quad (1.58)$$

Will man nun die oben erwähnten induktiven Anteile der Kontaktimpedanz mit berücksichtigen, so muss in Gl. (1.58) lediglich  $X_a$  durch  $X_a + X_K$  ausgetauscht werden.

Der Konversionsverlust ist eine wichtige Größe, da man mit ihrer Hilfe über den gesamten Frequenzbereich überprüfen kann, wie effizient die elektrische Leistung in Ultraschall umgewandelt werden kann. So können schon vor der Herstellung ungeeignete Schichtdicken und Materialkombinationen erkannt und vermieden werden.

Für den effizienten Betrieb eines Schallwandlers ist es meistens erforderlich, ein externes Anpassnetzwerk zu entwickeln, da die Unterschiede zwischen der Generatorimpedanz  $R_G$  und der Eingangsimpedanz des Schallwandlers zu groß sind, um

eine effiziente Leistungsaufnahme des Bauteils zu gewährleisten. Für diese Entwicklung sind die beiden folgenden Größen interessant: der Reflexionskoeffizient  $\Gamma$  und das daraus berechenbare VSWR. Im Folgenden sollen diese beiden Parameter kurz erläutert werden.

$\Gamma$  gibt das Verhältnis an zwischen der elektrischen Spannung, die in die Quelle zurückreflektiert wird, und der Spannung, die vom Bauteil aufgenommen wird. Dieses Verhältnis wird nur von der Lastimpedanz beeinflusst und lässt sich schreiben als [7]:

$$\Gamma = \frac{Z_1 + R_K - R_G}{Z_1 + R_K + R_G}. \quad (1.59)$$

Wird der Zähler Null, so treten keine Reflexionen auf. In der Realität lassen sich Reflexionen aber nicht über den gesamten Frequenzbereich eliminieren. Wenn Reflexionen auftreten, so bauen sich stehende Wellen auf, da es Stellen gibt, wo sich reflektierte und ankommende Welle konstruktiv überlagern ( $|E|_{max}$ ) und Stellen, wo sie sich mehr oder weniger auslöschen ( $|E|_{min}$ ). Das VSWR gibt das Verhältnis zwischen den Maxima und den Minima an und ist somit ein Maß für die Stärke der stehenden Welle:

$$\text{VSWR} = \frac{|E|_{max}}{|E|_{min}} = \frac{|E|_{in} + |E|_{refl}}{|E|_{in} - |E|_{refl}}. \quad (1.60)$$

Dabei steht „in“ für einfallende und „refl“ für die reflektierten Wellen. Dieser Ausdruck ist auf  $\Gamma$  zurückführbar, so dass man schreiben kann:

$$\text{VSWR} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}. \quad (1.61)$$

Mit den im vorherigen Kapitel berechneten Größen hat man nun einen Parametersatz zur Verfügung, der die Entwicklung und das Design von Schallwandlern ermöglicht. Es können die Impedanz und die Effizienz über den gesamten Frequenzbereich berechnet und damit dann das optimale Design hergestellt und untersucht werden. So kann viel Zeit und Geld gespart werden. Die benötigten Anpassschaltungen sind in Kap. 3.7 beschrieben.

## 1.4 Elastooptik

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen der Elastooptik diskutiert. Zunächst wird allgemein die Veränderung des Brechungsindexellipsoids (Indikatrix) durch mechanische Deformation erläutert. Im zweiten Teil werden diese Erkenntnisse dann auf den Fall der verwendeten Glasfaser angewandt.

### 1.4.1 Das Brechungsindexellipsoid (Die Indikatrix)

In einem homogenen, magnetisch isotropen und nicht absorbierenden Medium gilt für die Energiedichte des elektrischen Feldes [17]

$$W_e = \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^3 E_i \varepsilon_{ij} E_j. \quad (1.62)$$

Dabei sind  $\vec{E}$  die elektrische Feldstärke,  $\vec{D}$  die Verschiebungsdichte und  $\varepsilon_{ij}$  der dielektrische Permeabilitätstensor. In einem geeignet gewählten Koordinatensystem gilt für die Energiedichte

$$2W_e = \frac{D_x^2}{\varepsilon_x} + \frac{D_y^2}{\varepsilon_y} + \frac{D_z^2}{\varepsilon_z}, \quad (1.63)$$

wobei die  $\varepsilon_i$  die dielektrischen Hauptwerte darstellen. Führt man nun noch  $\frac{\vec{D}}{\sqrt{2W_e}} \rightarrow \vec{r}$  und  $n_i^2 \equiv \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) ein, so erhält man die allgemeine Darstellung des Brechungsindexellipsoids

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1, \quad (1.64)$$

dessen Hauptachsen parallel zu den Kristallachsen  $x$ ,  $y$  und  $z$  liegen und die Längen  $2n_x$ ,  $2n_y$  und  $2n_z$  haben [17].

### 1.4.2 Der photoelastische Effekt

Dieser Effekt koppelt die mechanische Dehnung  $S$  mit dem optischen Brechungsindex  $n$ . Man kann also sagen, dass durch mechanische Dehnungen die Indikatrix verformt wird. Für die theoretischen Betrachtungen wird im Allgemeinen der optische Impermeabilitätstensor betrachtet. In Gleichung (1.65) erkennt man sowohl den Zusammenhang zwischen diesem Tensor ( $\eta_{ij}$ ) und dem Brechungsindex, als auch dessen Änderung (im Folgenden symbolisiert durch  $\Delta$ ) unter dem Einfluss eines Dehnungsfeldes repräsentiert durch den Dehnungstensor  $S_{kl}$  [17]:

$$\Delta \eta_{ij} = \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij} = \sum_{k,l=1}^3 p_{ijkl} S_{kl}. \quad (1.65)$$

$S_{kl}$  bezeichnet die Gesamtheit aller möglichen Auslenkungen eines Teilchens unter dem Einfluss einer elastischen Spannung in einem Material. Der Tensor lässt sich als  $3 \times 3$ -Matrix darstellen, deren Diagonalelemente  $s_{xx}$ ,  $s_{yy}$  und  $s_{zz}$  eine relative Dickenänderung eines Volumenelements in die jeweilige Richtung bedeuten [8]. Die anderen Elemente beschreiben eine Scherung des Volumenelements.  $s_{xy}$  beschreibt

den Winkel, um den ein vorher quaderförmiges Volumenelement in einer zur z-Achse senkrechten Ebene geschert wird [8].  $p_{ijkl}$  ist der optische Dehnungstensor. Terme höherer Ordnung für  $S_{kl}$  können vernachlässigt werden, da sie um einen Faktor von  $10^{-5}$  kleiner sind als  $S_{kl}$  selbst. Die Gleichung (1.65) beschreibt die Änderung des Impermeabilitätstensors, die Änderung des Indexellipsoids ist gegeben durch:

$$\sum_{i,j=1}^3 \left( \sum_{k,l=1}^3 p_{ijkl} S_{kl} \right) x_i x_j = 1. \quad (1.66)$$

Sowohl  $S_{kl}$  als auch  $p_{ijkl}$  sind symmetrische Tensoren, so dass sowohl i und j als auch k und l vertauscht werden können. Dadurch vereinfacht sich die Gleichung (1.65) zu

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_i = \sum_{j=1}^6 p_{ij} S_j, \quad (1.67)$$

wobei  $i, j = 1, 2, \dots, 6$ . Diese verkürzte Schreibweise wird unter anderem auch in der nichtlinearen Optik angewandt und ist folgendermaßen definiert:

$$1 = xx \quad ; \quad 2 = yy \quad ; \quad 3 = zz \quad ; \quad 4 = yz \quad ; \quad 5 = zx \quad ; \quad 6 = xy.$$

Weitere Vereinfachungen ergeben sich durch die Symmetrieeigenschaften des betrachteten Materials. Die Glasfaser besteht aus  $\text{SiO}_2$ , also aus einem isotropen Material. Somit lautet der optische Dehnungstensor in der verkürzten Schreibweise [17]

$$p_{ij} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) \end{pmatrix}, \quad (1.68)$$

$$\text{mit } p_{ij} = \frac{(n_{ij}^2 - 1)(n_{ij}^2 + 1)}{3n_{ij}^4}.$$

Wählt man nun noch die Hauptdehnungen der orthogonalen Achsen entsprechend der Fasergeometrie, können keine Scherdehnungen auftreten, es gilt also  $S_4 = S_5 = S_6 = 0$ . Zur weiteren Vereinfachung wird im Folgenden angenommen, dass  $n_i \approx n$  ( $n$ : mittlerer Brechungsindex der Glasfaser). Außerdem werden Terme höherer Ordnung vernachlässigt, so dass man für kleine Änderungen des Brechungsindex schreiben kann:  $\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_i = -\frac{2\Delta n_i}{n^3}$ . Mit all den oben eingeführten Vereinfachungen lautet also

die Gleichung (1.67) ausgeschrieben:

$$\begin{pmatrix} \Delta n_1 \\ \Delta n_2 \\ \Delta n_3 \\ \Delta n_4 \\ \Delta n_5 \\ \Delta n_6 \end{pmatrix} = -\frac{n^3}{2} \begin{pmatrix} p_{11}S_1 + p_{12}S_2 + p_{12}S_3 \\ p_{12}S_1 + p_{11}S_2 + p_{12}S_3 \\ p_{12}S_1 + p_{12}S_2 + p_{11}S_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.69)$$

Hiermit steht nun eine Gleichung zur Verfügung, die die Berechnung der Änderung des Brechungsindex erlaubt. Im folgenden Kapitel werden mit Hilfe dieser Gleichung die Verhältnisse in der verwendeten Glasfaser beschrieben.

### 1.4.3 Die Verhältnisse in der Glasfaser

Im folgenden Kapitel soll die Entstehung einer Phasenverschiebung in einer Monomodenglasfaser (Single-Mode-Fiber) durch die akustische Welle erläutert werden. Die Phase einer Lichtwelle in einer Glasfaser ist definiert als  $\phi = \beta L = \beta_0 n L$ . Dabei ist  $\beta_0$  die entsprechende Ausbreitungskonstante im Vakuum,  $n$  bezeichnet den Brechungsindex und  $L$  steht für die Länge der Faser [18].

Wirkt nun eine Kraft auf die Faser, so wird eine Phasenverschiebung erzeugt, die sich ausdrücken lässt durch [18]

$$\Delta\phi = \beta \cdot \Delta L + L \cdot \Delta\beta, \quad (1.70)$$

wobei sich  $\Delta\beta$  aus zwei Anteilen zusammengesetzt gemäß:

$$\Delta\beta = \beta_0 \Delta n + \left( \frac{\partial\beta}{\partial d} \right) \Delta d. \quad (1.71)$$

$d$  ist hierbei die Dicke der Faser. Allerdings ist der zweite Term vernachlässigbar. Das bedeutet, dass für die Phasenverschiebung zwei Effekte verantwortlich zeichnen, nämlich die Längenänderung der Faser und die Änderung des Brechungsindex. Ersterer ist durch die axiale Spannung gegeben, die sich mit Hilfe von  $S_3$  ausdrücken lässt ( $S_3$  entspricht  $s_{zz}$  in der Beschreibung oben), die Änderung des Brechungsindex wird mittels des Indexellipsoids (vgl. Kap. 1.4.1) ermittelt.

Eine Single-Mode-Faser ist eigentlich bimodal, da sie im Idealfall zwei orthogonal polarisierte Moden mit der gleichen Ausbreitungskonstanten  $\beta$  führen kann. In der Realität sind diese beiden Moden aber nicht exakt entartet, weil der Faserkern nicht perfekt rund ist und weil es intrinsische anisotrope Spannungen in der Faser gibt. Somit kann man für eine in x-Richtung polarisierte Lichtwelle eine Ausbreitungskonstante  $\beta_x = k_0 n_x$  definieren und analog ein  $\beta_y$ .  $\Delta\beta = \beta_x - \beta_y$  kann dann als Maß für die Doppelbrechung innerhalb der Glasfaser herangezogen werden. Betrachtet

man Gleichung 1.71, so kann man sich vorstellen, dass, wenn man  $\beta_x$  und  $\beta_y$  unterschiedlich verändern kann, eine Doppelbrechung induziert werden kann. Dies soll im Folgenden gezeigt werden.

Aus den Gleichungen (1.70) und (1.71) kann man unter Berücksichtigung der Vernachlässigbarkeit des zweiten Terms für  $\beta$  die Formel für die Phasenverschiebung schreiben als

$$\Delta\phi = \beta_0 n \Delta L + \beta_0 L \Delta n. \quad (1.72)$$

Mit  $\Delta L = L \cdot S_3$  [18] und der Gleichung (1.69) lässt sich die Phasenverschiebung der beiden in x- und y-Richtung polarisierten Moden folgendermaßen darstellen:

$$\Delta\phi_1 = \beta_0 n \cdot L \left[ S_3 - \frac{n^2}{2} (p_{11} S_1 + p_{12} S_2 + p_{12} S_3) \right] \text{ und} \quad (1.73)$$

$$\Delta\phi_2 = \beta_0 n \cdot L \left[ S_3 - \frac{n^2}{2} (p_{12} S_1 + p_{11} S_2 + p_{12} S_3) \right]. \quad (1.74)$$

Die in Gl. (1.73) und (1.74) beschriebenen Zusammenhänge gelten für kleine Frequenzen, wo die akustische Wellenlänge größer ist als die Ausdehnung des Modulators [18]. Für den hochfrequenten Fall, in dem die Wellenlänge kleiner ist als die Modulatorausdehnung, kann die Längenänderung vernachlässigt werden, also die Terme, die  $S_3$  enthalten, wenn die Kraft in x-Richtung wirkt.

Es treten eine Spannung in x-Richtung und damit verbunden eine Stauchung in y-Richtung auf. Diese beiden Größen sind über die Poissonzahl  $\mu$  miteinander gekoppelt ( $S_2 = -\mu S_1$ ) [19]. Somit kann für die induzierte Doppelbrechung bei anisotroper Krafteinwirkung mit hoher Frequenz geschrieben werden:

$$\Delta\beta = \frac{1}{L} (\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2) = -\frac{k_0 n^3}{2} (p_{11} - p_{12}) (1 + \mu) S_1. \quad (1.75)$$

Diese induzierte Doppelbrechung verursacht eine Drehung der Polarisation, die zur Intensitätsmodulation des Lichtes genutzt werden kann, wie in Kap. 2 beschrieben. Die Entstehung dieser Polarisationsdrehung soll im Folgenden kurz dargestellt werden. Dazu wird der Jones-Formalismus verwendet, da er eine komfortable und einsichtige Methode zur Beschreibung von Polarisationsphänomenen darstellt.

Eine Lichtwelle, die sich in z-Richtung ausbreitet, kann in ihre Komponenten zerlegt werden:

$$\begin{aligned} E_x &= E_{0x} e^{i(kz - \omega t + \delta_x)} \\ E_y &= E_{0y} e^{i(kz - \omega t + \delta_y)}. \end{aligned} \quad (1.76)$$

Für den Polarisationszustand (State of Polarization; SOP) ist nur die relative Phasenlage der beiden Komponenten zueinander relevant. Daher kann man für die Betrachtungen hier folgende Schreibweise benutzen:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i\delta_x} \\ E_{0y} e^{i\delta_y} \end{pmatrix}. \quad (1.77)$$

Der Vektor auf der rechten Seite wird „Jones-Vektor“ genannt [20]. So kann man jedem Polarisationszustand, aber auch jeder Vorrichtung zur Manipulation des SOP (z. B.  $\lambda/2$ -Plättchen oder Polarisationsfilter), einen Jones-Vektor zuordnen. Dieser wird dann noch normiert, so dass zum Beispiel horizontal polarisiertes Licht den Jones-Vektor  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  besitzt. Die Berechnung eines SOP mit Hilfe von Jones-Vektoren bzw. -Matrizen ist sehr einfach:

$$\vec{E}_{\text{out}} = \underline{\underline{J}} \vec{E}_{\text{in}}, \quad (1.78)$$

wobei  $\underline{\underline{J}}$  eine oder mehrere Jones-Matrizen symbolisiert.  $\vec{E}_{\text{out}}$  und  $\vec{E}_{\text{in}}$  bezeichnen die Lichtwelle nach bzw. vor dem Durchgang durch die durch  $\underline{\underline{J}}$  beschriebenen Komponenten. Um nun also die Polarisationsdrehung in der Glasfaser zu berechnen, benötigt man nur noch die Jones-Matrizen der verwendeten optischen Komponenten und der Glasfaser.

Das Licht ist bei der Einkopplung unter  $45^\circ$  linear polarisiert. Der entsprechende Jones-Vektor lautet [21]:

$$\vec{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.79)$$

Der Polarisator, der das Licht nach Durchgang durch die Glasfaser analysiert und um einen Winkel  $\Theta$  geneigt ist, besitzt die folgende Jones-Matrix [21]:

$$\underline{\underline{J}}_{\text{P}} = \begin{pmatrix} \cos^2 \Theta & \sin \Theta \cos \Theta \\ \sin \Theta \cos \Theta & \sin^2 \Theta \end{pmatrix}. \quad (1.80)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Polarisator auf  $-45^\circ$  eingestellt, so dass, wenn man die Faser als perfekt isotrop annimmt, nach dem Polarisator keine Intensität mehr messbar ist. Setzt man in Gleichung 1.80  $-45^\circ$  für  $\Theta$  ein und multipliziert die Matrix mit dem Vektor aus Gl. 1.79, ergibt sich, wie erwartet, Null.

Die Glasfaser wirkt unter der Einwirkung des Ultraschalls und der dadurch induzierten Doppelbrechung wie eine Phasenverzögerungsplatte mit einer induzierten Phasenverschiebung  $\Delta\phi$  zwischen den beiden senkrechten Komponenten, wie sie in Gl. 1.72 dargestellt ist. Die zugehörige Jones-Matrix lautet [21]:

$$\underline{\underline{J}}_{\text{PVP}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta\phi} \end{pmatrix}. \quad (1.81)$$

Nun können die Vektoren und Matrizen aus den Gleichungen 1.79 bis 1.81 in Gleichung 1.78 eingesetzt werden und so der Vektor der Lichtwelle nach Durchgang durch den Analysator berechnet werden. Dabei ergibt sich die folgende Gleichung:

$$\vec{E}_{\text{out}} = \underline{\underline{J}}_{\text{P}} \underline{\underline{J}}_{\text{PVP}} \vec{E}_{\text{in}}. \quad (1.82)$$

Durch die Glasfaser wird die Polarisierung des Lichtes gedreht, was durch den Term  $e^{-i\Delta\phi}$  in der Jones-Matrix von Gleichung 1.81 ausgedrückt wird. Dieser Term sorgt dafür, dass das Ergebnis der Gleichung 1.82 nicht Null ist.  $\Delta\phi$  wird durch den Ultraschall nach Gleichung 1.75 induziert.

## Kapitel 2

# Experimentelle Grundlagen

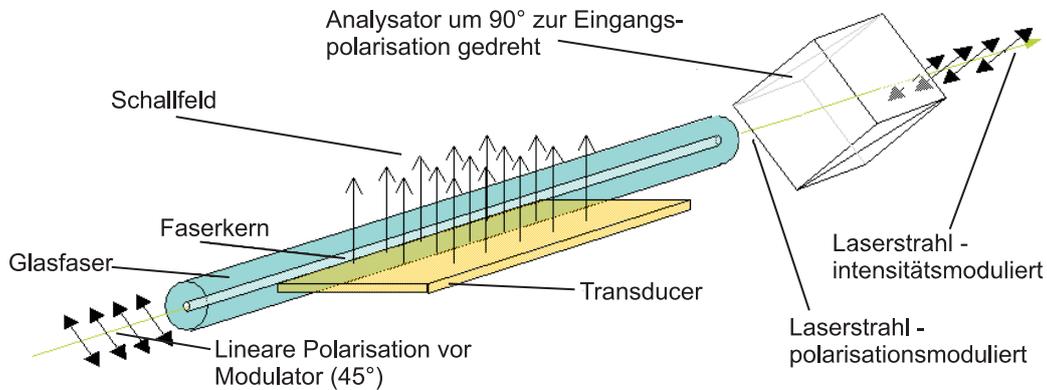
Bevor die einzelnen Komponenten des Experiments detailliert beschrieben werden, sollen zunächst das Grundprinzip der elastooptischen Modulation erläutert und die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Bauteile vorgestellt werden. Danach wird das verwendete Lasersystem behandelt. Es folgt eine Erläuterung des Strahlengangs, der elektrischen Ansteuerung des Schallwandlers, der Einkoppeloptik für die Glasfaser und des Polarisationsstellglieds zur Einstellung des Polarisationszustands des Lichts in der Faser. Außerdem wird die Präparation der Glasfaser vor dem Einbau ins Experiment beschrieben. Zum Abschluss des Kapitels wird der experimentelle Aufbau für die Messungen an den kommerziellen akustooptischen Modulatoren gezeigt.

### 2.1 Das Grundprinzip der elastooptischen Modulation

Die schnelle Modulation von Licht ist in vielen Bereichen der Technik eine entscheidende Voraussetzung für die Realisierung von Bauteilen und Geräten. So muss zum Beispiel das Licht in Glasfasernetzen zur Kommunikation und zum Datentransport so moduliert sein, dass ein Empfänger zwischen den beiden digitalen Werten „Null“ und „Eins“, dargestellt durch „dunkel“ und „hell“, unterscheiden kann. Für immer größere Datenmengen in den Kommunikationsnetzen muss diese Modulation immer schneller funktionieren, um die Daten schnell verarbeiten zu können.

Aber auch für die Projektionstechnik ist eine schnelle Modulation des Lichts unerlässlich, um ein Bild mit all seinen Helligkeitsstufen und Farbwerten darstellen zu können. Während in der Telekommunikation prinzipiell die Unterscheidung „hell-dunkel“ ausreicht, muss für eine Bildprojektion die Intensität des Lichtes stufenlos einstellbar sein. Der Wunsch nach immer besserer Auflösung und dem damit verbundenen Anstieg der benötigten Bildpunkte (Pixel) lässt auch in diesem Anwendungsgebiet die benötigte Modulationsfrequenz auf über 100 MHz ansteigen.

In den letzten Jahren sind verschiedene Modulatorkonzepte entwickelt und untersucht worden, die aber alle das Problem nicht befriedigend lösen konnten. Nähere



**Abbildung 2.1:** *Prinzipieller Aufbau eines elastooptischen Fasermodulators. Linear polarisiertes Licht wird in eine Glasfaser eingekoppelt. Ein Transducer (piezoelektrischer Dickenschwinger) erzeugt ein Ultraschallfeld senkrecht zur Faserrichtung. Durch den elastooptischen Effekt wird die Polarisation des geführten Lichtes gedreht. Es entsteht ein polarisationsmodulierter Strahl. Ein Analysator (Polarisationsfilter) erzeugt durch die polarisationsabhängige Transmission einen intensitätsmodulierten Strahl.*

Beschreibungen der dort verwendeten Bauteile finden sich unter anderem in [22], [23], [24], [25].

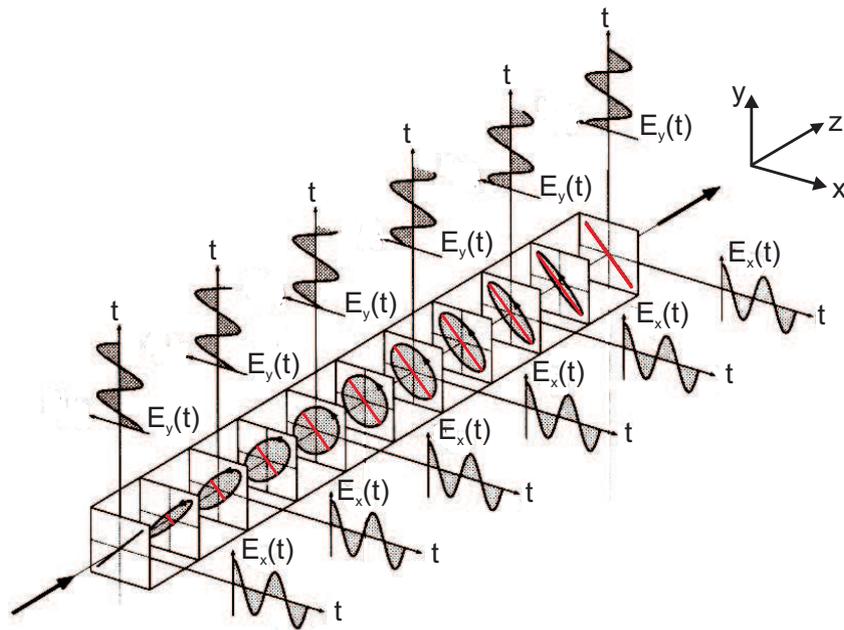
Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Modulationstechnik basiert auf dem in Kap. 1.4.2 beschriebenen photoelastischen Effekt in einer Glasfaser. Das zur Änderung des Brechungsindex benötigte Dehnungsfeld wird durch eine Schallwelle erzeugt. Eine nicht radialsymmetrische Schallausbreitung in der Faser erzeugt gemäß Gl. 1.72 eine Phasenverschiebung zwischen den beiden geführten Moden, die zu einer Drehung der Polarisation führt, wie sie in Gl. 1.82 hergeleitet wurde.

Eine prinzipielle Darstellung eines elastooptischen Modulators zeigt Abbildung 2.1. Ein piezoelektrischer Dickenschwinger erzeugt eine Ultraschallwelle, die durch eine Glasfaser läuft. Diese Schallwelle führt zu einer induzierten Doppelbrechung und damit zu einer Änderung des Polarisationszustandes des in der Glasfaser geführten Lichtes. Durch Einstellung des Polarisationszustandes in der Glasfaser (ohne Ultraschall) kann mit einem Polarisationsfilter am Ende der Faser die Lichtintensität auf Null eingestellt werden. Wird dann der Ultraschall in die Faser gekoppelt, wird der Polarisationszustand des Lichts verändert und ein Anteil des Lichtes wird durch den Polarisationsfilter transmittiert.

Abbildung 2.2 zeigt die Änderung der Polarisation schematisch. Übertragen auf die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente kann man sich die Anordnung als

eine lichtführende Glasfaser vorstellen. Das Licht läuft dabei in  $z$ -Richtung (Koordinatensystem am rechten Bildrand von Abbildung 2.1), die  $x$ - und die  $y$ -Richtung beschreiben die Orientierung der Feldvektoren der beiden in der Faser geführten Moden.

Wie im Experiment ist auch in der Abbildung 2.2 das Licht am Eingang der Faser unter  $45^\circ$  polarisiert (dargestellt durch die Diagonale im ersten Quadrat). Der Polarisationsfilter am Ende der Faser (in der Abbildung nicht dargestellt) wird um



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung der Polarisationsänderung beim Durchgang durch ein doppelbrechendes Medium. Beim Eintritt (z. B. in die Glasfaser) ist das Licht unter  $45^\circ$  polarisiert. Durch die verschiedenen Brechungsindices für die beiden Feldkomponenten  $E_x$  und  $E_y$  besitzen sie unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Man erkennt, wie sich die Feldverläufe der beiden Komponenten an den verschiedenen Stellen in der Faser unterscheiden (kleine Koordinatensysteme rechts und links). Die Polarisation wird elliptisch, schließlich zirkular ( $\Delta\phi = \pi$ ) und am Ende, nach einer Phasenverschiebung von  $\pi$ , liegt wieder linear polarisiertes Licht vor. Allerdings ist die Polarisation um  $\frac{\pi}{2}$  gedreht (nach [21]). Abhängig von der induzierten Phasenverschiebung wird mehr oder weniger Licht vom Polarisationsfilter transmittiert, was durch die rote Linie angedeutet wird.

$90^\circ$  dazu orientiert, also auf  $-45^\circ$  eingestellt. Ohne Ultraschall liegt eine Auslöschung des Lichtes vor. Wirkt der Ultraschall auf die Faser, so ändert sich die Phasenbe-

ziehung zwischen den beiden Moden, da sie durch die induzierte Doppelbrechung unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten erhalten. In der Abbildung ist dies durch die kleinen Koordinatensysteme rechts und oberhalb der Faser dargestellt. Während die x-Komponente keine Veränderung erfährt, wird die y-Komponente verzögert. Dadurch wird die Polarisation des Lichtes elliptisch. Erreicht die Phasenverschiebung zwischen den beiden Moden  $\frac{\pi}{2}$ , ist die Polarisation zirkular. Wird eine Phasenverschiebung von  $\pi$  erreicht, so ist die Polarisation wieder linear, allerdings um  $90^\circ$  gedreht (dargestellt durch die Diagonale im letzten Quadrat). Würde der Ultraschall also eine Phasenverschiebung von  $\pi$  induzieren, würde die komplette Lichtintensität, die eingekoppelt wurde, durch den Polarisationsfilter transmittiert.

Umgekehrt kann aber durch die Steuerung der Intensität des Ultraschalls die induzierte Phasenverschiebung variiert werden und so stufenlos der transmittierte Anteil des Lichts durch den Polarisationsfilter eingestellt werden. Man kann sich vorstellen, dass man in der Abbildung 2.2 den Polarisationsfilter von rechts nach links entlang der Faser verschiebt. Es wird immer nur der Teil transmittiert, der in der Abbildung 2.2 rot dargestellt ist. Auf diesem Weg ist eine stufenlose Intensitätsmodulation realisierbar.

### 2.1.1 Prinzipieller Aufbau der Schallwandler

Bei den verwendeten Schallwandlern handelt es sich um piezoelektrische Dicken-schwinger. Sie sind alle nach dem gleichen Grundprinzip aufgebaut: auf eine dünne Schicht piezoaktiven Materials wird auf beiden Seiten ein Elektrode aufgedampft. Als piezoaktives Materials kamen Zinkoxid und Polyvinylidenfluorid (PVDF) zum Einsatz.

PVDF lag in Folien von  $28\mu\text{m}$  und  $9\mu\text{m}$  dicken Folien vor. Auf diese wurden Aluminiumelektroden aufgedampft. Für eine Integration ins Experiment wurden die bedampften Folien mit Silberleitlack auf eine Aluminiumplatte geklebt, die wiederum auf die Grundplatte geschraubt wurde. An dieser Platte befanden sich Buchsen zur Kontaktierung mit der RF.

Zinkoxid konnte an der Universität Bayreuth aufgestäubt werden. Als Basis der Schallwandler dienten Objektträger, auf die zunächst eine Metallschicht als Elektrode aufgedampft wurde (Gold oder Aluminium). Auf diese Elektrode wurde das Zinkoxid aufgestäubt und darauf eine weitere Elektrode gedampft. Auch die Zinkoxidtransducer wurden auf einer Aluminiumplatte gehalten und kontaktiert.

Durch Anlegen einer Wechselspannung zwischen den Elektroden wurde, wie in Kapitel 1.2.1 beschrieben, Ultraschall erzeugt.

Die oberen Elektroden wurden durch Masken gedampft, so dass ihre Form und Ausdehnung variiert werden konnten. Auf diese oberen Elektroden wurde eine Glasfaser geklebt. Für diese Klebung erwies sich UHU Sekundenkleber am geeignetsten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Transducerdesigns untersucht.

Zum einen wurden die Größe und die Form der oberen Elektrode variiert. Außerdem wurden Bauteile entwickelt, die aus mehreren kleinen Transducern bestehen, die hintereinander geschaltet wurden. Dadurch wurde die elektrische Kapazität der Bauteile reduziert, was für eine Anwendung bei hohen Frequenzen wichtig ist.

Durch die Möglichkeit, das Zinkoxid zu sputtern, konnten auch Glasfasern direkt mit einem Transducer versehen werden. Dazu wurde zunächst eine Metallelektrode auf eine Glasfaser gedampft, anschließend dann eine Zinkoxidschicht gesputtert und darauf wieder eine Metallschicht gedampft. Auf diese Weise konnte der Schall direkt, also ohne eine Klebeschicht, in die Glasfaser eingekoppelt werden.

Alle Transducer und ihre Herstellung werden in Kap. 3 noch einmal detailliert beschrieben.

## 2.2 Das Lasersystem

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein diodengepumpter fasergekoppelter Festkörperlaser verwendet. Das Grundprinzip eines diodengepumpten Festkörperlasers ist ausführlich in [26] erklärt. Daher wird hier nur auf die Besonderheit des verwendeten Systems eingegangen. Der Vorteil eines diodengepumpten Lasers besteht darin, dass man durch die Verwendung einer geeigneten Diode die optimale Pumpwellenlänge für den verwendeten Laserkristall nutzen kann. Um ein effizientes Pumpen und eine ausreichende Wechselwirkungslänge des Pumplichtes mit dem Kristall zu gewährleisten, wird eine Wellenlänge genutzt, die sich ein wenig von einem vorhandenen Absorptionsmaximum unterscheidet.

Ein Schlüsselparameter für eine gute Effizienz eines diodengepumpten Lasers ist die Überlappung des von der Diode gepumpten Volumens im aktiven Material und dem Volumen des aktiven Materials, das von der erzeugten Lasermode eingenommen wird. Die Maximierung dieses Überlapps nennt man „mode-matching“ (siehe auch [26]).

Ein gutes „mode-matching“ wird beim longitudinalen Pumpen erzielt. Dabei wird eine optimale Anpassung des Pumpstrahls an den Radius der gewünschten Lasermode im aktiven Medium (meist  $TEM_{00}$ ) erreicht.

Möchte man die Laserschwelle im aktiven Medium möglichst klein halten, wird ein kleiner Radius der  $TEM_{00}$  Mode angestrebt. Sollen allerdings höhere Ausgangsleistungen erzielt werden, so müssen leistungsstärkere Dioden verwendet werden, die einen größeren Radius des gepumpten Volumens nach sich ziehen. Für ein effizientes „mode-matching“ muss dann auch der Radius der  $TEM_{00}$  Mode vergrößert werden, was die Laserschwelle ansteigen lässt.

Als Alternative zu einzelnen Dioden wurden so genannte Diodenbarren entwickelt, die aus einem Halbleiterstück bestehen, das einige (10 bis 20) Laserdioden enthält. Diese Barren sind sehr viel einfacher herzustellen, als mehrere einzelne Dioden einer bestimmten Leistung. Allerdings wird durch die Verwendung eines Di-

odenbarren der Radius der Emission (also der Pumpstrahlung) in einer Richtung auf bis zu 1 cm aufgeweitet. Dieser Umstand erschwert das „mode-matching“ enorm [27].

Versuche, die Emission des Barren in eine einzige Multimoden-Faser einzukoppeln, scheiterten an den geringen Kopplungseffizienzen von etwa 60%. Hier wurde ein System verwendet, welches dieses Problem überwunden hat. Es handelt sich dabei um das so genannte „FCbar Design“.

Bei diesem System wird die Emission jeder einzelnen Diode des Barren in eine eigene Multimode-Faser eingekoppelt. Diese Fasern werden dann zu einem Bündel zusammengefasst und leiten das Pumplicht zu den Laserkristallen. Diese Koppeltechnik wird „FCbar“ genannt und ist von Spectra Physics patentiert worden. Mit dieser Technik sind Kopplungseffizienzen von mehr als 85% erreichbar [27].

Bei dem verwendeten System wird als laseraktives Material Nd : YVO<sub>4</sub> verwendet. Der Laseroszillator selbst besteht aus einem Nd : YVO<sub>4</sub>-Kristall, der von einer Diode gepumpt wird. Einen Resonatorendspiegel bildet ein sättigbarer Absorber zur Modenkopplung (SESAM: **S**emiconductor **s**aturable **a**bsorber **m**irror), der z. B. in [28] beschrieben ist.

In einem Laserresonator bilden sich immer Leistungsfluktuationen aus, die dann im Resonator umlaufen. Bei diesem passiven System zur Modenkopplung handelt es sich um einen Halbleiter, der ein intensitätsabhängiges Absorptionsverhalten besitzt. Hohe Intensitäten werden gut, kleine Intensitäten nur sehr schwach reflektiert. Dadurch werden Leistungsspitzen zeitlich verkürzt. Dieses Verhalten kann mit der speziellen Absorptionscharakteristik des verwendeten Halbleiters erklärt werden. Trifft ein Puls auf den Halbleiter, beginnt dieser das Licht zu absorbieren. Man kann also sagen, dass die ansteigende Flanke absorbiert wird. Nach einer gewissen Zeit ist der Halbleiter gesättigt und kann keine weitere Intensität aufnehmen. Jetzt wird das gesamte einfallende Licht reflektiert (also die Pulsspitze). Nach einigen Nanosekunden sind die Ladungsträger im Halbleiter durch Intrabandprozesse aus dem angeregten Zustand relaxiert, so dass erneut eine Absorption einsetzt. Dadurch wird auch die abfallende Flanke absorbiert. Bildlich gesprochen wird also an beiden Flanken des Pulses etwas „abgeschnitten“, was zu einer Verkürzung des Pulses führt.

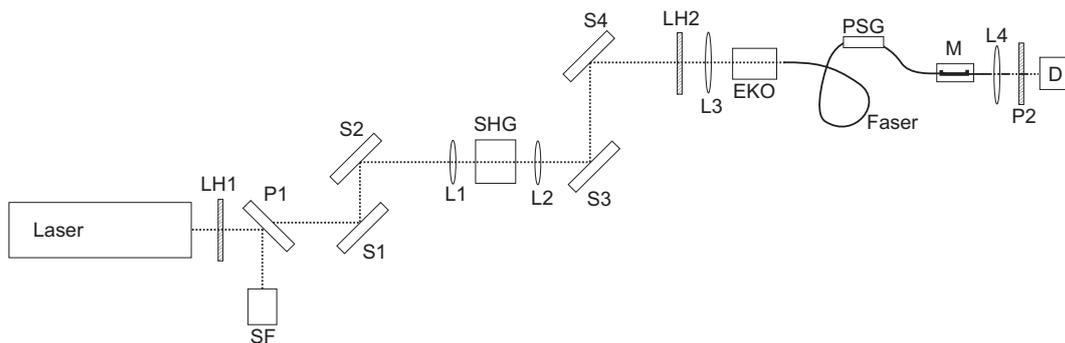
Durch die Länge des Resonators werden in ihm nur Pulse, die einen entsprechenden Abstand zueinander haben, verstärkt. Nur diese Pulse sind so mit der Pumpstrahlung synchronisiert, dass sie bei jedem Umlauf eine Verstärkung erfahren. Durch den Modenkoppler entsteht so ein Pulszug von äquidistanten, kurzen Pulsen. Die Pulsbreite wird bei diesen Systemen durch die Sättigungs- und die Relaxationszeit des Modenkopplers bestimmt.

Nach Auskopplung aus dem Resonator durchläuft der Pulszug drei Verstärkerstufen. Dabei handelt es sich um drei weitere Nd : YVO<sub>4</sub>-Kristalle, die von jeweils zwei Dioden gepumpt werden. Nach dem Passieren der Verstärker steht für die Experimente Laserlicht mit den folgenden Eigenschaften zur Verfügung:

- mittlere Leistung bis 25 Watt;
- Wellenlänge 1064 nm;
- Pulsdauer ca. 10 ps;
- Wiederholrate ca. 80 MHz.

## 2.3 Der Strahlengang

Abbildung 2.3 zeigt den verwendeten Aufbau zur Untersuchung der elastooptischen Modulation mit den entwickelten Transducern. Die Intensität des Laserlichts wird außerhalb des Oszillators mit Hilfe eines Halbwellenplättchens ( $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen; LH1) reguliert. Durch Drehung des Plättchens um eine zum Lichtstrahl parallele Achse wird die Polarisation des vom Laser emittierten Lichts gedreht. Je nach eingestelltem Drehwinkel wird mehr oder weniger Licht durch den dielektrischen Polarisator (P1) transmittiert. Der reflektierte Anteil wird in einer Strahlfalle absorbiert (SF). Der transmittierte Anteil wird durch zwei weitere Spiegel (S2 und S3) mittels einer Linse (L1) in einen Lithiumtriborat-Kristall (LBO) fokussiert. Hier wird mittels Erzeugung einer zweiten Harmonischen (SHG) aus dem infraroten Licht grünes erzeugt. Die Phasenanpassung geschieht bei diesem Kristall unkritisch, das heißt, die Achsen des Kristalls liegen parallel zu seinen Kanten ( $90^\circ$  geschnitten). Um eine Phasenanpassung zu erreichen, muss der Kristall auf  $151^\circ\text{C}$  aufgeheizt und diese Temperatur mit einem geregelten Ofen konstant gehalten werden. L2 dient zur Kompensation von L1, so dass danach wieder ein paralleles Strahlbündel vorliegt. S4 reflektiert das Licht in die Einkoppeloptik (EKO), bestehend aus Linse L3 und Halbwellenplättchen LH2. Das Licht tritt in ein Polarisationsstellglied (PSG) ein, das über eine Faser mit einem Modulator (M) verbunden ist. Die Faser ist ebenfalls mit einem Polarisationsstellglied (PSG) verbunden. Das Licht tritt über Linse L4 durch einen Polarisator (P2) in den Detektor (D) ein.



**Abbildung 2.3:** Der Strahlengang für die Vermessung der Transducer mit seinen Komponenten. LH: Halbwellenplättchen ( $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen); P<sub>1</sub>: dielektrischer Polarisator; S: Spiegel; SF: Strahlfalle; L: Linse; P: Polarisator; EKO: Einkoppeloptik; PSG: Polarisationsstellglied; M: Modulator; P<sub>2</sub>: Polarisator; D: Detektor;

Das Licht wird dann über zwei weitere Spiegel (S2 und S3) mittels einer Linse (L1) in einen Lithiumtriborat-Kristall (LBO) fokussiert. Hier wird mittels Erzeugung einer zweiten Harmonischen (SHG) aus dem infraroten Licht grünes erzeugt. Die Phasenanpassung geschieht bei diesem Kristall unkritisch, das heißt, die Achsen des Kristalls liegen parallel zu seinen Kanten ( $90^\circ$  geschnitten). Um eine Phasenanpassung zu erreichen, muss der Kristall auf  $151^\circ\text{C}$  aufgeheizt und diese Temperatur mit einem geregelten Ofen konstant gehalten werden. L2 dient zur Kompensation von L1, so dass danach wieder ein paralleles Strahlbündel vorliegt.

Über zwei weitere Spiegel wird das Licht in die Einkoppeloptik (EKO) geleitet, die weiter unten ausführlich beschrieben wird. Mit ihrer Hilfe wird das Licht in die auf den zu untersuchenden Modulator geklebte Glasfaser gekoppelt. Der Polarisationszustand des Lichts in der Faser kann mit einem weiteren Halbwellenplättchen (LH2) und dem Polarisationsstellglied (PSG) eingestellt werden. Auch darauf wird weiter unten noch ausführlicher eingegangen.

L4, ein Mikroskopobjektiv, wird benötigt um aus dem aus der Faser emittierten Licht ein paralleles Bündel zu machen. Der Polarisationsfilter PF lässt nur Licht einer Polarisationsrichtung passieren, das dann mit einer schnellen Photodiode detektiert wird (D). Dabei handelt es sich um eine BPX 65 Photodiode mit einer Vorspannung von 18 V. Ihr Signal wird mit einem digitalen Oszilloskop (HP 54542C) mit bis zu 2 GSa/s ausgelesen.

## 2.4 Die Ein- und Auskopplung des Lichtes

Das Einkoppeln des Laserlichts in die Faser verlangt einen gewissen Aufwand, da man den Strahldurchmesser von einigen Millimetern auf  $3\ \mu\text{m}$  fokussieren muss und trotzdem den Akzeptanzwinkel der Faser nicht überschreiten darf [29]. In der Abbildung 2.3 ist die dafür benötigte Anordnung mit EKO bezeichnet. Eine Abbildung des Linsensystems findet sich z. B. in [30]. Hier soll nur kurz das Prinzip erklärt werden. Der Lichtstrahl wird zunächst mittels der Eingangslinse mit negativer Brennweite aufgeweitet und anschließend mit einem Mikroskopobjektiv in die Faser fokussiert. Dabei sind die Eingangslinse, das Objektiv und der Fiberchuck in drei Richtungen beweglich, die beiden Letzteren können zusätzlich noch horizontal und vertikal verkippt werden. So ist eine effiziente Einkopplung relativ einfach und schnell zu erreichen. Der Aufbau der Einkoppeloptik ist detailliert in [31] beschrieben.

Auf der Auskoppelseite befindet sich ein weiteres Mikroskopobjektiv, welches das aus der Faser austretende, stark divergierende Bündel zu einem parallelen Bündel kollimiert. Durch die Variation des Abstandes zwischen Faserende und Objektiv kann der Strahldurchmesser auf der Photodiode eingestellt werden.

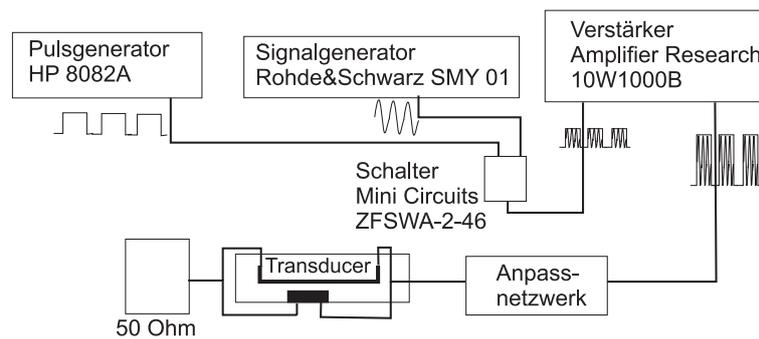
## 2.5 Die Einstellung des Polarisationszustandes des Lichtes in der Faser

Um die Änderung des Polarisationszustandes (State of Polarization; SOP) messen zu können, muss zunächst ein definierter SOP in der Faser eingestellt werden. Dieses geschieht mit Hilfe eines Halbwellenplättchens und des Polarisationsstellglieds (LH2 und PSG in Abbildung 2.3). Für eine möglichst effiziente Detektion sollte die Polarisationssebene des Lichtes um  $45^\circ$  zur Tischebene geneigt sein, da dann die Signalamplitude maximal wird.

Um diesen SOP zu erreichen, wird im Wechsel das Halbwellenplättchen LH2 gedreht und dann mit dem Polarisationsstellglied die Faser gedrückt, verdrillt und gebogen bis der erwünschte Polarisationszustand erreicht ist. Der Polarisationsfilter (PF) an der Auskoppelseite wird vorher auf  $45^\circ$  eingestellt und das durch ihn transmittierte Licht auf Null abgeglichen.

Das Polarisationsstellglied nutzt prinzipiell die in Kap. 1.4.3 beschriebenen Zusammenhänge zur Manipulation des Polarisationszustandes. Die Faser wird einem asymmetrischen statischen Druck ausgesetzt, der für eine Phasenverschiebung der beiden geführten Moden relativ zueinander verantwortlich zeichnet. Zusätzlich wird die Faser aber noch verdrillt und verbogen, was zu einer zusätzlichen Beeinflussung der Polarisation führt, wie in [32] beschrieben. Durch verschieden starke Verdrillung, Verbiegung und durch Variation des ausgeübten mechanischen Druckes kann mit Hilfe eines Polarisationsstellgliedes jeder Polarisationszustand realisiert werden.

## 2.6 Die RF-Ansteuerung der Transducer



**Abbildung 2.4:** Schaltplan für die Ansteuerung der Transducer. Das Rechtecksignal des Pulsgenerators steuert den Schalter, der das Sinussignal des Signalgenerators mit kurzer Anstiegszeit ein- und ausschaltet. Das modulierte Sinussignal wird mit dem Verstärker bis auf maximal 10 Watt verstärkt und über ein Anpassnetzwerk in den Transducer geleitet.

Der Transducer wird mittels eines Signalgenerators (Rohde & Schwarz SMY1) angesteuert. Das von ihm erzeugte sinusförmige RF Signal mit einer Frequenz zwischen 9 kHz und 1,040 GHz kann mit einem Verstärker (Amplifier Research 10W1000B) bis zu einer Leistung von 10 Watt verstärkt werden (zwischen 500 kHz und 1 GHz), wenn die Eingangsimpedanz des angeschlossenen Verbrauchers 50 Ohm beträgt.

Um die Anstiegszeit des modulierten Lichtes zu messen, muss der Ultraschall schnell ein und ausgeschaltet werden. Dazu wurde das sinusförmige RF-Signal mit

Rechteckpulsen moduliert wie die Abbildung 2.4 schematisch zeigt. Die Pulse wurden von einem Pulsgenerator (HP 8082A) erzeugt. Damit konnte die Wiederholfrequenz der Pulse zwischen 1 kHz und 250 MHz stufenlos variiert werden. Die Pulsbreite konnte zwischen 2 ns und 0,5 ms eingestellt werden und die Anstiegs- und Abfallzeiten waren variierbar zwischen 1 ns und 0,5 ms.

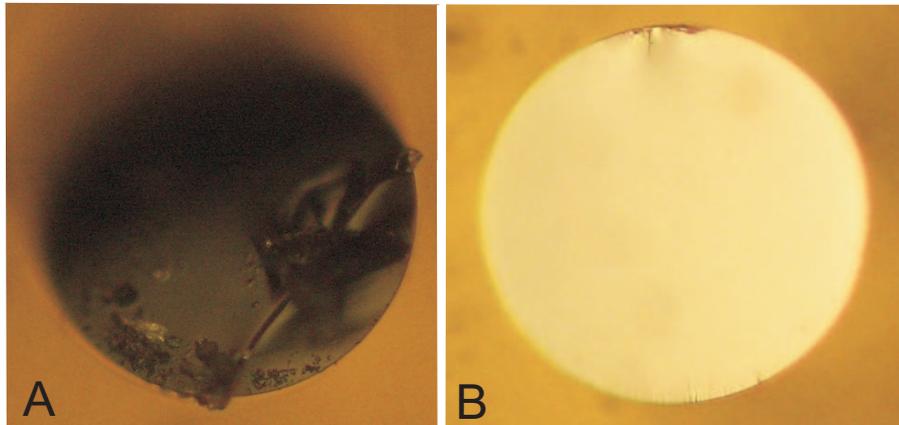
Die so erzeugten Pulse steuerten einen schnellen Schalter (Minicircuits ZFSWA-2-46), an dessen Steuereingang die Rechteckpulse mit einer Amplitude von -5 V angelegt wurden. Am Signaleingang wurde der Signalgenerator angeschlossen. Lagen am Steuereingang des Schalters -5 V an (Rechteckpuls kommt an), so wurde das am Signaleingang anliegende Signal weitergeleitet (siehe Abbildung 2.4). Auf diese Weise wurden Ultraschallpulse mit einer Anstiegszeit von etwa 1 ns erzeugt. Der zweite Ausgang des Pulsgenerators lieferte das Triggersignal für das Oszilloskop.

## 2.7 Präparation der Glasfaser

Bevor die Glasfaser (Fibercore SM540) in das Experiment eingebaut werden kann, müssen einige Vorbereitungen getroffen werden. Zunächst wird die Faser in einen so genannten „Fiberchuck“ eingeführt. Dabei handelt es sich um ein Röhrchen, in dessen Innerem die Faser durch eine Teflonhülse geführt wird und am Ende durch eine Klemme fixiert wird. Diese Vorrichtung kann dann später im Experiment in einen Halter eingebaut werden, so dass die Faser stabil und leicht justierbar ins Experiment integriert werden kann. Auf der Einkoppelseite werden 3 cm bis 5 cm des Plastikmantels entfernt. Dies kann durch Ablösen des Kunstoffs mit Dichlormethan geschehen. Dabei wird die Faser in die Flüssigkeit getaucht und nach ein paar Sekunden kann der Mantel mit einem Tuch rückstandslos abgestreift werden. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass man den Plastikmantel mechanisch abstreift. Dazu wird ein spezielles „Fibre-Stripping-Tool“ verwendet, das den Plastikmantel von der Faser löst. Beide Vorgehensweisen resultieren in einer sauberen Faser. Allerdings ist das Risiko die Faser zu zerbrechen bei der mechanischen Methode größer.

Durch das Abschneiden von der Glasfaserrolle hat die Schnittfläche eine schlechte Qualität, sie ist zerkratzt und durch das Abziehen des Mantels meist auch verschmutzt. Für ein effizientes Einkoppeln muss die Einkoppelfläche sauber und glatt sein. Um dies zu erreichen wird ein kleines Stück von der Faser abgeschnitten. Dazu wird ein so genannter „Fiber Cleaver“ der Firma York Technology (Modell FK 12) verwendet. Dabei wird die eingespannte Faser mit einer ultraschallgetriebenen Klinge angeritzt und durch die anliegende Zugspannung getrennt. Dies führt in den meisten Fällen zu sehr guten Oberflächen. Jeder Schnitt wurde unter einem Lichtmikroskop kontrolliert. Einen Vergleich zwischen einer sauberen und einer verschmutzten Einkoppelfläche zeigt Abbildung 2.5, die durch ein Lichtmikroskop aufgenommen wurde.

Auf der Auskoppelseite werden 15 cm bis 20 cm des Mantels entfernt, damit die



**Abbildung 2.5:** Vergleich zweier Faserendflächen. Bild A zeigt die Faser unmittelbar nach dem Abschneiden von der Rolle. Auf dem rechten Bild (B) sieht man die Faser nach dem Schneiden mit dem „Fiber Cleaver“. Die Oberfläche ist glatt und sauber und die Faser kann ins Experiment integriert werden.

Faser direkt auf den Transducer geklebt werden kann. Der Schall muss so nicht noch durch den Mantel laufen. Auch hier wird die Stirnfläche durch Abschneiden eines kleinen Stückes mit dem „Fiber Cleaver“ wie oben beschrieben präpariert.

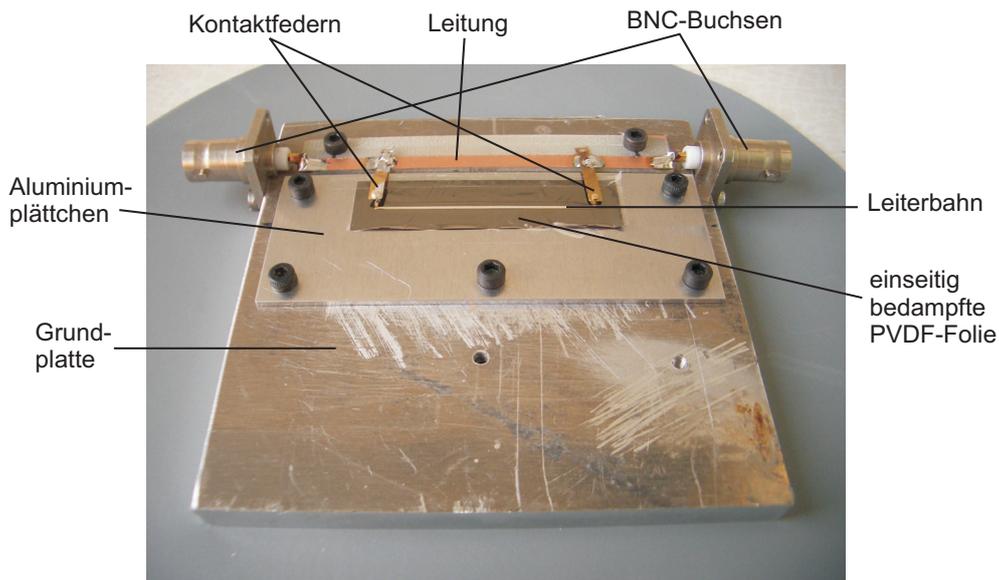
Die so präparierte Glasfaser wird mit UHU Sekundenkleber auf die obere Elektrode des Transducers aufgeklebt. Die niedrige Viskosität des Klebers sorgt dafür, dass er durch Kapillarkräfte unter der Faser entlang gezogen wird und somit eine nur etwa einen Mikrometer dicke Klebeschicht erzeugt, wie man in Abbildung 3.9 erkennt [30]. Durch die kurze Trockenzeit wird die Faser schnell auf der Elektrode fixiert. Andere Befestigungsarten wie das Andrücken durch Gewicht, Ultraschallgel oder Leitkleber erwiesen sich als nicht tauglich, da sie entweder nur einen schlechten Kontakt lieferten oder die Schichtdicke des Gels bzw. des Leitklebers relativ groß war.

## 2.8 Die Halterungen für die Modulatoren

Um die Modulatoren gut in den experimentellen Aufbau integrieren zu können und um eine gute elektrische Kontaktierung zu gewährleisten, wurden verschiedene Halterungen entworfen und getestet. Insbesondere für die PVDF-Schallwandler musste eine spezielle Halterung konstruiert werden.

### 2.8.1 Die Halterung für die PVDF-Transducer

Da die bedampften Folien eine starke Tendenz hatten, sich aufzurollen (vgl. Kap. 3.1.2), wurden sie mit Silberleitlack auf ein Aluminiumplättchen geklebt. Dadurch konnte die gesamte Unterseite stabil mit der elektrischen Masse verbunden werden und die Transducer am aufrollen oder zerknittern gehindert werden. Das Aluminiumplättchen wurde dann auf die eigentliche Halterung aufgeschraubt. Zur besseren Kontaktierung wurde die Unterseite des Plättchens mit Silberleitlack bestrichen. Die eigentliche Halterung bestand ebenfalls aus einer Aluminiumplatte, auf die eine Leitung aus einem Streifen einer kupferbeschichteten Epoxydharzplatte aufgeklebt wurde. An diese Leitung wurden Kontaktfedern für die Leiterbahn auf der Folie angelötet. An den Enden der Leitung wurden zwei BNC-Buchsen befestigt, an die die Versorgung und bei Bedarf ein  $50\ \Omega$ -Abschlusswiderstand angeschlossen werden konnten. Abbildung 2.6 zeigt die Halterung mit einer PVDF-Folie vom Typ IV (vgl. Kap. 3.1.2). Man sieht deutlich, dass sie glatt aufliegt und dass sie keine sichtbaren Schäden wie Knicke oder Risse durch die Bedampfung davontrug.



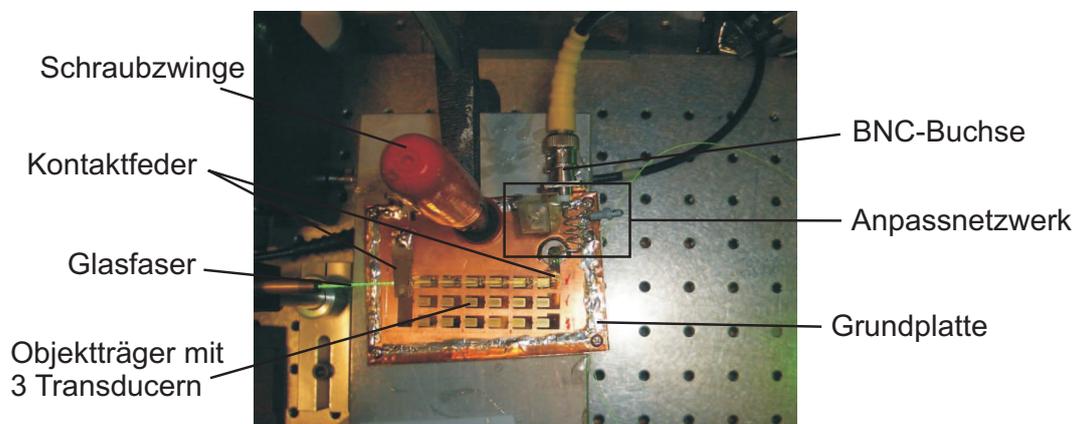
**Abbildung 2.6:** Halterung für die PVDF-Transducer. Die hier abgebildete Folie ist vom Typ IV (vgl. Kap. 3.1.2), die glatt aufliegt.

### 2.8.2 Die Halterung für die ZnO-Transducer

Aufgrund der größeren Flexibilität beim Design von ZnO-Transducern mussten verschiedene Halterungen konstruiert werden. Für Transducer mit einer einfachen obe-

ren Elektrode wurde die selbe Halterung verwendet wie bei den PVDF-Transducern (Abbildung 2.6). Dabei wurde das Aluminiumplättchen weggelassen und der Objektträger direkt auf die Grundplatte gelegt. Der Massekontakt der unteren Elektrode wurde durch eine große Kontaktfeder, die auf die Grundplatte geschraubt wurde, gewährleistet. Sie kontaktiert durch Klemmen der nicht mit ZnO bedampften Fläche des Transducers (vgl. Abbildung 3.5) die untere (flächige) Elektrode.

Bei den Multielementtransducern (vgl. Abbildung 3.8) wurde auf die Streifenleitung verzichtet. Die Leistung wird via Anpassnetzwerk über eine Kontaktfeder direkt in den Transducer eingekoppelt. Der Massekontakt wird hier durch eine große Kontaktfeder am anderen Ende der Transducerbahn gewährleistet. Die Halterung mit einem eingebauten Transducer und einer aufgeklebten Faser zeigt Abbildung 2.7.

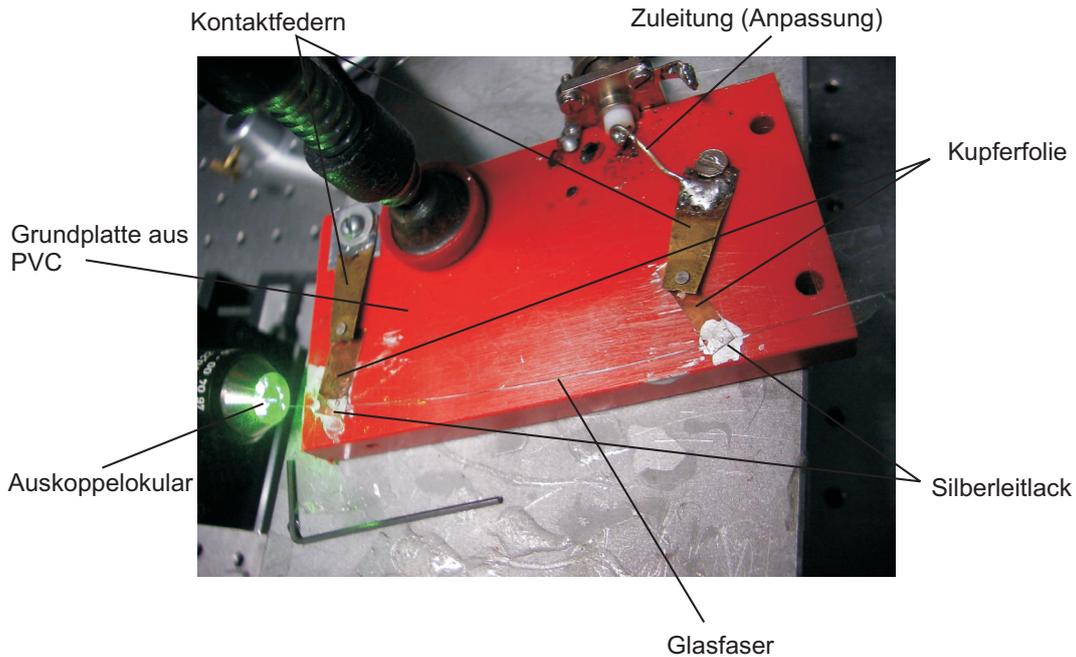


**Abbildung 2.7:** *Multielementtransducer mit seiner Halterung im Experiment. Rechts unterhalb der BNC-Buchse sieht man das Anpassnetzwerk (in dem Kästchen). Der Objektträger mit den drei Transducerbahnen wird von den Kontaktfedern gehalten, wobei die linke den Massekontakt gewährleistet. Die Schraubzwinde dient zur Fixierung der Grundplatte im Aufbau. Man erkennt das in der Faser geführte grüne Licht und auf der linken Seite einen Teil eines „Fiberchucks“.*

### 2.8.3 Die Halterung für die besputterten Glasfasern

Für die besputterten Fasern musste die Halterung noch einmal verändert werden. Als Grundplatte diente hier eine PVC-Platte, an der eine BNC-Buchse angeschraubt wurde. Ebenso wurden zwei Kontaktfedern auf die Platte geschraubt, die mit der Buchse verbunden wurden. Die Faser selbst wurde mit zwei Streifen Kupferfolie kontaktiert, da eine direkte Kontaktierung mit den Federn durch deren Druck die Beschichtung zerstört hätte. Die Kupferfolie wurde unter die Kontaktfedern geklemmt und so die Spannungsversorgung des Transducers auf der Faser gewährleistet. Die

Faser wurde nur auf der Einkoppelseite in einen „Fiberchuck“ gehalten, auf der Auskoppelseite konnte wegen der Halterung in der Maske (vgl. Abbildung 3.11) kein ausreichendes Faserstück für einen „Fiberchuck“ unbedampft gelassen werden. Abbildung 2.8 die Halterung mit einer eingebauten Faser während der Durchführung einer Messung.



**Abbildung 2.8:** Besputterte Faser mit ihrer Halterung im Experiment. Die Faser wird mittels Silberleitlack und Kupferfolie kontaktiert. Kontaktfedern stellen die Verbindung der Folie mit der Zuleitung sicher. Der Zuleitungsdraht dient gleichzeitig zur Impedanzanpassung. Als Basis dient eine Platte aus PVC. Man erkennt links das Objektiv, welches das ausgekoppelte Licht zu einem parallelen Bündel kollimiert.

## 2.9 Detektion der Messwerte

Bei den Experimenten mit den Fasermodulatoren trat neben dem elastooptischen Effekt immer auch eine mehr oder weniger stark ausgeprägte thermisch induzierte Polarisationsdrehung auf. Letztere ist deutlich langsamer und daher nicht zur schnellen Modulation geeignet. Daher wurden zwei Messverfahren angewandt um die Lichtmodulation zu detektieren.

Zum einen wurde der Schallwandler angesteuert, wie in Kapitel 2.6 beschrieben. Die RF-Pulse wurden in den Transducer eingespeist, das modulierte Licht mit der

Photodiode detektiert und mit Hilfe des Oszilloskops verarbeitet. Durch die gepulste RF war es unmöglich, dass sich der Transducer thermisch aufheizen konnte, da die mittlere eingebrachte thermische Leistung zu klein war. Der Modulator konnte zwischen den Pulsen auch immer wieder abkühlen. Somit war der beobachtete Effekt nur der elasto-optischen Modulation zuzuordnen. Mit diesem Verfahren wurden der Kontrast und die Anstiegszeit der Schallwandler ermittelt.

Die andere Möglichkeit bestand darin, die Messung computergesteuert durchzuführen. Dafür stand ein Programm zur Verfügung, das am Lehrstuhl im Rahmen einer Diplomarbeit entwickelt wurde [30]. Mit Hilfe dieses Programmes werden der Signalgenerator gesteuert und die Daten eingelesen. Während einer Messung wird ein einstellbarer Frequenzbereich in vom Benutzer definierten Frequenzschritten durchgeführt. Für jede Frequenz wird ein Messwert mit der Photodiode aufgenommen und ins Oszilloskop eingelesen. Das Computerprogramm liest dann die Daten Punkt für Punkt aus dem Oszilloskop aus und speichert sie in einer Datei zur Weiterverarbeitung. Man kann also die Frequenzabhängigkeit der Modulationseffizienz über große Frequenzintervalle untersuchen, um z. B. Resonanzstellen zu finden.

Da diese Messungen ohne den Pulsgenerator durchgeführt wurden, wurde die RF-Leistung kontinuierlich in den Transducer eingespeist. Dadurch ist die mittlere eingebrachte Wärmeleistung deutlich höher als bei einem gepulsten Messverfahren, so dass nicht auszuschließen ist, dass die gemessene Drehung der Polarisation anteilig oder ausschließlich auf eine Erwärmung der Glasfaser zurückzuführen ist (vgl. Abbildung 4.7).

Für eine verlässliche Aussage, ob die gemessene Polarisationsdrehung tatsächlich durch den elasto-optischen Effekt verursacht wird, ist also eine Kontrolle der mit dem Computerprogramm ermittelten Daten durch eine direkte Messung mit dem Oszilloskop und gepulster Anregung unerlässlich. Das Programm bietet aber die Möglichkeit, große Frequenzbereiche nach Resonanzstellen und nach Frequenzen, bei denen die Modulationseffizienz groß ist, abzusuchen.

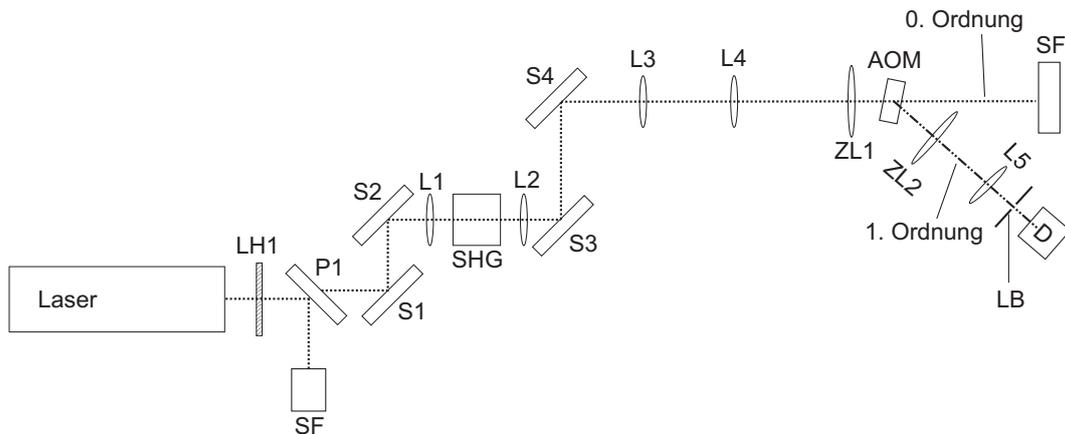
## 2.10 Messungen mit akustooptischen Modulatoren

Neben den selbst hergestellten Modulatoren wurden auch Modulatoren der Firmen *AA* und *Crystal Technology* untersucht. Mit ihnen wurden Experimente zur Beugung von Licht an einer Schallwelle durchgeführt, wie in Kap. 1.1 beschrieben wird. Ziel der Versuche war es, die Anstiegszeit des modulierten Lichtes zu minimieren und gleichzeitig hohe Lichtintensitäten von einigen hundert  $\frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$  zu verwenden.

### 2.10.1 Der experimentelle Aufbau

Die Anstiegszeiten werden bestimmt durch die Schallgeschwindigkeit im Medium und den Durchmesser des Lichtstrahls. Anschaulich muss die Front der erzeugten

Schallwelle das Lichtbündel einmal komplett durchlaufen um es ablenken zu können (siehe Kap. 1.1.1.2). Dies macht eine starke Fokussierung des Lichtes nötig, wodurch die Intensität im Fokus stark ansteigt. Wie schon in Kap. 1.1.1.2 dargelegt, kann es zu einer Absorption aufgrund der komplexen Anteile des Brechungsindex kommen. Es bilden sich thermische Linsen, durch die der Strahl sein Gaußprofil verliert und sich verbreitert („thermal blooming“). Dadurch kann der Strahl nicht mehr effizient in eine Glasfaser eingekoppelt werden.



**Abbildung 2.9:** Strahlengang für die Messungen mit den akustooptischen Modulatoren. LH: Halbwellenplättchen (Lambda-Halbe-Plättchen); S: Spiegel; SF: Strahlfalle; L: Linse (sphärisch); ZL: Zylinderlinse; AOM: Akustooptischer Modulator; LB: Lochblende (200 $\mu\text{m}$  Durchmesser); D: Detektor;

Zur Überwindung dieses Problems wurden anstelle von sphärischen Linsen, die einen punktförmigen Fokus erzeugen, Zylinderlinsen verwendet, die einen Linienfokus haben. Dadurch wurde erreicht, dass die Transitzeit der Schallwelle durch den Lichtstrahl klein bleibt, wenn der Linienfokus senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Ultraschalls orientiert wird. Durch die relativ große Ausdehnung des Strichfokus wird aber die Lichtleistung auf eine größere Fläche verteilt und es können sich bei den verwendeten Laserleistungen keine thermischen Linsen mehr bilden. Ein Strahlprofil des Linienfokus zeigt Abbildung 4.1 (Man beachte die unterschiedlichen Skalen der x- und der y-Achse!).

Der experimentelle Aufbau unterscheidet sich nicht sehr stark von dem für die Messungen an den Fasermodulatoren (siehe Abbildung 2.9). Da bei den Experimenten mit den Modulatoren der Polarisationszustand konstant senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Schallwelle benötigt wird, konnte die Laserstrahlung direkt genutzt werden, da diese entsprechend polarisiert war. Daher wurden alle Komponenten zur Manipulation des Polarisationszustandes aus dem Aufbau entnommen.

Ebenso wurden alle glasfaserrelevanten Komponenten entfernt. Um vor der Zylinderlinse ein paralleles Strahlenbündel mit einem definierten Durchmesser zu erhalten, wurde ein Teleskop aus den Linsen L3 und L4 zusätzlich in den Strahlengang integriert. Dabei hatte L3 eine Brennweite von 20 cm und L4 besaß 30 cm Brennweite. Als Detektor wurde auch hier eine Photodiode BPX65 verwendet. Zur Verbesserung des Kontrastes wurde vor dem Detektor eine Lochblende installiert, um Streulicht aus der ungebeugten nullten Ordnung zu blockieren. Der Winkel zwischen der nullten und der ersten Beugungsordnung ist zur Verdeutlichung in der Abbildung 2.9 stark übertrieben dargestellt.

Die beiden Zylinderlinsen waren drehbar, um die Neigung des Linienfokus relativ zur Tischebene einstellen zu können. Die horizontale Ausrichtung des akustooptischen Modulators war ebenso wie seine Neigung relativ zum Strahl einstellbar. Durch diese Freiheitsgrade war es möglich, den Modulator optimal zu justieren. Die optimale Justierung zeichnet sich dadurch aus, dass die Intensität der ersten Beugungsordnung ihre maximale Intensität erreicht.

Elektrisch wurde der Modulator auch analog zu den oben beschriebenen angesteuert. Die Modulatoren wurden durch eigene RF-Treiber mit der für ihren Betrieb benötigten RF-Spannung versorgt, um eine Ultraschallwelle mit der optimalen Frequenz zu generieren (siehe Tab. 2.1). Über einen vorhandenen Signaleingang der Modulatoren wurden bei Bedarf die Rechteckpulse direkt vom Pulsgenerator (HP 8082A) eingespeist, um die Anstiegszeiten messen zu können (vgl. Kap. 4.1).

Um den Einfluss der Fokussierung auf die Anstiegszeit zu untersuchen, wurden Zylinderlinsen mit unterschiedlichen Brennweiten verwendet. Da die Fokussierung immer schärfer wird, je kürzer die Brennweite einer Linse ist, konnte so für verschiedene Foki die Anstiegszeit vermessen werden.

### 2.10.2 Die verwendeten Modulatoren

Für die Untersuchungen wurden zwei unterschiedliche Modulatoren benutzt. Dabei handelte es sich zum einen um den MQ.180/A0.2-vis von A.A und den AODF 4245 von Crystal Technology. Ihre wichtigsten Eigenschaften und Daten sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Der in der letzten Zeile angegebene Parameter Q (Klein-Cook-Parameter) wurde nach der Gleichung 1.2 berechnet. Man erkennt, dass beide Modulatoren eher im Bragg-Regime arbeiten und man somit nur eine Beugungsordnung erwartet. Dies wurde durch die Messungen bestätigt (vgl. Ergebnisteil).

**Tabelle 2.1:** *Daten der verwendeten Modulatoren.*

	<b>MQ.180/A0.2-vis</b>	<b>AODF 4245</b>
AO-Medium	Fused Silica	TeO <sub>2</sub>
Schallgeschw. (long.) [m/s]	5960	4200
Brechungsindex	1,46	2,2
Treiberfrequenz [MHz]	180	250
Apertur [mm×mm]	0,2×2,0	0,6×2,5
max. rf-Leistung [W]	4,0	1,5
Klein-Cook-Parameter (Q)	4,2	13
$p_{11}$ [17]	0,121	0,0074
$p_{12}$ [17]	0,270	0,187

## Kapitel 3

# Die Schallwandler (Transducer)

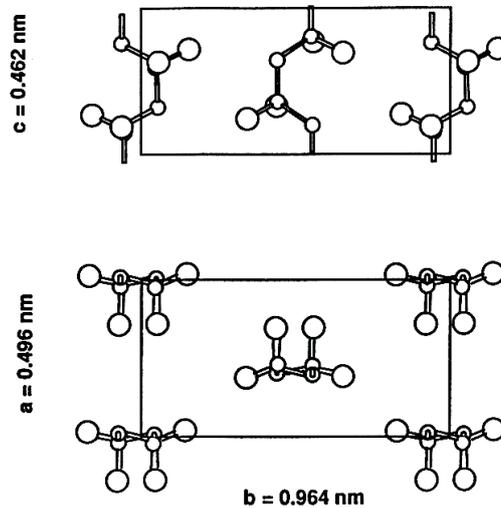
Im Zentrum dieser Arbeit stand die Entwicklung und der Test von Schallwandlern für die elasto-optische Modulation. Daher wird im folgenden Kapitel die Herstellung und die Charakterisierung dieser Transducer beschrieben.

Es wurden zwei unterschiedliche piezoaktive Materialien zur Herstellung der Bauteile verwendet, nämlich Zinkoxid (ZnO) und Polyvinylidenfluorid (PVDF). Da die Herstellung der Transducer und der zu Grunde liegende Mechanismus der Ultraschallerzeugung im Material sich unterscheiden, wird der erste Teil des folgenden Kapitels den PVDF-Schallwandlern gewidmet.

Im zweiten Teil werden dann die ZnO-Transducer mit ihren verschiedenen Elektrodentypen beschrieben. Da die Zinkoxidschichten für die Bauteile an der Universität Bayreuth hergestellt wurden, war es von Interesse, die optimalen Prozessparameter für den Sputtervorgang zu bestimmen. Ergebnisse von Untersuchungen mit einem Rasterelektronenmikroskop werden präsentiert. Neben den Schichten ist auch ein Kenntnis des elektrischen Verhaltens der Transducer wichtig, da nur bei optimaler elektrischer Anpassung Leistung effizient in den Transducer eingekoppelt werden kann. Daher werden im letzten Teil des Kapitels Ergebnisse von Untersuchungen an einem Netzwerkanalysator diskutiert.

### 3.1 Die PVDF-Transducer

Die Herstellung von Schallwandlern aus Zinkoxid stellte sich als relativ kompliziert und zeitaufwändig heraus (siehe unten), daher wurde parallel nach einer einfacher zu verarbeitenden Materialalternative gesucht. Als relativ kostengünstig und leicht zu verarbeiten erwiesen sich piezoaktive Polymerfolien aus PVDF. Aus diesen wurden die unten beschriebenen Transducer hergestellt.



**Abbildung 3.1:** Einheitszelle von  $\alpha$ -PVDF nach [33]. Man erkennt im unteren Teil, wie sich die Dipolmomente der C-F-Bindungen innerhalb der Einheitszelle kompensieren.

### 3.1.1 Piezoaktivität in PVDF

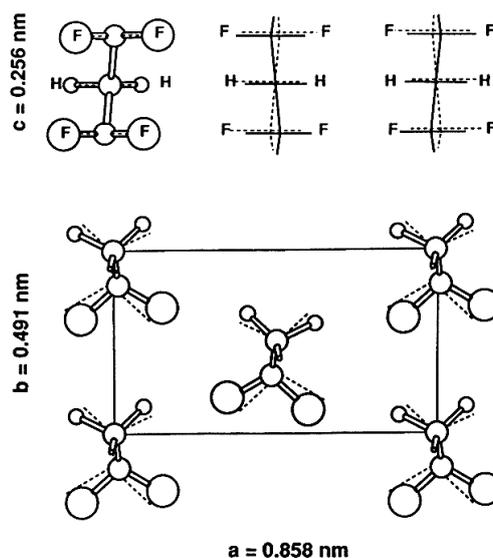
Polyvinylidenfluorid wurde bereits 1944 zum ersten Mal polymerisiert. Allerdings konnte erst 1970 die Ferroelektrizität nachgewiesen werden [33]. PVDF setzt sich aus einer Abfolge von  $\text{CH}_2 - \text{CF}_2$ -Monomeren zusammen. Allerdings treten beim Polymerisieren Fehler auf, die dazu führen, dass sich  $\text{CH}_2 - \text{CH}_2$  bzw.  $\text{CF}_2 - \text{CF}_2$ -Einheiten bilden. Da diese Fehler in der Regel paarweise auftreten, ist die Konzentration von  $\text{CF}_2$  und  $\text{CH}_2$  im Mittel aber gleich. Die Fehlerkonzentration liegt bei handelsüblichen Folien bei etwa 4% bis 5%.

Als Festkörper liegt PVDF kristallin vor mit einer Kristallinität von etwa 50% (bei  $25^\circ\text{C}$ : 67%, bei  $110^\circ\text{C}$  25%). Es sind vier Phasen bekannt, wobei hier nur zwei betrachtet werden. Dies sind die unpolare  $\alpha$ -Phase (oder Phase II) und die daraus gewonnene polare  $\beta$ -Phase (oder Phase I).

Beim Abkühlen aus der Schmelze entsteht die unpolare  $\alpha$ -Phase, die in Abb. 3.1 dargestellt ist. Die Kohlenstoff-Fluor-Bindung besitzt ein starkes Dipolmoment, so dass ein Gesamtdipolmoment senkrecht zur Polymerkette entsteht. Da aber zu jeder Einheitszelle zwei Ketten gehören und sich deren entgegengesetzt orientierte Dipolmomente gerade aufheben, ist der Kristall als Ganzes unipolar. Dies ist im unteren Teil von Abb. 3.1 gut zu erkennen [33].

Für die Anwendung als piezoaktives Material eignet sich die polare  $\beta$ -Phase.

Diese kann aus der  $\alpha$ -Phase erzeugt werden und hat die in Abb. 3.2 dargestellte Einheitszelle. Die Polymerketten in der  $\beta$ -Phase liegen in einer gestörten planaren Zickzackanordnung vor. Die Störung rührt daher, dass die Fluoratome zu groß sind, um eine ungestörte Anordnung (gerade Ketten) zu erlauben. Man geht davon aus, dass die Atome sich in einem kleinen Bereich statistisch um ihre theoretische Positionen anordnen, was durch die gestrichelten Linien in Abb. 3.2 dargestellt ist [33].



**Abbildung 3.2:** Einheitszelle von  $\beta$ -PVDF nach [33]. Die Dipolmomente der C-F-Bindungen addieren sich hier, so dass der Kristall stark polar ist. Weitere Erläuterungen zur Struktur finden sich im Text.

Zur Herstellung der  $\beta$ -Phase können verschiedene Mechanismen herangezogen werden, wie zum Beispiel Polung in einem starken elektrischen Feld. Die in dieser Arbeit verwendeten Folien sind durch Dehnung einer Folie aus  $\alpha$ -PVDF hergestellt worden.

Beim Abkühlen der Schmelze bildet sich PVDF in der unpolaren  $\alpha$ -Phase. Etwa 50% der Moleküle befinden sich in der kristallinen Phase. Diese formen Lamellen von etwa 10 nm Dicke, die sich wiederum zu Spheruliten zusammenklumpen. Die Achsen der einzelnen  $\text{CF}_2$ - und  $\text{CH}_2$ -Gruppen stehen dabei senkrecht auf der Lamellenfläche. Um die Filme zu polen, dehnt man sie um ein Mehrfaches ihrer Ausgangslänge (zwei bis sechsfach) bei Temperaturen zwischen  $80^\circ\text{C}$  und  $160^\circ\text{C}$ . Dadurch richten sich die Molekülketten parallel zur Dehnungsrichtung und damit auch parallel zur Folie aus. Die Dipolmomente, welche parallel zur C-F-Bindung orientiert sind, liegen also senkrecht zur Folienoberfläche.

Man unterscheidet zwischen zwei Arten der Polung durch Dehnen, nämlich uniaxiales und biaxiales Dehnen. Das wie oben beschrieben uniaxial gedehnte Material kann zusätzlich noch um die Dehnungsachse aufgerollt werden. Dadurch entsteht eine weitere Ordnung parallel zur Folie, die aber den in dieser Arbeit benötigten longitudinalen Effekt in Dickenrichtung nur minimal beeinflusst [34]. Nach dem Polungsprozess kann die Folie wieder entrollt werden und behält ihre Polung bei.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden beide Typen verwendet, die 28  $\mu\text{m}$  dicken Folien waren uniaxial, die 9  $\mu\text{m}$  dicken biaxial gedehnt. Dies lag daran, dass keine uniaxial gedehnten Folien in der entsprechenden Dicke erhältlich waren.

### 3.1.2 Die Herstellung der Transducer

Für die Transducerherstellung standen verschiedene Arten von PVDF-Folien der Firma Piezotech S. A. in St. Louis zur Verfügung, die im Folgenden aufgezählt werden:

- 28  $\mu\text{m}$ ; beidseitig metallisiert, uniaxial gedehnt (Typ I);
- 28  $\mu\text{m}$ ; nicht metallisiert, uniaxial gedehnt (Typ II);
- 9  $\mu\text{m}$ ; nicht metallisiert, biaxial gedehnt (Typ III) und
- 9  $\mu\text{m}$ ; einseitig metallisiert, biaxial gedehnt (Typ IV).

Zunächst wurde versucht, die beidseitig metallisierte Folie als Transducer zu verwenden. Allerdings konnte beim Schneiden der Folie nicht verhindert werden, dass die Metallisierung oben und unten einen Kurzschluss bildeten. Somit war diese Folie nicht geeignet für die Anwendung. Außerdem hätte eine großflächige obere Elektrode die Kapazität der Schallwandler sehr groß werden lassen, was eine Verwendung bei höheren Frequenzen ausgeschlossen hätte.

Vor der Verwendung der nicht metallisierten Folien mussten auf beiden Seiten Elektroden aufgebracht werden. Um die Folien in der Bedampfungsanlage halten zu können, und um dieselben Masken wie für die Herstellung der ZnO-Transducer verwenden zu können, wurden die Folien auf eine Größe zugeschnitten, die etwas kleiner war als die eines Objektträgers (76mm  $\times$  26mm). Dadurch konnten sie am Rand mit Klebestreifen auf dem Objektträger fixiert werden, um ein Verrutschen oder Aufrollen während des Bedampfungsvorgangs zu verhindern.

Bei der unteren Elektroden handelt es sich um eine flächige Bedampfung der gesamten Folie. Dadurch ergibt sich die größtmögliche Kontaktfläche, die elektrisch geerdet wird. Die obere Elektrode ist eine aufgedampfte Leiterbahn, die durch eine entsprechende Maske strukturiert wurde. Es standen verschiedene Elektrodenlayouts zur Verfügung, die zum Teil in ihrer Effizienz erhebliche Unterschiede aufwiesen.



**Abbildung 3.3:** Vergleich zweier Aluminium-Elektrodenbahnen auf PVDF. Die linke Abbildung zeigt eine aufgedampfte Bahn, die rechte Bahn ist aufgestäubt (gesputtert). Man erkennt deutlich die Beschädigungen der rechten Bahn und die Knicke in der Folie.

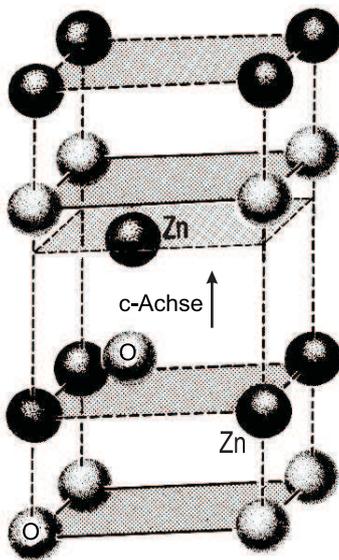
Diese Elektroden wurden in der Optikwerkstatt der Universität Bayreuth aufgedampft. Es wurde Silber oder Aluminium verwendet, wobei die Effizienz der Schallwandler unabhängig von der Wahl des Elektrodenmaterials war. Alternativ wurde das Elektrodenmaterial auch aufgestäubt (gesputtert), was aber zu einer starken Beschädigung der Folien und zu Unterbrechungen in der Elektrode führte (siehe Abbildung 3.3). Diese Beschädigung entstand wahrscheinlich durch die starke Aufheizung der Folien während des Sputtervorgangs.

Bei den dünneren Folien mit einer Dicke von  $9\mu\text{m}$  stellte sich heraus, dass die Bedampfung erhebliche Deformationen der Folien hervorrief. Sie sahen zerknittert aus und rollten sich nach dem Lösen aus der Halterung auf. Dieses Aufrollen wird durch die vorher aufgedampfte Metallschicht verursacht, die einen anderen Wärmeausdehnungskoeffizienten besitzt als die Polymerfolie. Sie mussten zusätzlich an ihrer schmalen Seite mit Klebeband auf dem Objektträger fixiert werden. Trotz der augenscheinlich starken Beeinträchtigung der dünnen Folien, lieferten sie dennoch gute Modulationsergebnisse. Versuche, auch die untere Elektrode als Leiterbahn aufzudampfen, um die Beschädigung der Folie zu minimieren, erwiesen sich als nicht tauglich, da der Massekontakt durch die kleine Elektrodenfläche nicht mehr ausreichend gegeben war.

Zur weiteren Vereinfachung der Herstellung und zur Vermeidung des Zerknitterns wurde dann auf einseitig metallisierte Folien mit einer Dicke von  $9\mu\text{m}$  zurückgegriffen. Diese wurden von der Herstellerfirma mit einer NiCr + Al-Legierung flächig bedampft. Das Aufdampfen der oberen Elektrodenbahnen war bei diese Folien problemlos möglich. Sie konnten somit unbeschädigt in das Experiment eingebaut werden. Mit diesen Schallwandlern wurden die besten Modulationsergebnisse mit PVDF Folien erzielt.

Die auf diese Weise bedampften Folien wurden mit Silberleitlack auf Aluminiumplatten ( $35\text{mm} \times 90\text{mm} \times 1,5\text{mm}$ ) geklebt. Dadurch konnte die vollständig metallisierte Unterseite der Folie einen soliden Massekontakt erzeugen. Die Aluminiumplättchen wurden dann auf die Halterung geschraubt (siehe Abb. 2.6).

## 3.2 Die Zinkoxidtransducer



**Abbildung 3.4:** Die Wurtzit-Struktur von Zinkoxid. Man erkennt entlang der  $c$ -Achse (senkrecht von unten nach oben) die für den piezoelektrischen Effekt benötigte Asymmetrie. Der Kristallaufbau besteht aus zwei gegeneinander verschobenen hexagonal dichtesten Kugelpackungen aus Zink- bzw. Sauerstoffatomen [35].

Neben dem im vorherigen Kapitel beschriebenen PVDF wurde auch Zinkoxid ( $\text{ZnO}$ ) als piezoaktives Material verwendet. Da dieses Material in der Optikwerkstatt gesputtert werden konnte, erlaubte es eine größere Flexibilität im Design der Schallwandler, was zum Beispiel die Herstellung der Multielement-Transducer ermöglichte.

### 3.2.1 Materialeigenschaften von $\text{ZnO}$

Zinkoxid kristallisiert in drei verschiedenen Kristallstrukturen wobei einzig die Wurtzit-Struktur thermodynamisch stabil ist. Sie ist detailliert in Abbildung 3.4 dargestellt. Der Kristall besteht aus zwei hexagonalen Untergittern, die jeweils aus einer Atomsorte bestehen und entlang der  $c$ -Achse gegeneinander verschoben sind [36]. Im Folgenden wird nur noch diese Struktur betrachtet.

Von den tetraedrisch gebundenen Halbleitern zeigt Zinkoxid den größten piezoelektrischen Effekt. Der piezoelektrische Tensor hat drei unabhängige Komponenten. Zwei davon,  $(e_{31})$  und  $(e_{33})$ , führen zu einer Polarisierung entlang der  $c$ -Achse in Abwesenheit eines elektrischen Feldes bei konstanter mechanischer Spannung entlang der  $c$ -Achse. Die dritte Komponente ist  $(e_{15})$ . Sie beschreibt die durch Scherspannungen auftretende Polarisierung und wird in der Regel vernachlässigt.

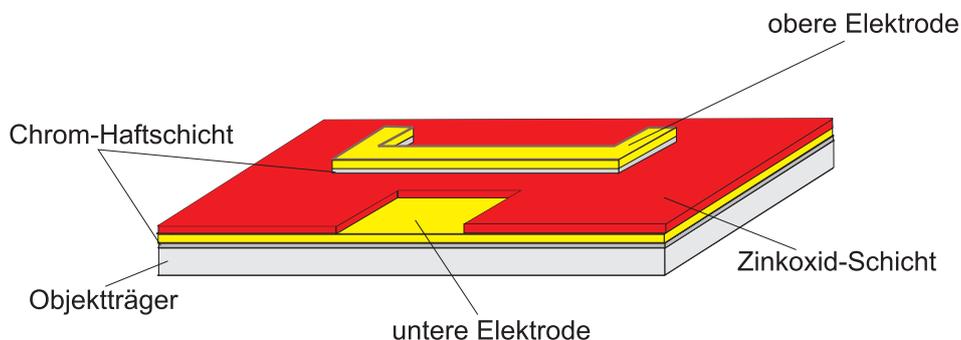
Die homogene makroskopische Spannung ist an mikroskopische Spannungen gekoppelt. Diese werden hervorgerufen durch die Verschiebung der beiden Untergitter gegeneinander. Der große Wert der Komponenten des piezoelek-

trischen Tensors kann mikroskopisch verstanden werden. Es hat sich gezeigt, dass sich der makroskopische piezoelektrische Tensor aus zwei Effekten zusammensetzt [37]. Der eine ist rein elektronischer Natur und wird bei verschwindender mechanischer Spannung betrachtet, der andere resultiert aus der Verschiebung der Untergitter gegeneinander.

Experimentell sind diese beiden Beiträge nicht getrennt messbar. Berechnungen zeigen aber, dass bei den meisten Materialien in der Wurtzit-Struktur diese beiden Beiträge ähnliche Zahlenwerte aufweisen aber unterschiedliche Vorzeichen tragen. Somit kompensieren sie sich und das Material hat kleine piezoelektrische Konstanten. Bei ZnO ist der rein elektronische Wert deutlich kleiner, so dass die Kompensation nur schwach gegeben ist und die piezoelektrischen Konstanten große Werte annehmen können [37].

### 3.2.2 Die Herstellung der Zinkoxid-Transducer

Im Gegensatz zu den PVDF-Transducern, für die das piezoaktive Material als Folie kommerziell verfügbar ist, konnten die Zinkoxidschichten in der Optikwerkstatt der Universität Bayreuth mit Hilfe einer RF-Planar-Magnetron-Sputter-Anlage hergestellt werden. Dadurch konnte sowohl die Schichtdicke, als auch die Größe der Flächen und das Sputterverfahren einfach variiert werden.



**Abbildung 3.5:** Schematischer Aufbau eines Eielektroden-Zinkoxidtransducers. Die Lücke in der Zinkoxidschicht ermöglicht die Kontaktierung der unteren Elektrode mit einer Kontaktfeder. Die Schichtdicken sind nicht maßstabsgetreu.

Zinkoxid wächst auf vielen Substraten bevorzugt entlang der [001]-Richtung (parallel zur  $c$ -Achse) auf. Dazu zählen Saphir, Diamant und auch das hier verwendete Glas [36]. Dies ist genau die Orientierung, die man zur Herstellung von Dicken-schwingern benötigt, da der piezoelektrische Effekt gerade in dieser Richtung am stärksten ist.

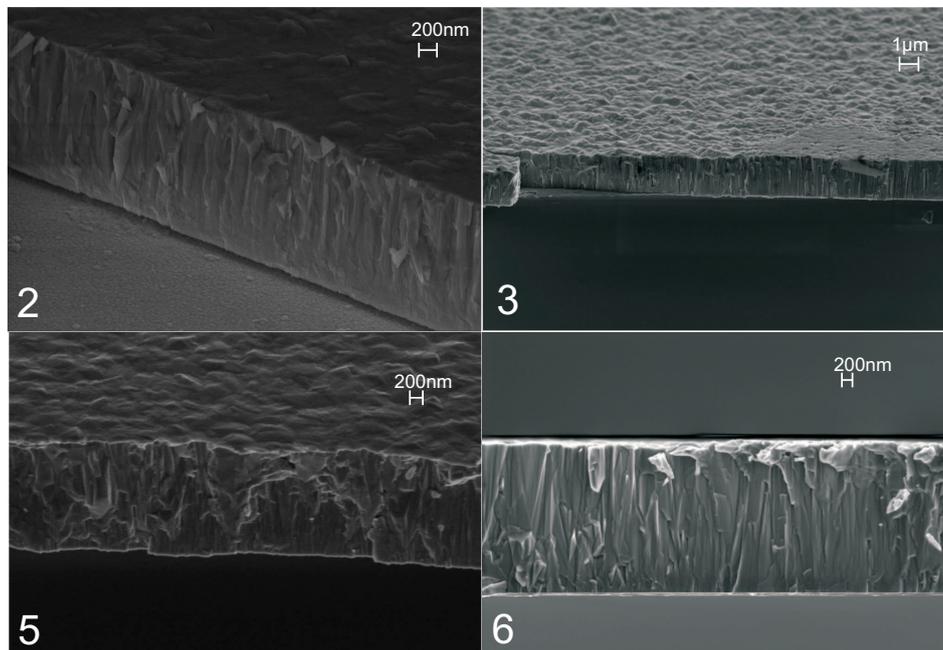
Als Basis für die Transducer dienten Standard-Glasobjektträger mit den Maßen  $76\text{mm} \times 26\text{mm} \times 1,5\text{mm}$ . Darauf wurde als Haftschiicht eine 5 nm dicke Chromschicht aufgedampft. Bei diesem Bedampfungsverfahren wird das aufzudampfende Material von einem Elektronenstrahl geheizt. Die nächste Schicht stellte die untere Elektrode dar, die aus Aluminium oder Gold bestand, zwischen 600 nm und  $1\ \mu\text{m}$  dick war und ebenfalls aufgedampft wurde. Für Tests wurde Aluminium als Elektrodenmaterial gewählt um die Kosten zu reduzieren. Silber ist nicht geeignet, da es mit dem Zinkoxid reagiert und die Schichten unbrauchbar macht.

Die piezoaktive Schicht wurde anschließend von einem ZnO-Target gesputtert. Als Sputtergas wurde Argon verwendet, wobei der Argondruck bei  $2 \cdot 10^{-3}$  mbar lag. Bei binären Verbindungen (wie z. B. ZnO) ist aufgrund des Phasengesetztes von Gibbs die kristalline Phase durch drei unabhängige Variablen eindeutig bestimmt. Dies können zum Beispiel der Druck, die Temperatur und der Partialdruck von Sauerstoff sein [38]. Um eine Schicht mit stöchiometrischer Zusammensetzung zu erhalten, muss der Sauerstoffpartialdruck mindestens dem Gleichgewichtspartialdruck entsprechen. Daher wird in der Praxis mit einem leichten Sauerstoffüberschuss im Sputtergas gearbeitet, weshalb Sauerstoff mit einem Druck von  $8 \cdot 10^{-4}$  mbar zugeleitet wird. Die Dicke der ZnO-Schichten wurde dabei zwischen  $4\ \mu\text{m}$  und  $12\ \mu\text{m}$  variiert. Untersuchungen verschiedener Zinkoxidschichten mit einem Rasterelektronenmikroskop zeigten für unterschiedliche Sputterparameter stark voneinander abweichende Schichtqualitäten. Als bester Kompromiss zwischen Schichtqualität und Herstellungsdauer erwies sich eine Sputterleistung von 35 nm/min und eine Heizung des Substrats auf  $300^\circ\text{C}$  (eine ausführlichere Beschreibung der Schichten ist in Kap. 3.2.3 dargestellt).

Wie in Abb. 3.5 zu erkennen ist, besitzt die obere Elektrode eine spezielle Struktur. Um diese Struktur dampfen zu können, wurden spezielle Masken angefertigt. Durch die Verwendung verschiedener Masken konnten unterschiedliche Elektrodenlayouts untersucht werden. Auf die Zinkoxidschicht wurde zunächst eine weitere 5 nm dicke Chromschicht aufgedampft, auf der dann die obere Elektrode den Abschluss bildete. Die Fläche der oberen Elektrode bestimmt maßgeblich die Kapazität des gesamten Transducers, die einen kritischen Parameter für die Anwendung bei hohen Frequenzen darstellt. Eine schematische Abbildung eines Zinkoxid-Transducers zeigt Abbildung 3.5.

### 3.2.3 Die Zinkoxidschicht

Die Zinkoxidschicht stellt als piezoaktive Schicht gewissermaßen das Herzstück des Schallwandlers dar. Ihre Qualität limitiert die Leistungsfähigkeit des Transducers, so dass dieser Schicht besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden muss. Es wurden verschiedene Schichten mit unterschiedlichen Sputterparametern hergestellt und unter einem Rasterelektronenmikroskop miteinander verglichen. Die Testschichten



**Abbildung 3.6:** Überblick über verschiedene Zinkoxidschichten. Die Zahlen unten links bezeichnen die Schicht nach Tabelle 3.1. Man erkennt die beste Schichtqualität bei Probe 3, die große, in *c*-Richtung gewachsene Kristallite enthält. Besonders schlecht orientiert ist die Schicht der Probe 5. Sie ist mit großer Sputterrate und ungeheiztem Substrat hergestellt worden.

waren alle  $2\mu\text{m}$  dick, um einen Einfluss der Schichtdicke auf die Qualität auszuschließen und um die Sputterzeit möglichst klein zu halten.

Die verschiedenen Sputterparameter sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Eine gute Schicht zeichnet sich durch große Kristallite aus, die in *c*-Richtung orientiert sind. Dies ist insbesondere in Abb. 3.6 bei Probe 3 zu sehen. Diese Schicht ist mit kleiner Sputterrate und geheiztem Substrat hergestellt worden. Allerdings würde eine Schichtdicke von  $8\mu\text{m}$  - eine typische Größe bei den durchgeführten Experimenten - mit der kleinsten Sputterrate eine Sputterzeit von fast acht Stunden nach sich ziehen. Bei so langen Sputtervorgängen bilden sich keine gut gewachsenen Schichten mehr (es kommt zu Defekten in Aufwuchsrichtung). Eine sehr große Sputterrate, wie bei Probe 5 und 6 in Abb. 3.6, resultiert in einer mangelhaften *c*-Achsen-Orientierung. Daher wurde als Kompromiss eine Rate von  $35\text{nm}/\text{min}$  gewählt und das Substrat auf etwa  $300^\circ\text{C}$  geheizt. Eine mit diesen Parametern hergestellte Schicht zeigt Abb. 3.7.

**Tabelle 3.1:** Zusammenstellung der Sputterparameter der verschiedenen ZnO-Testschichten

Probennummer	Sputterrate [nm/min]	Substrattemp. [°C]
1	17,5	210
2	17,5	20
3	17,5	300
4	35	300
5	70	20
6	70	300

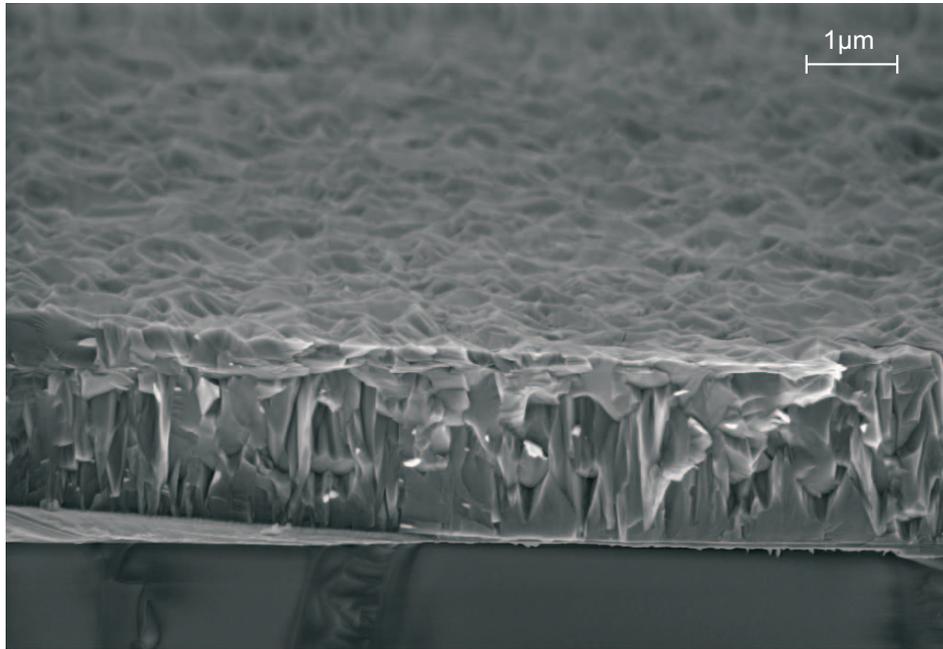
### 3.3 Multielektroden-Transducer

Eine kritische Größe der Transducer für Hochfrequenzanwendungen ist die statische Kapazität  $C_0$  der Bauteile. Diese kann im Wesentlichen durch drei Parameter beeinflusst werden, nämlich durch Variation

- des piezoaktiven Materials,
- der Schichtdicke des piezoaktiven Materials und
- der Fläche der oberen Elektrode.

Als Material stand neben PVDF nur Zinkoxid zur Verfügung und die Schichtdicke war aufgrund der ohnehin schon langen Sputterzeit nicht beliebig zu steigern. Somit blieb zur Reduzierung der Kapazität nur die Verkleinerung der Elektrodenfläche. Auf der anderen Seite musste aber eine gewisse Wechselwirkungslänge für den Ultraschall in der Glasfaser ermöglicht werden, so dass die Elektrode nicht beliebig verkürzt werden konnte. Ebenso konnte ihre Breite nicht beliebig reduziert werden, da sich zum einen dann die Faser nicht mehr aufkleben ließ, zum anderen aber auch der ohmsche Widerstand der Leiterbahn durch die stark reduzierte Querschnittsfläche stark vergrößert wurde.

Aus diesen Gründen wurde der Transducer in mehrere kleine Transducer unterteilt, die hintereinander geschaltet wurden. Durch diese Art der Schaltung reduzierte sich die Gesamtkapazität, da in einer Reihenschaltung jeweils die Reziprokwerte additiv sind. Wichtig bei dieser Hintereinanderschaltung von Transducern ist die richtige Polung. Da der inverse piezoelektrische Effekt linear ist (vgl. Gl. 1.11), muss die Kontaktierung so ausgeführt werden, wie in Abbildung 3.8 gezeigt. Das heißt, die obere Elektrode des einen Transducerelements muss immer an die untere Elektrode des nächsten angeschlossen sein. Dadurch wird erreicht, dass alle Transducerelemente synchron schwingen und eine phasensynchrone Spannung auf die aktive Schicht



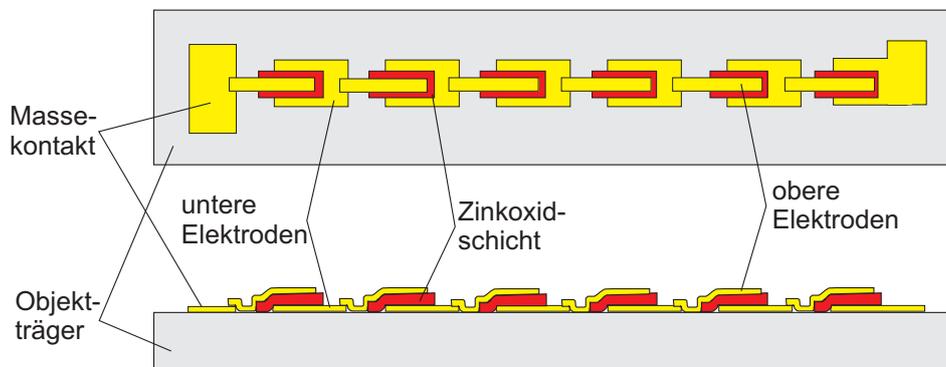
**Abbildung 3.7:** Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer genutzten Zinkoxid-schicht. Diese Schicht ist mit einer Rate von 35 nm/min auf ein auf 300°C geheiztes Substrat gesputtert worden. Es ist eine vorherrschende c-Achsen-Orientierung zu erkennen.

wirkt. Somit ist in der Glasfaser die Polarisationsdrehung der einzelnen Abschnitte additiv.

Würde man zwei hintereinanderliegende obere Elektroden verbinden, so würde der eine Transducer gegenphasig zum voranstehenden schwingen. Somit würde die Polarisationsdrehung des einen die des anderen jeweils kompensieren und die Gesamtdrehung wäre Null.

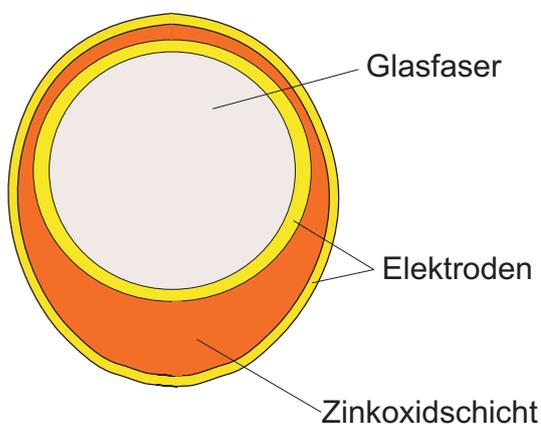
### 3.4 Glasfasern ummantelt mit einem Transducer

Eine effiziente Modulation hängt davon ab, wie gut die Ultraschallwelle in die Faser eingekoppelt werden kann. Durch das Aufkleben der runden Faser auf einen ebenen Transducer muss die Schallwelle durch die Klebeschicht laufen. Die Klebeschicht hat eine typische Dicke von etwa 1 µm (vgl. Abb. 3.9). Könnte man den Transducer direkt auf die Glasfaser aufbringen, so würde der Schall unmittelbar auf die Faser übertragen werden und man müsste sich keine Gedanken um eine gute



**Abbildung 3.8:** Aufbau eines Multielektrodentransducers. Oben: Draufsicht; unten: Schnitt. Man erkennt die einzelnen kleinen Transducer, die so hintereinander geschaltet sind, dass der Strom immer zuerst die untere Elektrode erreicht. Die 5 nm dicken Chromschichten sind wegen der besseren Übersicht weggelassen worden. Sie befinden sich jeweils unter den Elektroden (vgl. Abbildung 3.5).

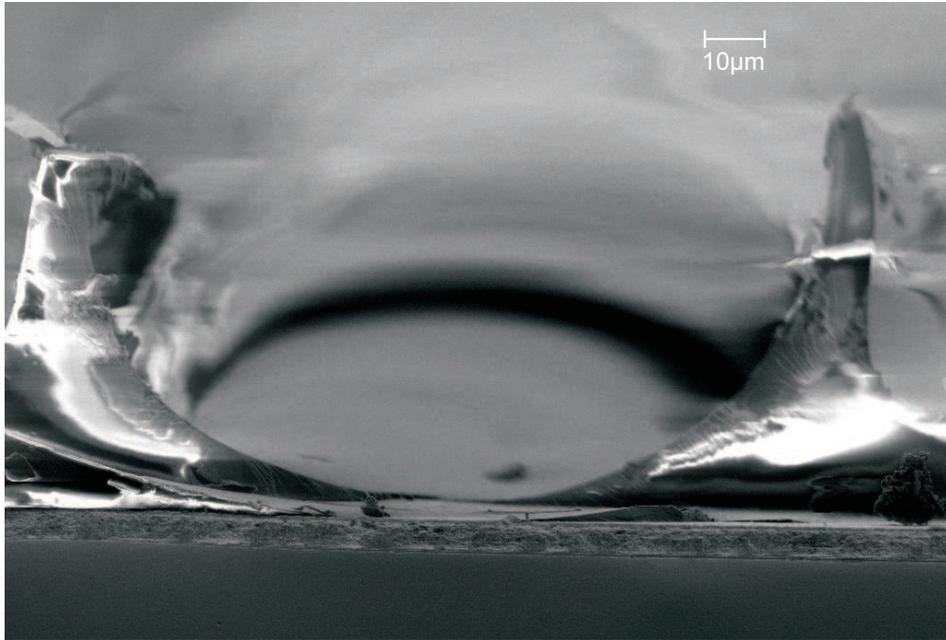
Ankopplung des Transducers machen. Es gibt einige Arbeiten, in denen Glasfasern mit radialsymmetrischen Transducern ummantelt wurden. Diese Konzepte haben



**Abbildung 3.10:** Schematische Darstellung eines Querschnitts durch eine besputterte Glasfaser. Die Schichtdicken sind nicht maßstabsgetreu. Die 5 nm dicken Chromschichten sind wegen der besseren Übersicht weggelassen worden.

allerdings alle einen entscheidenden Nachteil: Man benötigt ein Interferometer zur Detektion der Modulation (z. B. [2], [3] oder [4]), da bei dieser Anordnung nur die Phase moduliert wird. Wird eine Glasfaser mit einem Transducer ummantelt, so werden durch ihn symmetrische Spannungen in der Faser induziert, das heißt, dass die beiden geführten Moden die gleiche Verzögerung erfahren. Dies kann man an den Gleichungen 1.70 und 1.75 erkennen.  $\Delta\beta$  wird Null und es bleibt nur eine Längenänderung, die das in der Faser geführte Licht verzögert. Dadurch wird die Polarisation nicht verändert und man benötigt ein unverzögertes Referenzsignal, mit dem man das verzögerte dann interferieren lässt.

Hier wurde ein anderer Ansatz verfolgt. Analog zu einer aufgeklebten Fa-



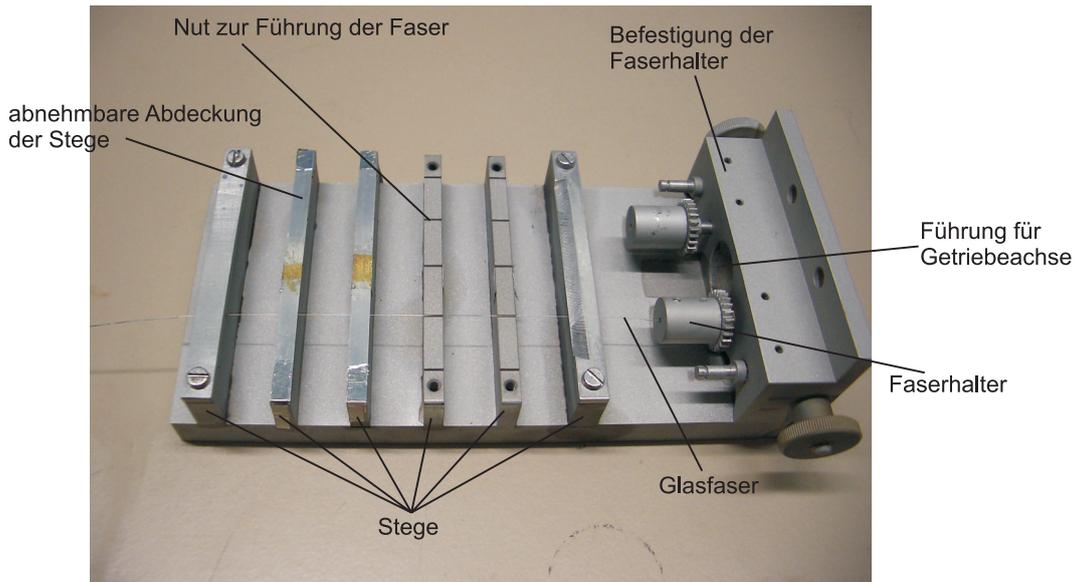
**Abbildung 3.9:** Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Klebeschicht nach dem Entfernen der Glasfaser. Man erkennt die von der Glasfaser verursachte Rundung in der Klebstoffschicht. Der Kleber hat eine Dicke von etwa  $1\mu\text{m}$  an der Unterseite der Faser.

ser soll der Ultraschall nur von einer Seite in die Faser laufen und somit unsymmetrische Spannungen (und dadurch eine Doppelbrechung) induzieren, die dann zu einer Drehung der Polarisierung führt, wie in Kap. 1.4.3 dargelegt. Dazu müsste man die Faser nur von einer Seite bedampfen und besputtern, was technisch in der vorhandenen Anlage nicht möglich war. Darüber hinaus findet immer auch auf der Schatten-seite ein gewisser Niederschlag der verdampften oder zerstäubten Substanzen statt, was schnell zu Kurzschlüssen führen kann. Daher wurde für die Zinkoxidschicht ein Querschnitt gewählt, wie er in Abbildung 3.10 dargestellt ist.

Die Idee war, dass der dickere Teil der Zinkoxidschicht zu Schwingungen ange-regt wird, während der dünnere bei den verwendeten Frequenzen weit außerhalb der Resonanz praktisch keinen Schall emittiert. Die dünne Schicht dient nur zur Isolation zwischen der oberen und der unteren Elektrode. In Längsrichtung der Fa-ser wurde eine Beschichtung dem Layout der Multielement-Transducer entsprechend verwendet, wie es in Abb. 3.8 dargestellt ist.

Dazu wurde eine Maske angefertigt, in der die Faser frei rotieren konnte, und die die entsprechenden Stellen beim Aufdampfen jeder Schicht verdeckte. Die in

Abbildung 3.11 dargestellte Konstruktion wurde in der Mechanik-Werkstatt hergestellt. Für jede Schicht (Zinkoxid, obere und untere Elektrode) wurde eine eigene Anordnung von Stegen verwendet, die dann an die Befestigung für die Faserhalter angeschraubt werden konnten. Der Herstellungsvorgang der Fasern lief nach folgendem Schema ab:



**Abbildung 3.11:** Maske zum Besputtern und Bedampfen einer Glasfaser. Die Platte mit den Stegen kann an die Befestigung der Faserhalter angeschraubt werden. In den Stegen befinden sich Nuten, in denen die Faser geführt wird und in denen sie frei rotieren kann. Die Stege werden mit dünnen Metallstreifen abgedeckt, so dass nur die Stellen zwischen den Stegen beschichtet werden. Die Faserhalter sind drehbar und werden durch ein Getriebe angetrieben. Mit dieser Anordnung können maximal fünf Fasern gleichzeitig bedampft werden, in der Praxis wurden jedoch immer nur zwei gleichzeitig eingebaut. Bei zwei Stegen ist die Metallabdeckung entfernt.

- Die Faser wird auf einer Länge von etwa 10 cm von ihrem Plastikmantel befreit. Ein kleiner Rest des Mantels bleibt erhalten, um die Faser ohne Beschädigung in einem Faserhalter mittels einer Madenschraube festklemmen zu können.
- Die erste Maske für die untere Elektrode wird angeschraubt und die Faser mit einer 5 nm dicken Chromschicht und danach mit einer 800 nm dicken Aluminiumschicht bedampft. Dabei wird sie über das Getriebe konstant um ihre Achse gedreht.

- Die zweite Maske mit leicht versetzten Stegen wird angeschraubt. Während des Sputtervorgangs wird die Faser nach einer gewissen Sputterzeit jeweils um eine Viertelumdrehung weiter gedreht. Auf drei Viertel des Umfangs werden  $3\ \mu\text{m}$  ZnO aufgesputtert, auf das letzte Viertel etwa  $1\ \mu\text{m}$  ZnO. Dadurch ergibt sich der in Abb. 3.10 dargestellte Querschnitt der piezoaktiven Schicht.
- Die dritte Maske mit noch weiter verschobenen Stegen wird angeschraubt und unter konstanter Rotation wird die obere Elektrode aufgedampft. Auch sie besteht aus  $5\ \text{nm}$  Chrom und  $800\ \text{nm}$  Aluminium.

### 3.5 Kontrolle der Transducer

Bevor die Transducer ins Experiment integriert wurden, fand eine Überprüfung statt, um sicherzustellen, dass nur funktionierende Schallwandler benutzt wurden.

Zunächst wurden die Elektroden mit einem Multimeter auf ihre Leitfähigkeit überprüft. Insbesondere bei den PVDF-Transducern war die obere Elektrode manchmal durch die Deformation der Folie unterbrochen. Ebenso problematisch waren die oberen Elektroden der Multielementtransducer und die Verbindungen zwischen den oberen und unteren Elektroden.

Zusätzlich wurde kontrolliert, ob es einen Kurzschluss zwischen der oberen und der unteren Elektrode gab. Als tauglich wurden die Transducer angesehen, bei denen der Widerstand zwischen der oberen und der unteren Elektrode (ebenfalls gemessen mit einem Multimeter) größer als  $1\ \text{M}\Omega$  war. Je dünner die Zinkoxidschicht, desto anfälliger waren die Transducer für Kurzschlüsse. Bei den PVDF-Folien waren keine Kurzschlüsse zu beobachten. Daraus ließ sich schließen, dass die Kurzschlüsse wahrscheinlich durch kleine Löcher in der Zinkoxidschicht entstanden, die dann mit dem Metall der Leiterbahnen gefüllt wurden. Außerdem diffundierte das Gold ein wenig in die Oxidschicht hinein, was bei dünnen Schichten zu Kurzschlüssen führen konnte.

### 3.6 Netzwerkanalysatoren und Smith-Charts

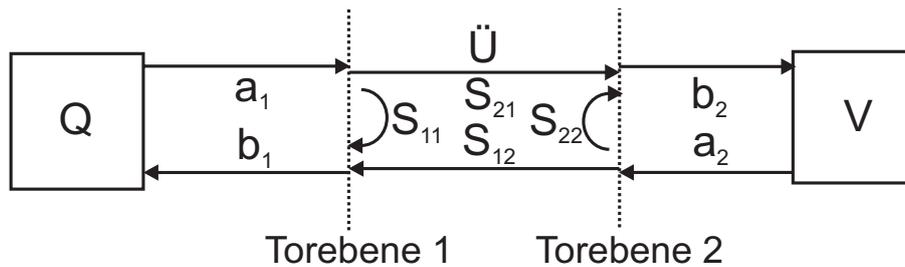
Um effizient Leistung in ein Bauteil einspeisen zu können, muss seine Eingangsimpedanz dem konjugiert Komplexen der Ausgangsimpedanz des Treibers oder des verwendeten Verstärkers entsprechen [39]. Da dies bei den meisten Bauteilen nicht automatisch gewährleistet ist, besteht die Notwendigkeit, mit Hilfe von so genannten „Anpassschaltungen“ die Impedanz des Bauteils entsprechend anzugleichen. Dazu muss allerdings diese Impedanz bei der entsprechenden Frequenz, bei der das Bauteil betrieben werden soll, bekannt sein. Um diese Impedanzen zu messen, wurde der Netzwerkanalysator der Elektronikwerkstatt der Universität Bayreuth benutzt.

Im Folgenden wird kurz das Messprinzip eines solchen Gerätes erklärt. Darüber hinaus wird dann auf die besondere Darstellung der Daten in sog. „Smith-Charts“ eingegangen.

### 3.6.1 Das Prinzip eines Netzwerkanalysators

Bei dem genutzten Netzwerkanalysator handelt es sich um einen so genannten „automatischen Netzwerkanalysator“ (engl. „vector network analyser“), der den Betrag und die Phase einer komplexen Zahl (des Reflexionskoeffizienten) in Abhängigkeit von der Frequenz detektiert. Daneben gibt es auch so genannte „scalar vector analyser“, die nur deren Betrag messen können [40].

Ein Netzwerkanalysator misst den Reflexionskoeffizienten der reflektierten Leistung zu der in ein Bauteil eingestrahlt Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz. In der Hochfrequenztechnik wird in der Regel mit den so genannten „Streuparametern“ gearbeitet, die wie in Abb. 3.12 dargestellt definiert sind [41]:



**Abbildung 3.12:** Darstellung eines Zweitors mit den verschiedenen Streuparametern. *Q*: Quelle; *Ü*: Übertragungsorgan; *V*: Verbraucher.  $S_{11}$  ist der Reflexionskoeffizient, der im Text näher erläutert wird. Die anderen Streuparameter sind nur der Vollständigkeit wegen eingezeichnet.

Generell spricht man bei Frequenzen oberhalb 100 MHz nicht mehr von Klemmen, Eingang und Ausgang sondern von „Toren“. Außerdem eignet sich auch das Bild des „Stromes“ bei hohen Frequenzen nur bedingt, da z. B. in einem Hohlleiter kein Strom an sich fließen kann. Man spricht in diesem Zusammenhang einfach von elektromagnetischen Wellen, die die Energie transportieren. So kann man nach Abb. 3.12 eine Anordnung folgendermaßen beschreiben: Die Quelle *Q* gibt die Leistung in Form einer Welle durch die Torebene 1 an das Übertragungsorgan ab. Dieses wiederum leitet die Welle durch die Torebene 2 weiter zum Verbraucher. Daher wird an jeder Torebene ein Teil der Leistung (der Welle) transmittiert und ein Teil reflektiert.

Mit einem Netzwerkanalysator misst man nun die in Abb. 3.12 dargestellten Streuparameter (S-Parameter). Da für diese Arbeit die Eingangsimpedanz der Anordnung Transducer und Halterung von Interesse gewesen ist, wurde mit dem Netz-

werkanalysator nur der Streuparameter  $S_{11}$  gemessen. Dieser ist gleichbedeutend mit dem Eingangsreflexionskoeffizient und somit definiert als

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1}. \quad (3.1)$$

### 3.6.2 Smith-Charts

In diesem Kapitel wird die Handhabung eines so genannten „Smith-Charts“ erklärt. Ebenso werden die vom Netzwerkanalyzer gelieferten Daten umgerechnet, um sie ins Smith-Chart zu übertragen.

#### 3.6.2.1 Grundlagen

Das Smith-Chart ist prinzipiell eine graphische Repräsentation des Reflexionskoeffizienten bzw. des Streuparameters  $S_{11}$ . Es wurde 1930 von Phillip Smith entwickelt, um graphisch die Transformation der Impedanz entlang einer Leitung zu bestimmen. Die Eingangsimpedanz einer Leitung hat die Form wie Gl. 1.38. Die Veränderung der Impedanz entlang einer Leitung ist kompliziert und nicht trivial zu bestimmen. Allerdings ändert sich der Reflexionskoeffizient auf eine relativ einfache Art. Bewegt man sich entlang einer Leitung weg von der Last, so ändert sich nur der Phasenwinkel des Reflexionskoeffizienten und nicht sein Betrag. Das Gleiche gilt, wenn man an einem Ort die Frequenz der elektromagnetischen Welle variiert wird [39].

Die Spannung variiert entlang einer Leitung gemäß  $e^{i(\omega t - \beta x)}$  [39]. Im Folgenden wird der Beginn einer Leitung betrachtet (also die Seite der Last), so dass man  $x = 0$  annehmen kann [39]. Der Reflexionskoeffizient  $\Gamma(\omega)$  ist das komplexe Verhältnis der reflektierten Spannung  $V_r$  und der einfallenden Spannung  $V_i$ . Für die Gesamtspannung kann man schreiben:

$$V(\omega) = V_i e^{-i\omega t} + V_r e^{i\omega t}. \quad (3.2)$$

Der Gesamtstrom am Ausgang der Leitung berechnet sich nach der Formel

$$I(\omega) = I_i e^{-i\omega t} - I_r e^{i\omega t}. \quad (3.3)$$

Damit lässt sich der Reflexionskoeffizient folgendermaßen darstellen:

$$\Gamma(\omega) = \frac{V_r(\omega)}{V_i(\omega)}. \quad (3.4)$$

Aus dem oben definierten Reflexionskoeffizienten kann jetzt die elektrische Impedanz gewonnen werden, wie im Folgenden gezeigt wird. Für die Impedanz der Leitung  $Z(\omega)$  (elektrische Impedanz) kann man schreiben [39]:

$$Z(\omega) = \frac{V(\omega)}{I(\omega)} \xrightarrow{\text{Gl. 3.2, 3.3}} Z_0 \frac{V_i + V_r}{V_i - V_r} = Z_0 \frac{1 + V_r/V_i}{1 - V_r/V_i}. \quad (3.5)$$

Somit ergibt sich mit Gleichung 3.4 der folgende Ausdruck für die Impedanz [39]:

$$z(\omega) = \frac{1 + \Gamma(\omega)}{1 - \Gamma(\omega)}, \quad (3.6)$$

bzw.

$$\Gamma(\omega) = \frac{z(\omega) - 1}{z(\omega) + 1}, \quad (3.7)$$

wobei  $z(\omega)$  auf  $Z_0$  normiert ist.

Wie in Kap. 3.6.1 beschrieben, misst ein Netzwerkanalysator genau diesen Reflexionsfaktor, nämlich den Streuparameter  $S_{11}$  mit seinem Real- und seinem Imaginärteil. Setzt man diesen komplex in Gl. 3.6 ein, so erhält man den Wert der Impedanz bei der gegebenen Frequenz, der gegebenenfalls noch auf den richtigen Impedanzwert (das Zentrum des Smith-Charts entspricht  $Z_0$  in Gl. 3.5) normiert werden muss. Die so erhaltenen Werte der Impedanz haben die Form  $(\Re(z) + i \cdot \Im(z))$ , wobei  $\Re(z)$  der reelle Anteil ist und  $\Im(z)$  der imaginäre Blindanteil. Ist dieser negativ (untere Halbebene im Smith-Chart), so handelt es sich um einen kapazitiven Belag; ist der Imaginärteil positiv (obere Halbebene), handelt es sich um eine Induktivität.

Aus den so berechneten Werten für den imaginären Blindanteil lassen sich die Induktivität ( $\Im(z) < 0$ ) bzw. die Kapazität ( $\Im(z) > 0$ ) berechnen [39]:

$$L = \frac{X_L}{6,28f}, \quad (3.8)$$

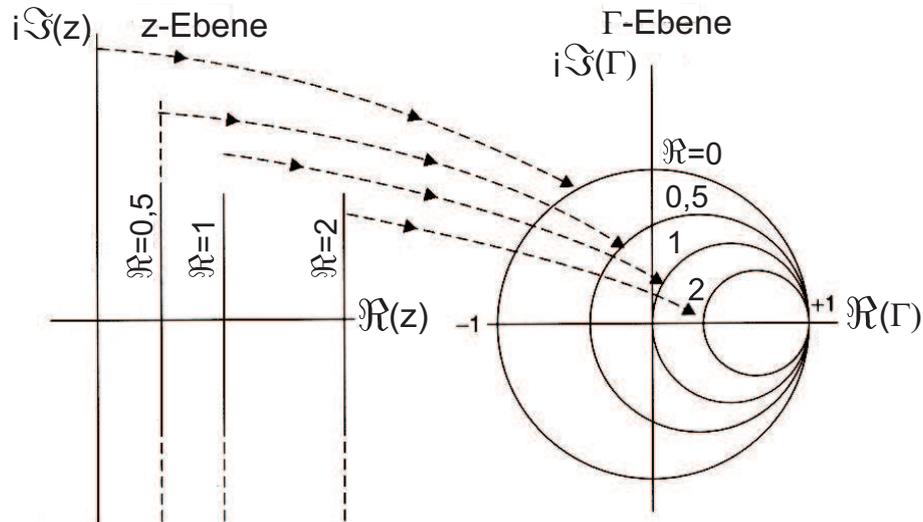
wobei  $f$  die Frequenz in Gigahertz und  $X_L$  den induktiven Blindanteil ( $\Im(z)$ ) darstellen. Es ergibt sich die Induktivität in Nanohenry. Analog ergibt sich für eine Kapazität mit  $f$  in Gigahertz und  $X_C$  der Wert

$$C = \frac{X_C f}{159} \quad (3.9)$$

in Picofarad [39].

### 3.6.2.2 Benutzung des Smith-Charts

Das Smith-Chart ist die Projektion des Bereichs  $|\Gamma| \leq 1$  der komplexen Impedanzebene in Polarkoordinaten. Zur Verdeutlichung des Zusammenhangs zwischen  $z$  und  $\Gamma$  sind Linien für  $\Re = const$  und  $\Im = const$  eingezeichnet. Der Mittelpunkt des Diagramms beschreibt  $Z_0$ , also die Impedanz, auf die die Messungen und die Darstellung normiert sind. Diese ist frei wählbar und richtet sich nach den im untersuchten System gemessenen Substanzen. Im Rahmen dieser Arbeit beträgt dieser Wert immer  $50 \Omega$ , da das die Ausgangsimpedanz des Verstärkers und somit die Impedanz darstellt, an die die Transducer angepasst werden müssen. Bei den Messungen wurde der Netzwerkanalysator entsprechend geeicht und abgeglichen, so dass die



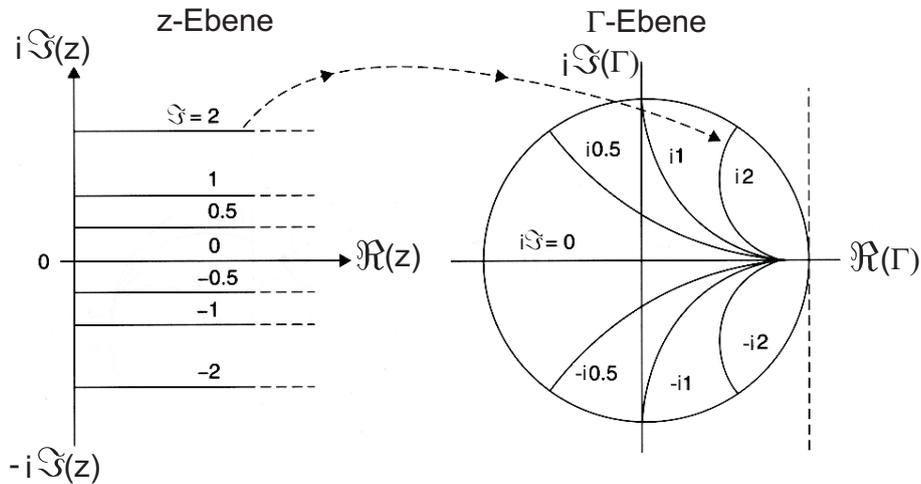
**Abbildung 3.13:** Linien für  $\Re(z) = \text{const}$  in der Impedanz-Ebene werden zu Kreisen in der  $\Gamma$ -Ebene, deren Mittelpunkte auf der reellen Achse liegen und die alle eine Tangente bei  $+1$  besitzen. Man beachte, dass alle (positiven) Werte für  $\Re(z)$  innerhalb des Einheitskreises liegen.

ausgegebenen Werte alle auf ein  $Z_0$  von  $50\ \Omega$  normiert sind. Die Transformation von der Impedanzebene ( $z$ -Ebene) zur  $\Gamma$ -Ebene geschieht unter der Anwendung von Gl. 3.7. Somit werden aus den senkrechten Linien für  $\Re(z) = \text{const}$  Kreise, deren Mittelpunkte auf der reellen Achse des Smith-Charts liegen (siehe Abb. 3.13). Die horizontalen Linien für  $\Im(z) = \text{const}$  werden zu Kreissegmenten, die die reelle Achse als Tangente haben (siehe Abb. 3.14).

Mit Hilfe dieser Linien können nun für jede Frequenz die Real- und Imaginärteile des Reflexionskoeffizienten abgelesen werden und diese Werte unmittelbar als Real- und Imaginärteile einer komplexen Impedanz aufgefasst und dargestellt werden. Durch die Darstellung im Smith-Chart ist es relativ einfach möglich, graphisch ein Anpassnetzwerk zu dimensionieren bzw. dessen benötigte Bestandteile zu ermitteln [39].

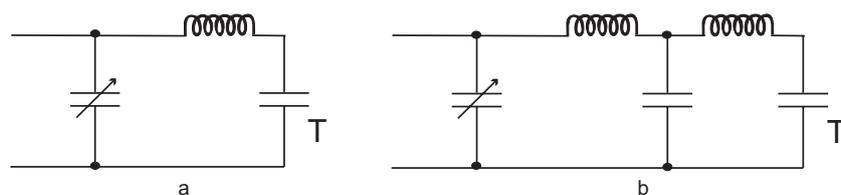
### 3.7 Die Anpassnetzwerke

Eine wichtige Größe ist die vom Transducer aufgenommene elektrische Leistung. Denn nur wenn die Leistung gut vom Transducer aufgenommen wird, kann effizient



**Abbildung 3.14:** Linien für  $\Im(z) = \text{const}$  in der Impedanz-Ebene werden zu Kreisen in der  $\Gamma$ -Ebene, die alle die reelle Achse als Tangente besitzen. Innerhalb des durch den Realteil aufgespannten Einheitskreises liegen allerdings nur Segmente der bei der Transformation entstehenden Kreise.

Ultraschall erzeugt werden. Die Ausgangsimpedanz des Verstärkers beträgt  $50\ \Omega$ . Daher muss der angeschlossene Verbraucher eine Eingangsimpedanz von  $50\ \Omega$  aufweisen. Die selbst hergestellten Transducer haben aber nicht automatisch diese Impedanz. Daher wurde mit Hilfe eines Netzwerkanalyzers die komplexe Eingangsimpedanz innerhalb eines Frequenzbereichs zwischen  $10\ \text{MHz}$  und  $1\ \text{GHz}$  bestimmt und mit Hilfe der gewonnenen Erkenntnisse Anpassschaltungen entwickelt.



**Abbildung 3.15:** Schematische Darstellung der Anpassnetzwerke. a:  $\Pi$ -Transformator; b: Doppel- $\Pi$ -Transformator. Ein Kondensator war regelbar, so dass die Schaltung während des Betriebs nachjustiert werden konnte. T steht für den Transducer, der sich elektrisch als Kapazität verhält.

Um diese Schaltungen zu optimieren, wurde mit Hilfe eines Wobbelgenerators (HP 8620C Sweep Oscillator) die RF-Frequenz periodisch zwischen zwei Grenzen

durchgeföhren und in den untersuchten Transducer eingekoppelt. Über einen Kopp-ler (Mini Circuits 15542) wurde der Rücklauf, also der Teil der eingekoppelten Lei- stung, der reflektiert wird, auf einem Oszilloskop in Anhängigkeit der RF-Frequenz sichtbar gemacht. Nun konnte die mit Hilfe der Messungen am Netzwerkanalysator entworfene Anpassschaltung so optimiert werden, dass die reflektierte Leistung auf Null reduziert wurde. Dieser Abgleich ist aber nur für einen Frequenzbereich von einigen Megahertz effektiv möglich.

Betrachtet man noch einmal Abb. 3.12, so kann man sich den Transducer als Verbraucher  $V$  vorstellen. Durch das vorgeschaltete Anpassnetzwerk ( $\ddot{U}$ ) kann Ein- fluss auf den Streuparameter  $S_{11}$  genommen werden. Da aber nur  $S_{11}$  experimen- tell zugänglich war, konnte nicht ermittelt werden, wie viel elektrische Leistung tatsächlich durch  $\ddot{U}$  in den Transducer eingespeist werden konnte.

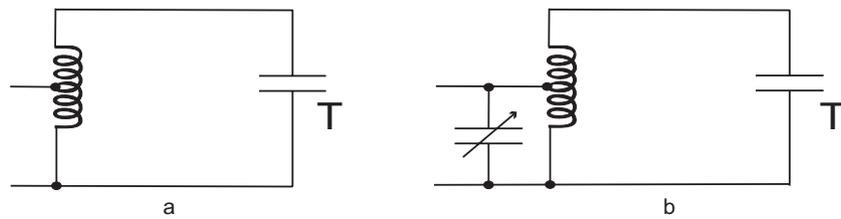
Es kamen zwei prinzipiell unterschiedliche Typen von Anpassschaltungen zum Einsatz, nämlich Serienkreise und Parallelkreise. Erstere liefern einen maximalen Strom ins Bauteil, während die Parallelkreise eine maximale Spannung im Bauteil gewährleisten. Im Folgenden sollen die beiden Schaltungstypen gezeigt werden.

### 3.7.1 Pi-Transformatoren als Anpassnetzwerke

Prinzipiell handelt es sich bei den seriellen Anpassschaltungen um  $\Pi$ -Transformatoren. Eine solche Schaltung ist in Abb. 3.15 dargestellt. Der Transducer ist in Serie zu den Komponenten des Anpassnetzwerks geschaltet. In Einzelfällen wurde auch auf eine Doppel- $\Pi$ -Schaltung zurückgegriffen, die ebenfalls in Abb. 3.15 gezeigt ist. Um die RF-Frequenzen für optimale Modulation zu ermitteln, wurde der Transdu- cer zunächst ohne Anpassschaltung bei verschiedenen Frequenzen angeregt. Für die Frequenzen, bei denen sich eine Modulation nachweisen ließ, wurden die Komponen- ten (Kondensatoren und Spulen) des Anpassnetzwerkes dimensioniert. Eine erneute Messung der Modulation bei den entsprechenden Frequenzen zeigte, dass die Ver- wendung eines gut abgestimmten Anpassnetzwerkes zu einer Effizienzsteigerung von bis zu 600% führt (vgl. Ergebnisteil).

### 3.7.2 Parallel-Anpassnetzwerke

Da der Ultraschall durch die an den Elektroden des Transducers anliegende Wech- selspannung erzeugt wird, sollte die Maximierung dieser Spannung zu einer weiteren Leistungszunahme des Ultraschalls führen. Aus diesem Grunde wurden parallele Anpassnetzwerke entwickelt, die in Abb. 3.16 dargestellt sind. Es handelt sich dabei um Parallelkreise, also Schaltungen, bei denen der Transducer parallel zu den an- deren Komponenten geschaltet wird, wie man in Abb. 3.16 gut erkennt. Durch die Verwendung dieser Schaltungen konnte die Effizienz des Bauteils tatsächlich weiter gesteigert werden.



**Abbildung 3.16:** Schematische Darstellung der Parallel-Anpassnetzwerke. a: Parallelkreis ohne regelbare Kapazität zum Abgleich im Experiment; b: Schaltung wie in a, nur mit einer zusätzlichen regelbaren Kapazität. Der Transducer (T) ist parallel zu den anderen Komponenten geschaltet und als Kapazität dargestellt, da er sich elektrisch als Kapazität verhält.

# Kapitel 4

## Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen präsentiert und diskutiert. Zunächst werden die mit den akustooptischen Modulatoren erzielten Daten vorgestellt. Im Anschluss daran werden die Eigenschaften der PVDF-Transducer besprochen und am Ende die mit den Zinkoxid-Transducern erzielten Ergebnisse vorgestellt. Zum Abschluss des Kapitels werden alle Ergebnisse noch einmal verglichen und ein kurzer Ausblick gegeben.

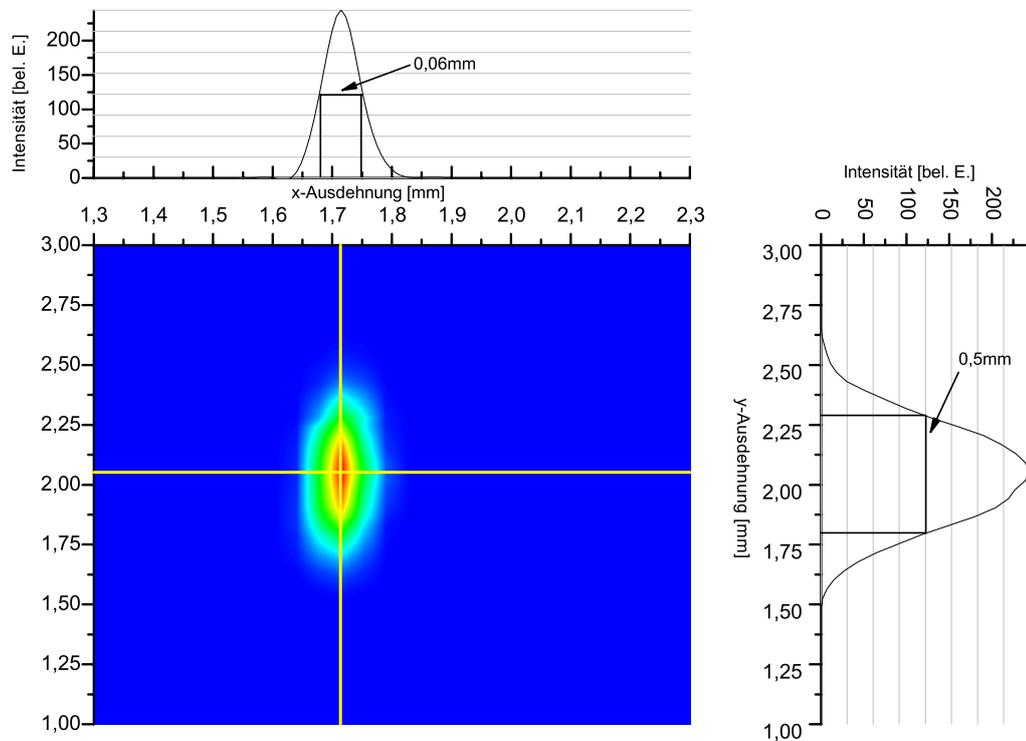
### 4.1 Akustooptische Modulatoren

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Experimente zur Optimierung der Modulationseigenschaften (Reduzierung der Anstiegszeit, hohe Effizienz und guter Kontrast) bei hohen Laserleistungen mit den akustooptischen Modulatoren vorgestellt. Es werden nur repräsentative Abbildungen gezeigt, da die anderen Messkurven keine neuen Erkenntnisse liefern und sich nur in den Parametern unterscheiden.

#### 4.1.1 Der Modulator vom Typ AA.MQ.A0.2-vis

Dieser Modulator kommt bei Projektionssystemen der Firma Jenoptik LDT zum Einsatz und wurde für diese Arbeit zur Verfügung gestellt. Die Messungen wurden mit dem in Kap 2.10.1 beschriebenen Messaufbau (siehe Abb. 2.9) durchgeführt. Hier werden die Ergebnisse von Experimenten gezeigt, bei denen der Lichtstrahl mit Zylinderlinsen der Brennweite 4 cm in den Modulator fokussiert wurde. Diese Daten sind die besten in Bezug auf Anstiegszeit und Modulationstiefe. Die Verwendung von Zylinderlinsen mit anderen Brennweiten oder Achromaten brachte keine Verbesserung der relevanten Größen (Anstiegszeit, Kontrast, Effizienz), machte eine Justierung aber zum Teil deutlich schwieriger und aufwendiger.

Abbildung 4.1 zeigt das Strahlprofil des eingestrahnten Laserlichtes am Ort des Fokus der verwendeten Zylinderlinse mit 4 cm Brennweite, also dort, wo sonst der



**Abbildung 4.1:** Strahlprofil im Fokus der ersten Zylinderlinse. An dieser Stelle befindet sich während der Messungen der Modulator. Mit Hilfe einer CCD-Kamera konnte die Halbwertsbreite des Linienfokus zu 60 nm bestimmt werden.

Modulator montiert war. An seiner Stelle befand sich eine CCD-Kamera (Coherent Cohu 4810) verbunden mit einem PC mit dem Programm „Beam View Analyzer“. Die Kamera besitzt eine horizontale Auflösung von etwa  $16\ \mu\text{m}$  [42]. In Abb. 4.1 kann eine Fokusbreite (Halbwertsbreite; FWHM) von etwa 60 nm abgelesen werden. Für diese Messung wurde die Lichtintensität mit Graufiltern stark reduziert, um ein Übersteuern oder eine Beschädigung der Kamera zu vermeiden.

Für die zeitaufgelösten Messungen wurden die Modulatoren - wie in Kap. 2.10.1 beschrieben - durch einen eigenen RF-Treiber versorgt. Über dessen Signaleingang wurden die Rechteckpulse des Pulsgenerators eingespeist, die die RF-Spannung modulierten. Dadurch erhielt man eine gepulste RF-Anregung der Modulatoren. Eine zeitaufgelöste Darstellung der ersten Beugungsordnung nach Anregung mit einem RF-Puls des Transducers zeigt Abb. 4.1a. Der Puls hatte eine Anstiegszeit von etwa

1 ns und eine Länge von 50 ns.

Bei den Bildern handelt es sich um Screenshots des Oszilloskops. Sie entstanden im so genannten „Envelope-Modus“. Das bedeutet, dass für jeden Zeitpunkt die maximale Intensität dargestellt ist, die während der Messzeit aufgenommen wurde. Es ist hier also die Einhüllende der einzelnen Laserpulse gezeigt.

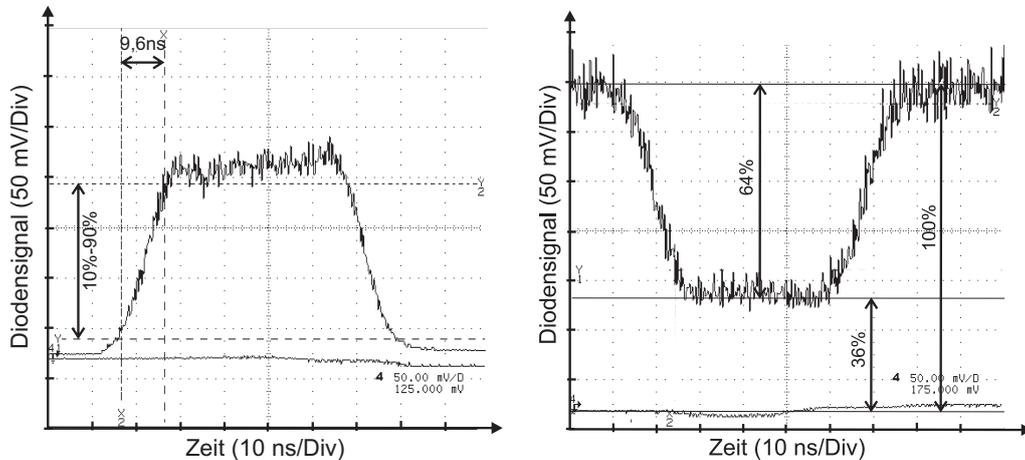
Man erkennt in den Abb. von 4.2 zwei Linien des Messsignals. Die obere Linie stellt dabei jeweils die Maximalintensität der Einhüllenden dar, die Untere zeigt die Intensitätsminima. Man kann sie als Nulllinie interpretieren. Somit kann man in Abb. 4.1a vor und nach dem Puls das Dunkelsignal erkennen, das durch Streulicht verursacht wird.

Als Anstiegszeit wird immer die Zeit angegeben, die benötigt wird, um von 10 % des Signals auf 90 % zu gelangen. Für diesen Modulator beträgt sie 9,6 ns und liegt somit unter dem Grenzwert von 10 ns, der als Ziel vorgegeben war (vgl. Kap. 1.1.1.2). Die senkrechten Linien des Gitternetzes in Abb. 4.1a haben einen Abstand von 10 ns. Der akustische Anregepuls ist aus Gründen der Übersichtlichkeit weggelassen. Man erkennt, dass die Rechteckform des anregenden Ultraschallpulses gut reproduziert wird. Im Datenblatt des Modulators ist die minimale Anstiegszeit mit 110 ns pro Millimeter Strahldurchmesser angegeben, wobei eine Anstiegszeit von unter 10 ns nicht spezifiziert ist. Zieht man die Formel für die Anstiegszeit (Gl. 1.8) heran, so ergibt sich bei einer Anstiegszeit von 9,6 ns eine Fokusbreite von etwa 57  $\mu\text{m}$ . Dies stimmt sehr gut mit den Werten überein, die sich aus der Messung mit der CCD-Kamera ergeben haben. Berechnet man die Breite des Fokus nach der Formel für den Fokusbereich bei der Fokussierung von Gaußschen Strahlen [43]

$$d = \frac{2\lambda f}{\pi D_0}, \quad (4.1)$$

so ergibt sich ein Wert von  $d=35 \mu\text{m}$ . Dabei bedeuten  $\lambda$  die Lichtwellenlänge,  $f$  die Brennweite der Zylinderlinse und  $D_0$  den Strahldurchmesser vor der Linse [43]. Diese Breite würde eine Anstiegszeit von 5,9 ns nach sich ziehen, die aber von dem verwendeten Modulator nicht erreicht werden kann. Dies liegt möglicherweise daran, dass die Wellenfronten der Schallwellen nicht gerade sind, sondern aufgrund von Dispersionseffekten eine gekrümmte Form annehmen. Zur Modulation muss die Schallfront den Lichtstrahl einmal komplett durchlaufen (vgl. Kap. 1.1.1.2). Durch die gekrümmte Form der Wellenfronten dauert dies länger, was zu einer minimalen Anstiegszeit von etwa 10 ns führt.

Zur Bestimmung der Beugungseffizienz wurde die nullte Ordnung betrachtet, die Diode also an die Stelle des nicht abgelenkten Strahls platziert. Bei Einschalten der RF wird ein Teil des Lichtes in die erste Ordnung gebeugt, was zu einem Abfall des Diodensignals führt. Das noch in Richtung der nullten Ordnung detektierbare, also das nicht abgelenkte Licht, wurde relativ zum Maximalwert angegeben. Die Differenz ergab die Beugungseffizienz, die bei etwa 64 % lag (siehe Abbildung 4.1b).

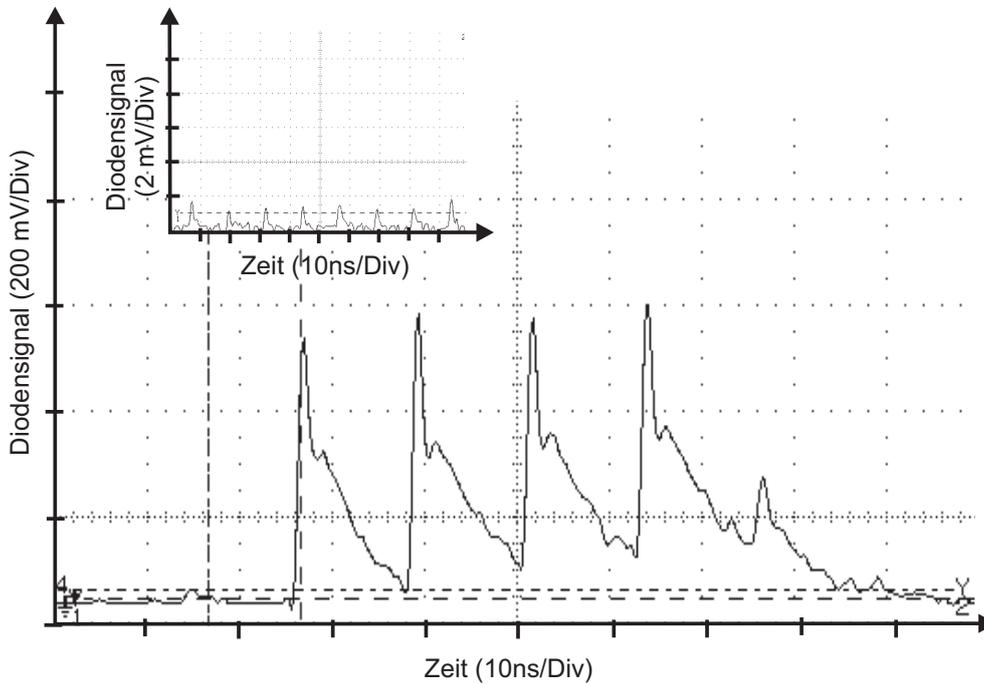


- (a) Erste Beugungsordnung nach Anregung mit einem Rechteckpuls mit einer Absteigszeit von 1 ns und einer Länge von 50 ns. Die untere Linie entspricht dem Nullsignal. Die Markierungen zeigen den Bereich zwischen 10 % und 90 % des Gesamtsignals. Die senkrechten Gitternetzlinien haben einen Abstand von 10 ns. Die Anstiegszeit beträgt 9,6 ns.
- (b) Nullte Ordnung nach Anregung mit dem gleichen Rechteckpuls wie in 4.1a. Man erkennt, wie das Licht bei Einsetzen der RF in die erste Ordnung gebeugt wird und so die nullte Ordnung abgeschwächt wird. Die mit Null gekennzeichnete Linie entspricht dem Signal ohne Laser (Dunkelwert). Es werden dabei 64 % des Lichtes wegbeugt.

**Abbildung 4.2:** Screenshots zur Bestimmung von Anstiegszeit (a) und Effizienz (b) des AA-Modulators

Dieser Wert deckt sich mit der im Datenblatt angegebenen Maximaleffizienz von 70 % relativ gut. Ebenso stimmt er gut mit dem theoretisch maximal erreichbaren Wert von etwa 70 % überein, der durch den Wert des Klein-Cook-Parameters von 4,2 definiert ist (vgl. Abb. 1.2).

Der Kontrast wurde bei diesen Messungen bestimmt, indem man die Signalhöhe der ersten Beugungsordnung mit und ohne angelegte RF miteinander verglich. Um den „Dunkelwert“ (ohne RF) genauer ablesen zu können, wurde dieser Bereich mit einer höheren Empfindlichkeit (Faktor 100) noch einmal separat aufgenommen (Inset in Abb. 4.3). In der Abbildung ist das durch den Ultraschallpuls gebeugte Lichtsignal zu erkennen. Im Gegensatz zur Abb. 4.2 sind die Bilder in Abb. 4.3 nicht mit der „Envelope-Funktion“ aufgenommen, sondern direkt. Man erkennt die einzelnen Laserpulse und die gute Reproduktion der Rechteckform des Anregepulses. Aus den beiden Bildern lässt sich ein Kontrast von 1/600 bestimmen, indem man den Quotienten aus den beiden Signalamplituden mit und ohne RF bildet. Dieser Wert kann noch verbessert werden, wenn man den Detektor besser abschirmt, um Streulicht

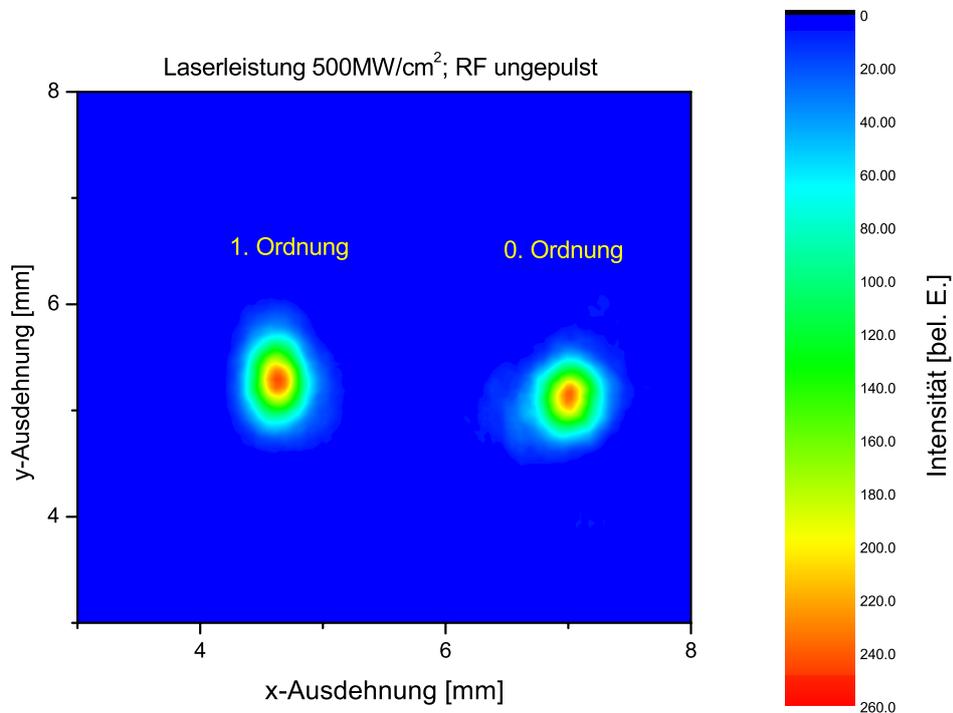


**Abbildung 4.3:** Bestimmung des Kontrastes mit Hilfe von zwei Screenshots der ersten Beugungsordnung. Das kleine Bild (Inset) zeigt den durch Streulicht verursachten Untergrund um einen Faktor 100 überhöht. Der Quotient aus den beiden Signalamplituden bei ein- und ausgeschalteter RF ist der Kontrast des Modulators.

aus der nullten Ordnung weiter zu minimieren.

Abbildung 4.4 zeigt die Strahlprofile der nicht abgelenkten nullten Ordnung und der ersten Ordnung nach dem Passieren des Modulators und der zweiten Zylinderlinse, wobei jeder Strahl durch eine eigene Zylinderlinse läuft. Beide Strahlen haben wieder ein Gauß-Profil und sind somit wieder gut in eine Glasfaser einkoppelbar.

Bei den Zylinderlinsen mit längerer Brennweite (8 cm und 10 cm) lagen die Anstiegszeiten bei etwa 15 ns bzw. 20 ns. Dies ist auch nicht verwunderlich, da eine längere Brennweite einer Linse einen größeren Fokaldurchmesser nach sich zieht [43] und dieser wiederum eine längere Anstiegszeit verursacht (vgl. Kap. 1.1.1.2). Eine weitere Verkürzung der Brennweite auf 2,5 cm brachte keine weitere Verkürzung der Anstiegszeit. Durch die sehr kurze Brennweite wird auch die Fokallänge stark verkürzt. Wird die Fokallänge kürzer als die Wechselwirkungslänge zwischen Schall- und Lichtwelle, gibt es auf beiden Seiten des sehr schmalen Fokus Bereiche, in denen der Lichtstrahl eine größere Ausdehnung aufweist. Auch diese Bereiche tragen



**Abbildung 4.4:** Strahlprofile der ersten und der nullten Ordnung nach Durchgang durch die zweite Zylinderlinse. (Jeder Strahl geht durch eine separate Zylinderlinse). Das Profil ist wieder gaußförmig und somit lassen sich beide Strahlen wieder gut in eine Glasfaser einkoppeln. Die Achsunterteilung ist hier bei beiden Achsen gleich (vgl. Abb. 4.1). Die Laserleistung von  $500\text{MW}/\text{cm}^2$  wird im Fokus im Modulator erreicht.

zur Anstiegszeit bei, die dadurch wieder länger wird. Außerdem wurde die Justierung des Messaufbaus stark verkompliziert, da die kurzen Brennweiten es nötig machten, die Linsen sehr nahe an den Modulator zu platzieren und somit dessen Bewegungsmöglichkeiten durch die Größe der Halterungen eingeschränkt wurde.

#### 4.1.2 Der Modulator vom Typ AODF4245

Die mit dem Crystal Technology Modulator erzielten Ergebnisse sind denen des AA Modulators ähnlich. Die Anstiegszeit beträgt hier  $9,4\text{ns}$ , wie man in Abbildung 4.5

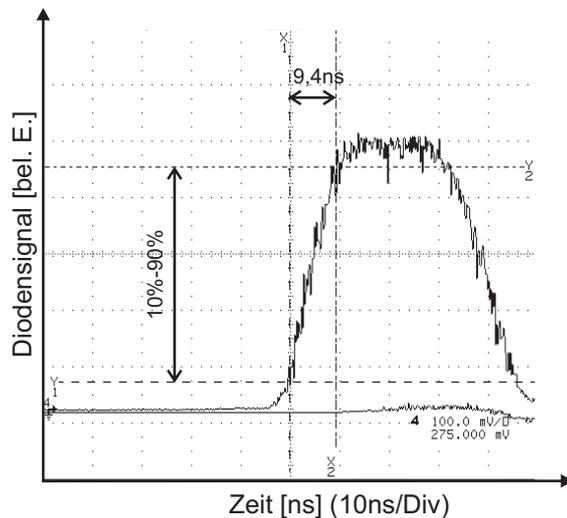
erkennen kann. Mit der Schallgeschwindigkeit von  $\text{TeO}_2$  von  $4200 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  (vgl. Tab. 2.1) ergibt sich, dass die Fokusbreite im Bereich von  $40 \mu\text{m}$  liegen muss, die gut mit der berechneten Breite nach Gl. 4.1 von  $35 \mu\text{m}$  übereinstimmt.

In der Beugungseffizienz unterscheiden sich die beiden Modulatoren deutlich, wie man in Abbildung 4.6 erkennt. Nur 18 % der eingestrahlenen Leistung werden hier in die erste Ordnung gebeugt, wenn der Modulator mit der im Datenblatt angegebenen Leistung von 1,5 Watt betrieben wird (siehe Tab. 2.1). Erst durch eine deutliche Überschreitung der Treiberleistung auf etwa 4 Watt können ähnliche Effizienzen wie beim AA Modulator erzielt werden.

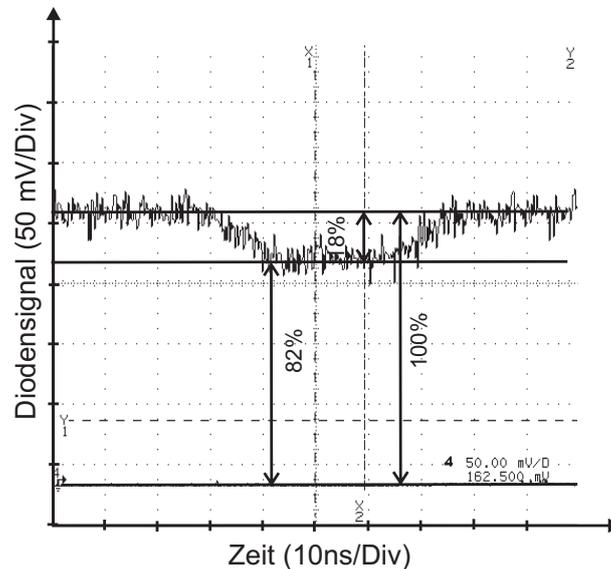
Beim Kontrast unterscheiden sich die beiden Modulatoren kaum. Das Kontrastverhältnis des Crystal Technology Modulators beträgt ebenfalls  $1/600$ . Die höhere Treiberfrequenz von 250 MHz führt allerdings dazu, dass die erste Beugungsordnung von der nullten eine größere räumliche Trennung erfährt und somit weniger Streulicht der nullten Ordnung in den Detektor fällt. Dadurch sollte das Dunkelsignal eigentlich kleiner sein und somit der Kontrast verbessert werden.

Eine mögliche Erklärung für das nicht noch höhere Kontrastverhältnis ist, dass die Oberfläche des  $\text{TeO}_2$  eine kleine Verschmutzung oder Beschädigung aufwies, die sich nicht entfernen ließ. Diese könnte Streulicht verursacht haben, welches zu der Verschlechterung des Kontrastes geführt hat. Auf eine eigene Abbildung wurde verzichtet, sie würde sich von der Abb. 4.3 nicht unterscheiden.

Betrachtet man das rechte Bild von Abbildung 4.3, so erkennt man, dass bei dieser Aufnahme die Anstiegszeit durch die Flanke eines Laserpulses bestimmt wird. Die einzelnen Spitzen in der Abbildung sind einzelne Laserpulse. Wäre es also möglich, die Modulationsfrequenz an die Repetitionsrate des Lasers zu koppeln, so könnte



**Abbildung 4.5:** Screenshot des Oszilloskops. Dargestellt ist die erste Ordnung nach Anregung mit einem RF-Puls mit einer Anstiegszeit von ca. 1 ns und einer Länge von 30 ns. Man erkennt auch beim Nullsignal (untere Linie) einen kleinen Anstieg. Dieser kommt durch die Digitalisierung und Darstellung des Oszilloskops zustande. Die Markierungen zeigen den Bereich zwischen 10 % und 90 % des Gesamtsignals. Die senkrechten Gitternetzlinien haben einen Abstand von 10 ns. Die Anstiegszeit beträgt 9,4 ns.



**Abbildung 4.6:** Screenshot des Oszilloskops. Hier ist die nullte Ordnung dargestellt. Man erkennt, wie das Licht bei Einsetzen der RF in die erste Ordnung gebeugt und so die nullte Ordnung abgeschwächt wird. Es werden dabei 18 % des Lichtes aus der nullten Ordnung weggebeugt.

man eine deutliche Verkürzung der Anstiegszeit erreichen. Wie an anderer Stelle gezeigt wurde, ist diese Synchronisation aber nicht über lange Zeiträume fehlerfrei aufrecht zu erhalten. Dies würde in der Anwendung zu unerwünschten Bildstörungen führen und ist somit keine Alternative.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass sich die akustooptischen Modulatoren eignen, auch höhere Lichtintensitäten von mehreren hundert Megawatt pro Quadratzentimeter schnell zu modulieren. Durch die Verwendung von Zylinderlinsen kann das ursprüngliche (gaußförmige) Strahlprofil nach der Modulation reproduziert und der modulierte Strahl effizient wieder in eine Glasfaser eingekoppelt werden. Der Effekt des „thermal blooming“ wird durch den elliptischen Fokus der Zylinderlinsen unterbunden und man erhält Anstiegszeiten, die ausreichen, um die einzelnen Bildpunkte eines HDTV-Signals modulieren zu können.

Die größere räumliche Trennung der beiden Beugungsordnungen durch eine höhere Ultraschallfrequenz führt zu einer Verbesserung des Kontrastes. Da mehr Platz für den Aufbau einer Einkoppeloptik zur Verfügung steht, vereinfacht sich auch die Wiedereinkopplung des Lichtes in eine Glasfaser. Es sollte also ein Modulator mit einer möglichst hohen Treiberfrequenz verwendet werden.

## 4.2 Elastooptische Modulatoren

Im folgenden Teil werden die Ergebnisse, welche mit den Fasermodulatoren erzielt wurden, die an der Universität Bayreuth hergestellte Transducern benutzen, vorgestellt. Im ersten Teil werden Modulatoren mit PVDF-Transducern behandelt, danach die Modulatoren, die verschiedene Zinkoxidbauteile beinhalten.

Die in diesem Kapitel erwähnten Anstiegszeiten bezeichnen, wenn nicht anders beschrieben, die Zeit für den Anstieg der Signalamplitude von 10 % bis 90 % der gesamten Signalamplitude. Die angegebenen Frequenzen bezeichnen immer die Frequenz der an den Transducer angelegten RF.

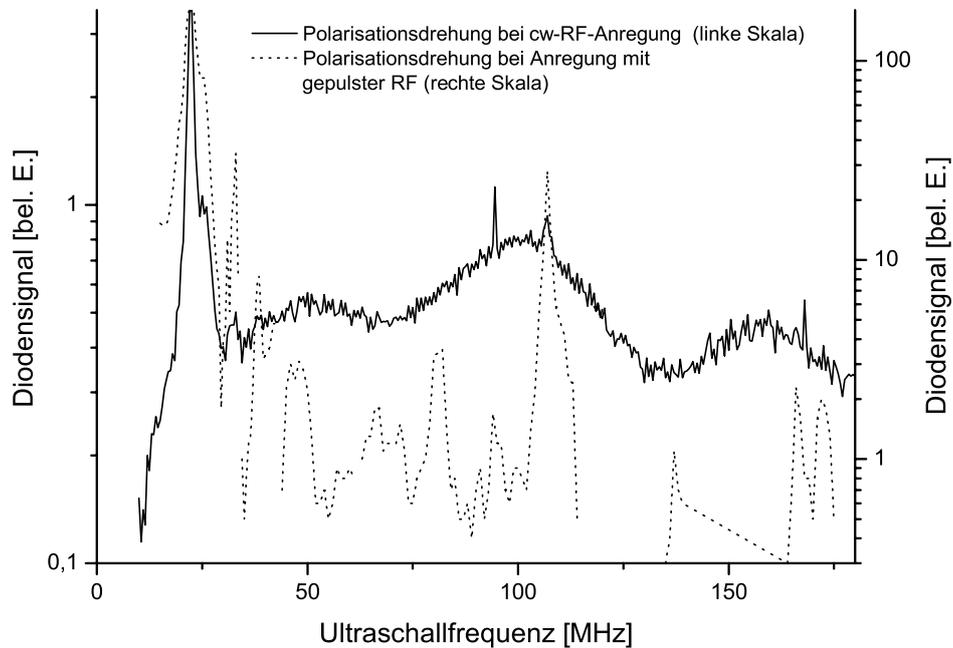
### 4.2.1 Modulatoren mit PVDF-Transducern

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Modulatoren mit Transducern aus Polyvinylidenfluorid lassen sich in zwei Gruppen einteilen, die sich in ihrer Leistungsfähigkeit deutlich unterscheiden. Die eine Gruppe basiert auf Folien mit einer Dicke von 28  $\mu\text{m}$ , die zuerst verwendet wurden. Um die erzielten Modulationsgeschwindigkeiten und Frequenzen zu erhöhen, wurde danach eine zweite Gruppe aus 9  $\mu\text{m}$  dicken Folien hergestellt und untersucht. Die Herstellung der Transducer und die verschiedenen verwendeten Folien sind in Kap. 3.1.2 beschrieben.

#### 4.2.1.1 Modulatoren mit 28 $\mu\text{m}$ -Transducern

Zunächst werden die Ergebnisse unter Verwendung einer 28  $\mu\text{m}$  dicken Folie als Transducer präsentiert. Der Modulator hatte die in Abb. 2.1 dargestellte Form. Die lichtführende Glasfaser wurde auf die obere Elektrode der Folie geklebt. Zunächst wurde mittels einer Übersichtsmessung über einen Frequenzbereich von 15 MHz bis 150 MHz ermittelt, bei welchen Frequenzen eine Polarisationsdrehung nachzuweisen gewesen ist. Dazu wurde, wie in Kap. 2.1, die Polarisation des Lichts in der Glasfaser so eingestellt, dass keine Transmission durch den auf  $-45^\circ$  eingestellten Polarisationsfilter an der Auskoppelseite (vgl. Abb. 2.3) stattfand. Dann wurde mit Hilfe des in Kap. 2.9 beschriebenen Computerprogramms der Transducer mit RF angesteuert, die in 0,5 MHz-Schritten durchgeführt wurde. Für jede Frequenz wurde das an der Photodiode detektierte Lichtsignal, das durch die induzierte Polarisationsdrehung durch den Polarisationsfilter transmittiert wurde, aufgenommen. Die durchgezogene Linie in Abbildung 4.7 ist das Ergebnis einer solchen Übersichtsmessung über einen Frequenzbereich zwischen 15 MHz und 150 MHz.

Neben einer mechanischen Kraft kann auch eine Änderung der Temperatur eine Drehung der Polarisation hervorrufen. Diesen Effekt kann man sich folgendermaßen plausibel machen: Fließt ein Strom durch die obere Elektrode, wird im Transducer elektrische Leistung umgewandelt. Dabei kommt es neben der Erzeugung von Ultraschall auch zu einer Erwärmung durch ohmsche Widerstände. Diese Erwärmung



**Abbildung 4.7:** Übersicht über die gemessene Polarisationsdrehung eines Modulators mit einer  $28\ \mu\text{m}$  dicken Folie. Die durchgezogene Linie wurde mit Hilfe des Computerprogramms (vgl. Kap. 2.9) aufgenommen und zeigt die Polarisationsdrehung in Abhängigkeit von der Frequenz der Ultraschallwelle mit einer ungepulsten Anregung (linke y-Achse). Die gepunktete Kurve zeigt die Ergebnisse von Einzelmessungen bei der jeweiligen Frequenz mit kurzen Anreizeimpulsen (rechte y-Achse). Der signifikante Unterschied in der Intensität zwischen etwa  $30\ \text{MHz}$  und  $107\ \text{MHz}$  und oberhalb von  $110\ \text{MHz}$  ist sehr wahrscheinlich auf einen Temperatureffekt zurückzuführen, der durch die Aufheizung des Transducers bei ungepulster Anregung entsteht. Die drei Maxima bei  $50\ \text{MHz}$ ,  $100\ \text{MHz}$  und  $150\ \text{MHz}$  werden sehr wahrscheinlich durch Kabelresonanzen hervorgerufen.

des Transducers führt zu einer Ausdehnung des Transducers in Längsrichtung (parallel zur Faser). Da die Faser auf den Transducer aufgeklebt ist, werden durch diese Dehnung Spannungen in der Faser induziert, die ebenfalls zu einer Anisotropie und somit zu einer induzierten Doppelbrechung führen. Die durch eine Erwärmung hervorgerufene Polarisationsdrehung geschieht deutlich langsamer als die durch den elasto-optischen Effekt induzierte.

Um also zu überprüfen, ob die Polarisationsdrehung durch einen Anstieg der Temperatur durch ohmsche Verluste in der Leiterbahn der Transducers und der Folie verursacht wird oder durch den elasto-optischen Effekt, wurde noch einmal der Frequenzbereich zwischen 15 MHz und 150 MHz mit einer gepulsten RF-Anregung ohne die Verwendung des Computerprogramms untersucht (vgl. Kap. 2.9). Dabei wurde für jede Frequenz eine Messung mit einem 1  $\mu$ s langen RF-Puls durchgeführt. Das mit der Photodiode gemessene Lichtsignal wurde mit Hilfe eines Oszilloskops ermittelt und aufgetragen. Durch die kurzen Anregungspulse konnte sich das Bauteil nicht signifikant aufheizen. Ein Temperatureffekt konnte somit ausgeschlossen werden. Die mit dieser Methode erzielten Ergebnisse sind durch die gestrichelte Linie in Abbildung 4.7 dargestellt.

Betrachtet wird zunächst die durchgezogene Kurve in Abb. 4.7, also das Ergebnis der Messung mit der ungepulsten Anregung. Man erkennt eine sehr große Signalamplitude bei einer Frequenz von 22 MHz und drei weitere Maxima mit einem Frequenzabstand von 50 MHz (bei 50 MHz, 100 MHz und 150 MHz). Zusätzlich zeigt sich eine gewisse Signalthöhe über den gesamten Frequenzbereich. Eine hohe Signalamplitude heißt, dass die Polarisation so weit gedreht wurde, dass viel Licht durch den Polarisationsfilter transmittiert werden konnte und die Photodiode erreichte.

Es fällt auf, dass einige der Maxima der ungepulsten Messung auch bei der anderen Messmethode mit einer gepulsten RF-Anregung wieder auftreten. Das bedeutet, dass bei diesen Frequenzen tatsächlich der elasto-optische Effekt für die Polarisationsdrehung verantwortlich zeichnet. Es sind dies die Frequenzen 22 MHz, 33 MHz, und 107 MHz. Kleinere Signale finden sich bei etwa 39 MHz, 45 MHz, 80 MHz, 94 MHz und bei etwa 165 MHz.

Im Folgenden werden die oben genannten Frequenzen betrachtet und es wird erläutert, warum gerade bei diesen Frequenzen die elasto-optischen Effekte auftreten.

- 22 MHz: Wie in Kapitel 1.2.1 beschrieben, berechnen sich die Frequenzen maximaler Schallabstrahlung bei den PVDF-Transducern nach der Gleichung 1.28. Somit ergibt sich für eine 28  $\mu$ m dicke PVDF-Folie die erste Resonanzfrequenz bei etwa 20 MHz  $\left(\frac{\Lambda_T}{4}\right)$ . Zusätzlich zu den Transducerresonanzen besitzt auch die Glasfaser Dickenresonanzen, die bei ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge auftreten. Für die verwendete Glasfaser mit einer Dicke von 125  $\mu$ m ergibt sich die erste Dickenresonanz für  $\frac{\Lambda_F}{2}$  bei ca. 22 MHz. Da also die beiden Resonanzfrequenzen von Transducer und Glasfaser nahezu übereinstimmen, ergibt sich das besonders intensive Maximum bei 22 MHz.
- 33 MHz: Das intensive Signal bei dieser Frequenz lässt sich erklären als Resonanzeffekt des Gesamtsystems „Transducer und Faser“. Bei dieser Frequenz werden im Transducer Schallwellen erzeugt mit einer Wellenlänge von etwa 165  $\mu$ m Länge. Dies entspricht ziemlich gut der Dicke des Gesamtsystems

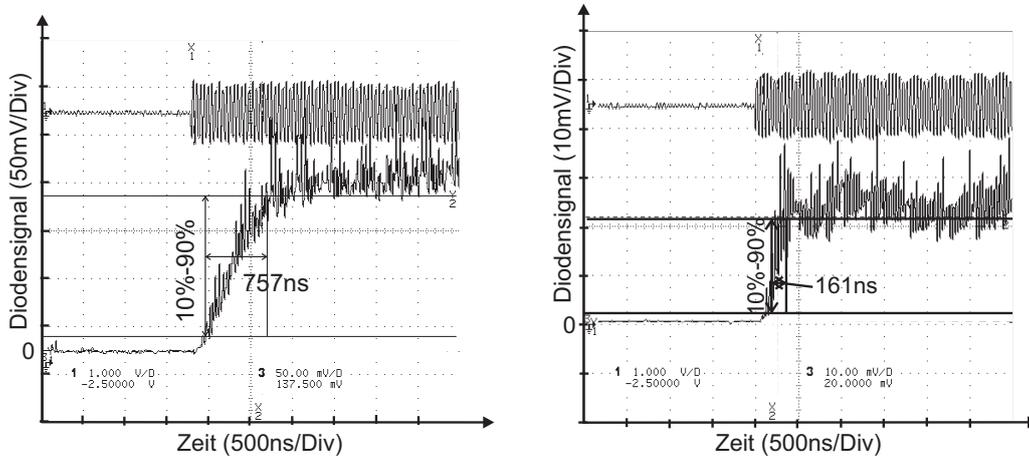
(125  $\mu\text{m}$  der Faser und 28  $\mu\text{m}$  der Piezofolie), so dass man von einer Dickenresonanz des Gesamtsystems für  $\Lambda$  ausgehen kann.

- 39 MHz: Diese Frequenz entspricht einer Transducerresonanz für  $\frac{2 \cdot \Lambda_T}{4}$  (nicht ungeradzahlig!).
- 45 MHz: Hierbei handelt es sich um eine Faserresonanz für  $\Lambda_F$ .
- 80 MHz: Für dieses Signal zeichnet wieder eine Transducerresonanz nach Gleichung 1.28 verantwortlich, und zwar für die Wellenlänge  $\frac{4 \cdot \Lambda_T}{4}$  (nicht ungeradzahlig!).
- 94 MHz: Dies entspricht einer Faserresonanz für  $2 \cdot \Lambda_F$ .
- 107 MHz: Auch diese Frequenz entspricht einer Faserresonanz, und zwar für  $\frac{5 \Lambda_F}{2}$ , die verstärkt wird von einer Transducerresonanz für  $\frac{5 \cdot \Lambda_T}{4}$  (analog wie bei 22 MHz).
- 165 MHz: Für das Signal bei dieser Frequenz zeichnet wieder eine Transducerresonanz verantwortlich, und zwar für  $\frac{8 \Lambda_T}{4}$  (nicht ungeradzahlig!).

Bei den Frequenzen 39 MHz, 80 MHz und 165 MHz handelt es sich um Resonanzen, die einem geradzahigen Vielfachen der viertel Wellenlänge entsprechen. Diese Resonanzen sind nur anregbar, wenn der Transducer zwischen Materialien mit unterschiedlichen Schallimpedanzen eingebettet ist (vgl. Kap. 1.2.1).

Die drei Maxima der durchgezogenen Kurve lassen sich sehr wahrscheinlich folgendermaßen erklären: Durch die elektrische Fehlanpassung des Modulators an den Verstärker wird ein gewisser Anteil der vom Verstärker abgegebenen elektrischen Leistung vom Modulator reflektiert. Es bilden sich stehende Wellen im Kabel. Je nach Frequenz befindet sich einmal ein Schwingungsbauch und einmal ein Knoten an der Stelle des Modulators. Mit anderen Worten wird je nach Frequenz mehr oder weniger Leistung vom Modulator aufgenommen. Wird mehr Leistung aufgenommen, erwärmt sich der Transducer stärker und die oben beschriebene thermisch induzierte Polarisationsdrehung nimmt zu. Deshalb sind diese Maxima auch nur bei einer ungeladten Anregung zu erkennen. Ein Frequenzabstand von 50 MHz entspricht einer Kabellänge von 3 Metern, was gut mit den verwendeten Kabeln übereinstimmt.

Die Signalhöhen der beiden Kurven in Abb. 4.7 sind nicht absolut vergleichbar, allerdings ist innerhalb einer Kurve ein relativer Vergleich der Signalhöhen zulässig. Es zeigt sich, dass die Amplitude bei 22,5 MHz maximal wird. (Man beachte die Unterbrechung in den y-Achsen!) Dies liegt daran, dass sich bei dieser Frequenz eine Resonanz der Schallwelle in der Glasfaser aufbaut und gleichzeitig die Schallabstrahlung des Transducers aufgrund seiner ersten Dickenresonanz maximal wird. Dies führt zu einer großen Schallfeldstärke am Faserkern und somit zu einer starken Polarisationsdrehung. Bei einer Modulationseffizienz von etwa 10 % wird ein Kontrast



(a) Screenshot der Messung bei 22,5 MHz nach Anlegen eines rechteckförmigen RF-Signals. Die obere Kurve stellt das RF-Signal dar, die untere Kurve zeigt das mit der Photodiode detektierte Signal. Die Struktur im RF-Signal kommt durch die Digitalisierung zustande, da das Oszilloskop auf die Pulswiederholfrequenz getriggert ist, die sehr viel kleiner ist als die RF. Das Ende des Pulses ist nicht zu sehen. Die Anstiegszeit beträgt 760 ns. Die gestrichelten Kästchen haben die Einheit 500 ns (horizontal) und 50 mV (vertikal).

(b) Screenshot der Messung bei 24 MHz. Im Vergleich mit Abbildung a) sieht man die deutlich reduzierte Anstiegszeit von 160 ns und die um einen Faktor von acht reduzierte Signalamplitude. Die Struktur im RF-Signal wurde durch die Digitalisierung verursacht. Das Oszilloskop war auf die Pulswiederholfrequenz getriggert, die deutlich kleiner war als die RF. Die Einheiten sind hier 500 ns horizontal und 10 mV vertikal.

**Abbildung 4.8:** Screenshots einer Messung an einem Modulator mit einer  $28\mu\text{m}$  dicken PVDF-Folie als Transducer bei 22,5 MHz (a) und bei 24 MHz (b)

von 1:35 erreicht. Allerdings wird dieses große Signal durch eine lange Anstiegszeit erkauft, die nötig ist, um die stehende Welle in der Faser aufzubauen. Abbildung 4.7a zeigt einen Screenshot der Messung bei 22,5 MHz. Die abgelesene Anstiegszeit beträgt 760 ns. Im Vergleich dazu ist in Abbildung 4.7b das Signal für 24 MHz dargestellt, wo zwar die Amplitude deutlich geringer ist, aber dafür die Anstiegszeit nur 160 ns beträgt. Die Skalen der Ordinaten ist in den beiden Abbildungen unterschiedlich, ein Kästchen entspricht 50 mV in Abbildung 4.7a und 10 mV in Abbildung 4.7b. Die Intensität des modulierten Lichtes ist bei 22,5 MHz um einen Faktor acht größer.

Die Faser befindet sich zwischen zwei Medien mit kleinerem Wellenwiderstand  $Z$  (Luft und Kleber). Daher erfolgt an den Grenzflächen eine Reflexion der Schallwelle ohne einen Phasensprung, das heißt es liegt ein Auslenkungsbauch an der Grenzfläche vor [19]. Da die Druckwelle um eine halbe Wellenlänge verschoben ist [19], liegt an den Grenzflächen ein Druckknoten vor. Am Faserkern, also dort wo das Licht

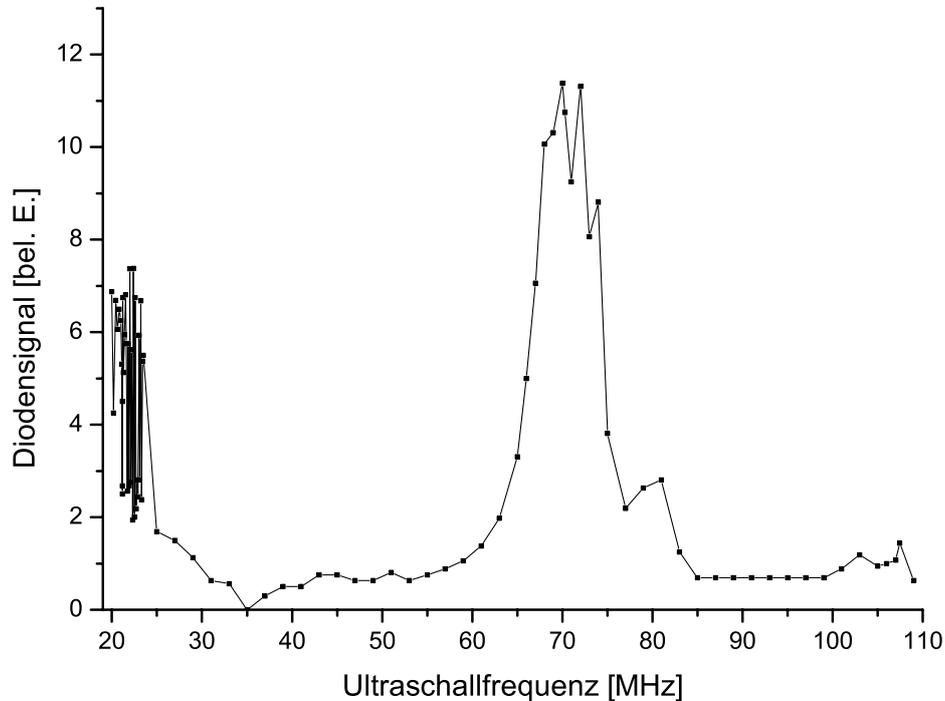
geführt wird, liegt ein Druckbauch vor. Dort herrscht also Maximaldruck. Dadurch wird der photoelastische Effekt maximal, was sich in der starken Polarisationsdrehung widerspiegelt.

Wie man in Abbildung 4.7 erkennt, tritt oberhalb von 107 MHz keine elastooptische Modulation mehr auf. Dies liegt wahrscheinlich an der sehr großen elektrischen Kapazität (Klemmkapazität; siehe Gl. 1.34) des Transducers. Berechnet man den Wert nach der Gleichung 1.34, so ergibt sich für den untersuchten Transducer eine statische Kapazität von 42 pF. Eine Messung mit einem Kapazitätsmessgerät lieferte einen Wert von 36,9 pF, was sehr gut mit dem berechneten Wert übereinstimmt. Hohe Kapazitäten erschweren aber das Einkoppeln von hohen Frequenzen in ein Bauteil, so dass nach Möglichkeit versucht werden sollte, die Kapazität zu reduzieren. Da bei den Folien die Dicke festgelegt war, blieb nur die Verkleinerung der oberen Elektrode. Dies bedeutet, dass man die Elektrode entweder sehr schmal oder sehr kurz ausführen müsste. Ersteres führt aber zu höheren ohmschen Verlusten, die ein stärkeres Aufheizen des Bauteils nach sich ziehen und somit den unerwünschten thermischen Modulationseffekt verstärken. Eine dickere Ausführung der Elektroden würde den Ultraschall vom Transducer dämpfen und zu erheblich höheren Kosten führen (bei Goldelektroden). Verkürzt man die Elektrode zu stark, ist eine ausreichend große Wechselwirkungslänge zwischen Faser und Ultraschall nicht mehr gegeben, was zu einer Abschwächung des elastooptischen Effekts führt.

#### 4.2.1.2 Transducer mit 9 $\mu\text{m}$ -Transducern

Die Untersuchungen mit den Modulatoren mit 28  $\mu\text{m}$  dicken Folien haben gezeigt, dass bei den Dickenresonanzen des Transducers maximale Schallabstrahlung auftritt und somit auch die elastooptische Modulation am effektivsten funktioniert. Desweiteren zeigte sich, dass nur die erste der Dickenresonanzen effektiv angeregt werden konnte. Um höhere Modulationsfrequenzen zu erzielen, wurde daher auf dünnere Folien zurückgegriffen, deren erste Dickenresonanz bei entsprechend höheren Frequenzen liegt. Da keine Möglichkeit bestand, die Polymerfolien selbst zu polarisieren, standen nur Folien mit einer Dicke von 9  $\mu\text{m}$  zur Verfügung. Die im Folgenden vorgestellten Ergebnisse wurden mit Modulatoren erzielt, die einen Transducer aus Folien des Typs IV (vgl. Kap.3.1.2) besaßen. Die anderen Folien lieferten schlechtere Ergebnisse; sie werden hier nicht extra erwähnt.

Abbildung 4.9 zeigt die Intensität des modulierten Lichtes in Abhängigkeit von der Frequenz des Ultraschalls mit gepulster Anregung. Im Vergleich zu Abb. 4.7 zeigen sich einige deutliche Unterschiede. Das Signal bei 22 MHz ist nicht mehr so intensiv wie bei den Modulatoren mit Transducern aus dickerer Folie. Dies kann damit erklärt werden, dass jetzt nur noch die Dickenresonanz der Glasfaser für die Modulation verantwortlich zeichnet und diese nicht mehr zusätzlich von einer Resonanz des Transducers überlagert ist.

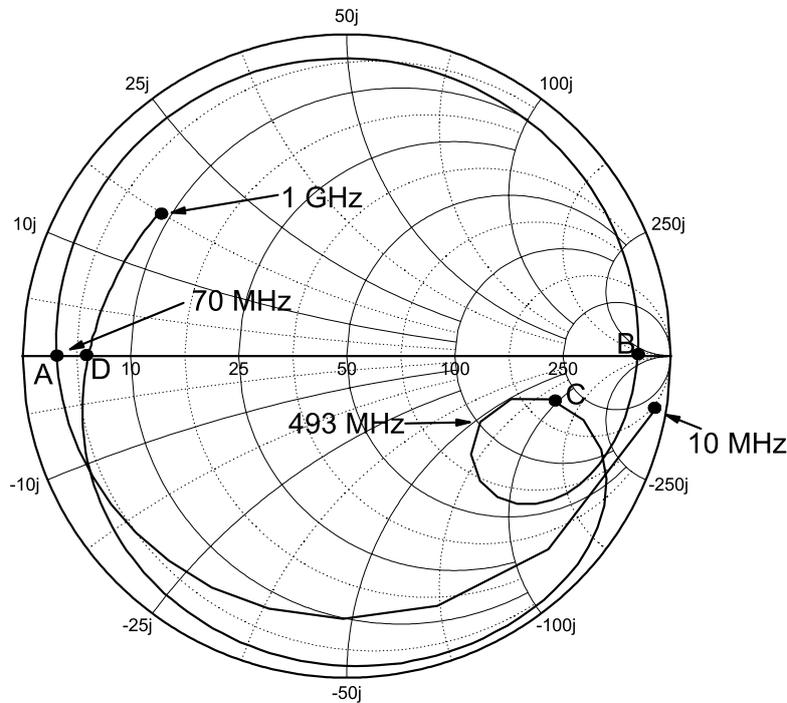


**Abbildung 4.9:** Ergebnis einer Messung an einem Modulator mit einer  $9\mu\text{m}$  dicken Folie als Transducer. Die Kurve setzt sich aus den Ergebnissen von Einzelmessungen bei der jeweiligen Frequenz mit gepulster Anregung zusammen. Die maximale Intensität des modulierten Lichtes wird nun bei einer Frequenz von 70 MHz erreicht (vgl. Abb. 4.7).

Die erste Dickenresonanz der dünneren Transducer liegt nach Gl. 1.28 bei circa 61 MHz ( $\frac{\Lambda}{4}$ ). Bei 66 MHz findet sich eine Dickenresonanz der Glasfaser für  $\frac{3}{2}\Lambda$ . Die beiden Resonanzeffekte können sich verstärken, wie es auch bei den Modulatoren mit den dicken Folientransducern bei 22 MHz zu beobachten war. Dies erklärt das große Signal um 70 MHz.

Bei den anderen Frequenzen können höchstens kleine Modulationseffekte beobachtet werden, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll. Auch die erste Faserresonanz bei 22 MHz wird hier nicht noch einmal detailliert betrachtet, da sich keine neuen Erkenntnisse daraus ergeben haben.

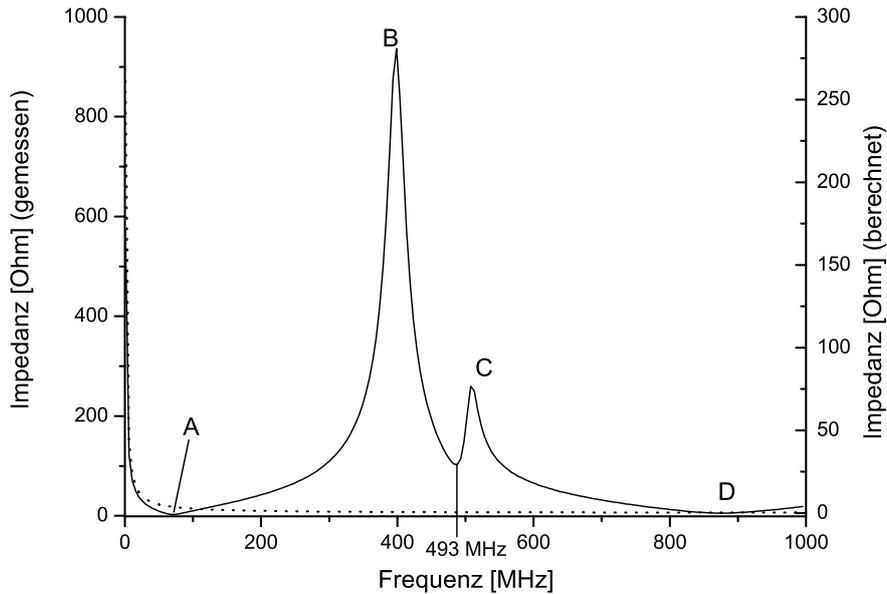
Um eine effiziente Modulation zu erreichen, müssen die Transducer möglichst



**Abbildung 4.10:** Smith-Chart für einen  $9\ \mu\text{m}$  dicken PVDF-Transducer. Die Kurve beginnt bei 10 MHz und läuft im Uhrzeigersinn herum bis 1 GHz. Verläuft sie in der unteren Hälfte des Diagramms, handelt es sich um eine Kapazität, verläuft sie oberhalb der reellen Achse, verhält sich das vermessene Bauteil induktiv (vgl. Kap. 3.6.1). Der im Text näher untersuchte Frequenzbereich um 70 MHz ist ebenfalls gekennzeichnet (A). Man erkennt eine Schleife bei etwa 493 MHz, die auf eine elektrische Resonanz hindeutet. Diese ist aber vom Gesamtsystem, d. h. aus der Halterung, den Kontaktfedern und dem Transducer verursacht und nicht vom Transducer allein.

effizient die elektrische Leistung in Ultraschall umwandeln. Wie in Kap. 3.7 beschrieben, kann man durch das Vorschalten von Anpassschaltungen die Leistungsaufnahme signifikant steigern, indem man die Eingangsimpedanz des Bauteils und seiner Halterung auf 50 Ohm transformiert. Um einen Überblick über die (komplexe) Transducerimpedanz in Abhängigkeit von der Frequenz zu erhalten, wurde mit einem Netzwerkanalysator (vgl. Kap. 3.6.1) diese zwischen 10 MHz und 1 GHz gemessen. Abbildung 4.10 zeigt das Ergebnis dieser Messung dargestellt als Smith-Chart

(vgl. Kap. 3.6.2). Allerdings kann man bei dieser Messung nur die Gesamtimpedanz des Transducers und seiner Halterung untersuchen, die Impedanz des Transducers allein ist experimentell nicht zugänglich. Da aber im eigentlichen Experiment der



**Abbildung 4.11:** Impedanzverlauf eines  $9\ \mu\text{m}$  dicken PVDF-Transducer. Beim aufgetragenen Impedanzwert handelt es sich um den Betrag der elektrischen Impedanz. Die durchgezogene Kurve zeigt die gemessenen Werte an, die in einer anderen Darstellung im Smith-Diagramm in Abb. 4.10 wieder zu erkennen sind. Die beiden Maxima (B und C) zeigen die Resonanz an, die von der Halterung verursacht wird. Prinzipiell handelt es sich bei dem System aus Halterung und Modulator um einen Schwingkreis, der verschiedene Resonanzstellen besitzt. Für diese Kurve gilt die linke y-Achse. Die gepunktete Kurve ist nach dem Masonmodell berechnet, wie es in Kap. 1.3.2 beschrieben ist. Effekte der Halterung sind im Modell nicht berücksichtigt, daher ist der Kurvenverlauf nicht identisch. Für die berechneten Werte gilt die rechte Achse.

Transducer auch in seiner Halterung fixiert ist, muss im Endeffekt die Impedanz des Gesamtsystems an die des Verstärkers angepasst werden. Die einzige Größe, die experimentell direkt und unabhängig bestimmbar ist und mit der Theorie verglichen werden kann, ist die Klemmkapazität. Sie wurde wie bei den dickeren Transducern mit einem Kapazitätsmessgerät gemessen und mittels Gleichung 1.34 berechnet. Es

ergaben sich Werte von 712 pF (gemessen) und 688 pF (berechnet). Darin liegt auch das Problem der dünneren Folie, deren Kapazität noch höher ist als die der dickeren Folien. Das erschwert eine Anwendung bei höheren Frequenzen oder macht sie gänzlich unmöglich.

Liegen die Werte in einem Smith-Chart unterhalb der reellen Achse, so handelt es sich um kapazitives Verhalten des Gesamtsystems, liegen die Werte in der oberen Hälfte des Diagramms, so verhält sich das System induktiv. Betrachtet man Abb. 4.10, erkennt man, dass bei 70 MHz ein nahezu rein ohmscher Widerstand vorliegt (der Messwert liegt auf der reellen Achse). Allerdings ist die Impedanz mit etwa 3 Ohm sehr niedrig. Durch eine Anpassschaltung, wie sie in Kap. 3.7.1 beschrieben ist, gelang es, die Impedanz auf einen Wert nahe 50 Ohm zu transformieren. Dies führte zu einer deutlichen Verbesserung der Modulationseigenschaften des Bauteils, wie unten näher erläutert wird.

Ein weiteres interessantes Merkmal in Abb. 4.10 ist die Schleife bei etwa 493 MHz. Diese wird durch eine elektrische Resonanz verursacht. Aber diese Resonanz wird nicht vom Transducer selbst hervorgerufen sondern vom Gesamtsystem aus Halterung, Leitungen und dem Transducer, so dass sie nicht zur Modulation angeregt werden kann. Das System aus Halterung, Zuleitungen und Modulator stellt elektrisch gesehen einen Schwingkreis dar, der bei verschiedenen Frequenzen Resonanzen aufweist. Dies kann daraus geschlossen werden, dass bei einer Simulation bei dieser Frequenz keine Resonanz auftritt. Außerdem ist bei dieser Frequenz keine Modulation zu beobachten.

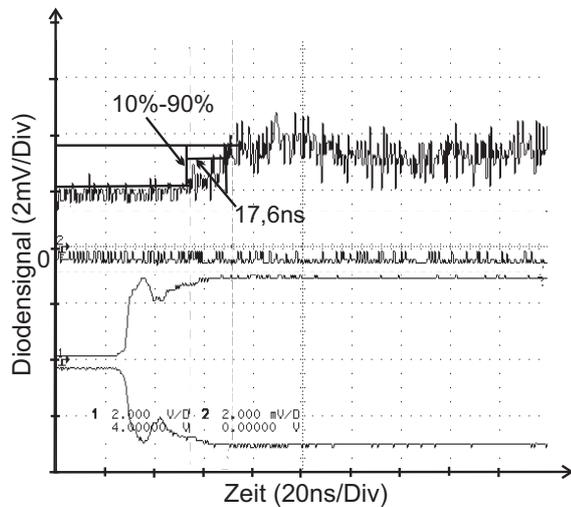
Eine andere Darstellung des Impedanzverlaufs zeigt Abb. 4.11. Hier ist der Betrag der Impedanz des Bauteils über der Frequenz aufgetragen. Die gepunktete Kurve ist berechnet mit Hilfe des Mason-Algorithmus, wie er in Kap. 1.3.2 beschrieben ist, die durchgezogene Kurve zeigt den gemessenen Impedanzverlauf. Der Verlauf der Kurven ist auf den ersten Blick sehr unterschiedlich. Dies ist allerdings nicht verwunderlich, da bei den Berechnungen mit dem Masonmodell die Halterung nicht mit berücksichtigt wird. Der Transducer selbst hat einen Impedanzverlauf wie ihn die gepunktete Kurve beschreibt. Aus diesem Grund hat das Diagramm auch zwei unterschiedliche Impedanzachsen für die berechneten und die gemessenen Werte. Ohmsche Verluste und die imaginären Blindanteile der Impedanz, die durch die Halterung verursacht werden, tragen zu den hohen Messwerten für den Betrag der Impedanz bei.

Im Folgenden soll der Kurvenverlauf der gemessenen Kurve in Abb. 4.11 mit der Kurve im Smith-Diagramm verglichen werden. Man erkennt im Smith-Diagramm (Abb. 4.10) bei 10 MHz einen großen kapazitiven Belag und einen großen ohmschen Widerstand. Dies führt zu einem sehr großen Betrag der Impedanz, wie er in Abb. 4.11 erkennbar ist. Folgt man der Kurve im Smith-Diagramm im Uhrzeigersinn, so reduziert sich sowohl die Kapazität (Skala außen am Diagramm) als auch der ohmsche Widerstand (reelle Achse). Bei 70 MHz (A) liegt ein rein ohmscher Widerstand

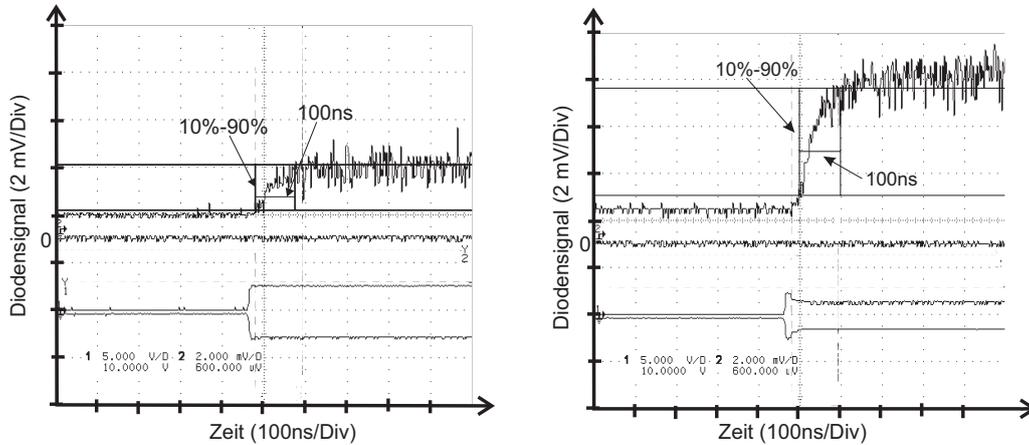
von 3 Ohm vor (Imaginärteil ist Null). Dies führt zu dem Minimum in Abb. 4.11 bei 70 MHz. Danach nimmt der Realteil wieder zu (Kurve bewegt sich nach rechts im Diagramm) und zusätzlich steigt der induktive Blindanteil stark an, bis bei etwa 400 MHz für beide Werte das Maximum erreicht ist (erstes Maximum B in der gemessenen Kurve in Abb. 4.11). Die Kurve durchläuft dann im Smith-Diagramm die Resonanzschleife, wobei der Realteil wieder fällt und der Imaginärteil schlagartig kapazitiv wird. Bei 493 MHz erreichen beide ein Minimum (Realteil: 100; Imaginärteil -50), was sich auch in der gemessenen Kurve in Abb. 4.11 als Minimum niederschlägt. Danach steigen sowohl der Realteil als auch der Imaginärteil wieder an, bis sie bei etwa 520 MHz ein weiteres Maximum erreichen (C), das sich auch als kleineres Maximum in Abb. 4.11 zeigt. Für den Frequenzbereich zwischen 520 MHz und 860 MHz fallen wieder beide Anteile, was auch den Betrag kleiner werden lässt (Minimum bei D). Wird die Frequenz weiter erhöht, wird das System wieder induktiv und der Real- und Imaginärteil steigt wieder langsam an.

Die Halterung ins Modell zu integrieren ist nicht trivial und hätte für die Entwicklung der Bauteile selbst auch keinen Vorteil, da das Bauteil je nach angestrebter Nutzung in den unterschiedlichsten Halterungen eingebaut wird. Wichtig bei der Impedanzberechnung ist es, einen Überblick zu bekommen, ob das Bauteil selbst eine akzeptable Impedanz aufweist und wo die anregbaren Resonanzstellen liegen.

Abbildung 4.13 zeigt Screenshots von Messungen der Polarisationsdrehung, die bei einer RF von 70,38 MHz durchgeführt wurden. Beide Bilder wurden mit den gleichen experimentellen Parametern aufgenommen. Der einzige Unterschied besteht darin, dass bei Abb. 4.12b



**Abbildung 4.12:** Screenshot einer Messung der Polarisationsdrehung an einem Modulator mit einer  $9\mu\text{m}$  dicken PVDF-Folie bei einer RF von 80,52 MHz mit einem Pi-Transformator als Anpassnetzwerk. Man beachte die im Vergleich zu Abb. 4.13 stark reduzierte Anstiegszeit von 17,6 ns. Die untere Kurve zeigt den anregenden Ultraschallpuls, der durch elektromagnetische Einstrahlung ins Kabel diese Form annimmt. Die obere Kurve zeigt das Signal der Photodiode. Vor dem Einschalten der RF liegt das off-Signal an. Nach dem Einschalten der RF steigt die Intensität schnell an, erreicht aber nur eine im Vergleich zu Abb. 4.12b um einen Faktor 4 reduzierte Amplitude.



- (a) Die untere Kurve stellt den Verlauf der anregenden RF dar. In der linken Bildhälfte liegt keine RF an. Die obere Kurve stellt das von der Photodiode detektierte Signal dar. Die Null zeigt an, wo das Signal bei ausgeschaltetem Laser liegt (Nullsignal). Der linke Teil der Kurve zeigt das detektierte Lichtsignal bei ausgeschalteter RF (Dunkelsignal). Nach dem Einschalten der RF steigt das Diodensignal zunächst schnell an (um ca. 0,3 mV), danach verlangsamt sich der Anstieg, bis die maximale Signalamplitude von 1 mV erreicht ist. Diese Messung wurde ohne Anpassschaltung aufgenommen. Die Anstiegszeit liegt bei 100 ns.
- (b) Auch hier stellt die untere Kurve den Verlauf der RF dar. Der in der Kurve nach dem Einschalten erkennbare Überschwinger wird durch eine elektromagnetische Einstrahlung ins Kabel verursacht und entspricht nicht dem wahren Verlauf der RF-Intensität (vgl. (a)). Auch hier steigt das Diodensignal nach dem Einschalten der RF zunächst schnell an (auf ca. 1 mV), um dann langsamer bis auf 3 mV anzusteigen. Bei dieser Messung war ein Pi-Transformator (vgl. Kap. 3.7.1) als Anpassschaltung vorgeschaltet. Im Vergleich mit Abbildung (a) sieht man die um einen Faktor drei größere Signalamplitude.

**Abbildung 4.13:** Screenshots von Messungen der Polarisationsdrehung an einem Modulator mit einem Transducer aus einer  $9\ \mu\text{m}$  dicken PVDF-Folie bei einer RF von  $70,38\ \text{MHz}$  ohne (a) und mit (b) Anpassschaltung

ein Pi-Transformator als Anpassnetzwerk vor den Transducer geschaltet wurde (siehe Abb. 3.15). Die untere Kurve zeigt jeweils den Verlauf der RF. Der Überschwinger nach dem Einschalten der RF in Abb. 4.12b entsteht durch Einstrahlung von Feldern ins Kabel. Da aber der Pulsgenerator direkt mit dem Oszilloskop verbunden war, hat dieser Effekt keinen Einfluss auf die Messung. Die mit Null gekennzeichnete Linie zeigt den Signalpegel bei ausgeschaltetem Laser (Nullsignal). Vor dem Einschalten der RF wird von der Diode das Dunkelsignal (off-Signal) detektiert, also die Lichtintensität, die bei ausgeschalteter RF durch den Analysator transmittiert wird. Nach dem Einschalten der RF steigt das Diodensignal zunächst schnell auf etwa ein Drittel seines Maximalwertes (on-Signal) an. Danach verlangsamt sich die Anstiegszeit deutlich. Der schnelle

Anstieg wird wohl durch eine nicht resonante Anregung, also von einer laufenden Welle, verursacht. Danach baut sich die stehende Welle in der Glasfaser auf und die Polarisationsdrehung wird vergrößert. Da der Aufbau der stehenden Welle aber eine gewisse Zeit benötigt, verlangsamt sich der Anstieg.

Die Verwendung des Anpassnetzwerkes führt zu einem Anstieg des on-Signals um einen Faktor 3. Dabei blieb die Anstiegszeit konstant bei etwa 100 ns. Die Modulation mit den dünnen Folien ist also deutlich schneller als die mit der dickeren Folie erzielte (vgl. Abb. 4.8), obwohl es sich auch hier um einen Resonanzeffekt des Transducers und der Faser handelt. Durch die geringere Dicke des Transducers dauert der Aufbau der Resonanz aber weniger lang.

Auch mit den Modulatoren mit den 9  $\mu\text{m}$  dicken Transducern wurden Messungen außerhalb der Resonanz (offresonant) durchgeführt, von denen eine in Abb. 4.12 dargestellt ist. Dieser Screenshot ist bei einer Frequenz von 80,52 MHz aufgenommen worden. Wie bei der dickeren Folie auch (siehe Abb. 4.8) verkürzt sich die Anstiegszeit signifikant, da sich keine Resonanzen aufbauen müssen. Allerdings ist auch hier die Amplitude des Modulationssignals deutlich kleiner als im Resonanzfall (ungefähr Faktor 4). Auch bei dieser Messung wurde ein Pi-Transformator als Anpassschaltung verwendet. Ohne eine elektrische Anpassung konnte bei einer Anregung mit einer RF von 80,52 MHz keine Modulation beobachtet werden.

Abbildung 4.14 zeigt das Ergebnis einer Messung der Polarisationsdrehung mit ungepulster Anregung. Das bedeutet, dass der Ultraschall mit einer konstanten Frequenz von 69 MHz ohne Unterbrechung (also ohne die Verwendung des Pulsgenerators) auf die Glasfaser wirkt. Die obere Kurve zeigt die angelegte RF-Anregung, die untere stellt das Diodensignal dar.

Da das Oszilloskop auf den anregenden Ultraschall getriggert war und das Signal aufsummiert dargestellt ist, erkennt man keine einzelnen Laserimpulse. Die Repetitionsrate des Lasers beträgt 80 MHz, so dass die Pulse nicht mit dem Ultraschall und somit auch nicht mit dem Trigger des Oszilloskops synchronisiert sind. Man erkennt, dass die Lichtintensität mit der gleichen Frequenz oszilliert, wie der anregende Ultraschall. Dies ist auf den ersten Blick verwunderlich, da die hier verwendete RF von 69 MHz einer Resonanzfrequenz der Glasfaser entspricht und somit das modulierte Licht mit der doppelten Frequenz oszillieren sollte (da die Modulation durch eine stehende Welle verursacht wird). Betrachtet man allerdings die Signalamplitude, also das Verhältnis zwischen off- und on-Signal, so ergibt sich ein Wert von  $\frac{1}{3}$ . Dieser Wert entspricht gerade dem Verhältnis zwischen off- und on-Signal in Abb. 4.13 bevor der Resonanzeffekt in Erscheinung tritt. Dies legt die Vermutung nahe, dass auch hier die Polarisationsdrehung von einer laufenden Welle (also offresonant) verursacht wird.

Dies kann folgendermaßen plausibel gemacht werden: Da bei dieser Messung eine Anpassschaltung (Pi-Transformator) verwendet wurde, konnte viel elektrische Leistung im Transducer gewandelt werden. Dies führte, wie in Kap. 4.2.1.1 beschrieben,

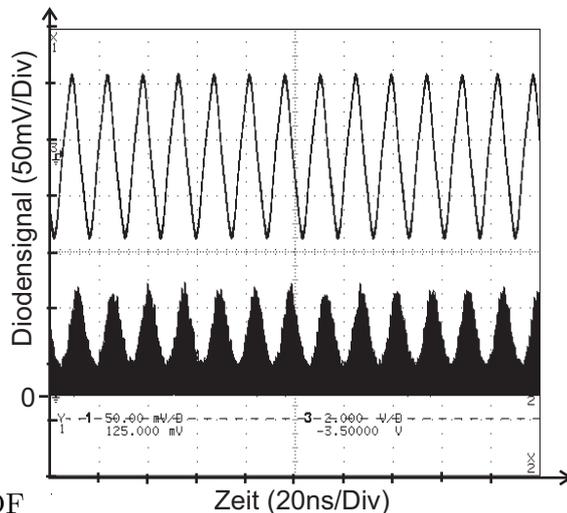
zu einer Erwärmung des Transducers, die wiederum eine Doppelbrechung in der Faser erzeugte. Durch Abstrahlung und Wärmeableitung über das Substrat stellt sich nach einigen Sekunden eine konstante Temperatur ein, die eine konstante Polarisationsdrehung hervorruft. Diese kann durch entsprechende Justierung des Analysators unterdrückt werden, was bei dieser Messung auch gemacht wurde. Man erkennt in Abb. 4.14 also nur das nicht durch Wärme erzeugte Signal. Die Erwärmung des Bauteils und der Faser hat aber noch eine andere Konsequenz: Durch die Erwärmung wird die Resonanz verstimmt, so dass man bei der angelegten RF von 69 MHz keinen Resonanzeffekt beobachten kann.

#### 4.2.1.3 Zusammenfassung der Ergebnisse der PVDF-Transducer

Die Messungen an den Transducern aus Polyvinylidenfluorid haben gezeigt, dass sich dieses Material dazu eignet, Dickenschwinger herzustellen und diese wiederum zur Modulation von Licht in einer Glasfaser zu benutzen. Das Material bietet den Vorteil, dass es relativ preisgünstig ist und als Folie unterschiedlicher Dicke erhältlich ist. Allerdings schränkt die Foliengestalt auch die Flexibilität von potenziellen Designs ein, da man nicht beliebige Formen und Größen aus den Folien herstellen kann.

Die Materialeigenschaften von PVDF sind im Vergleich zu Piezokeramiken auch etwas schlechter. So liegt zum Beispiel die Schallgeschwindigkeit um einen Faktor zwei niedriger als die von Zinkoxid. Auch der elektromechanische Kopplungsfaktor ist deutlich niedriger (siehe Tabelle 1.1).

Man kann also sagen, dass für Anwendungen bei kleineren Frequenzen (20 MHz-70 MHz) die Polymerfolien eine kostengünstige Alternative zu Piezokeramiken darstellen. Allerdings sind sie in ihrer Leistungsfähigkeit und Flexibilität unterlegen.



**Abbildung 4.14:** Screenshot einer Messung an einer  $9\ \mu\text{m}$  dicken PVDF-Folie bei 69 MHz mit Anpassnetzwerk. Bei dieser Messung wurde der Transducer un gepulst mit einer konstanten Sinuswelle angeregt. Die obere Kurve zeigt die RF-Anregung, die untere das mit der Photodiode detektierte Lichtsignal. Man erkennt, wie die Lichtintensität mit derselben Frequenz moduliert wird (Erklärung im Text). Die Einheiten sind hier 20 ns horizontal und 2 mV vertikal.

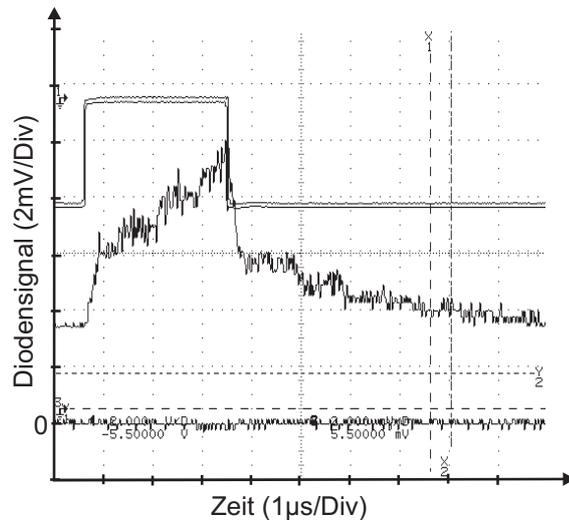
### 4.2.2 Die Modulatoren mit Zinkoxid-Transducern

Das in der Hauptsache verwendete Material zur Transducerherstellung im Rahmen dieser Arbeit war Zinkoxid (ZnO). Dieses keramische piezoaktive Material konnte an der Universität Bayreuth in dünne Schichten gesputtert werden, was eine große Flexibilität im Design der Transducer ermöglichte (vgl Kap. 3.2.2).

Zunächst werden Ergebnisse gezeigt, die an Modulatoren mit Transducern mit einer Elektrode (wie die PVDF-Transducer) durchgeführt wurden. Dabei wurden Glassubstrate (Objektträger) und polierte Messingplatten als Substrat verwendet. Im folgenden Abschnitt werden die Modulatoren mit Multi-Element-Transducern beschrieben und die Ergebnisse der Messungen am Netzwerkanalysator vorgestellt. Bei diesen Modulatortypen wurde die Glasfaser in Längsrichtung auf die obere Elektrode geklebt und die Drehung der Polarisation des in der Faser geführten Lichtes gemessen. Dabei wurden verschiedene Glasfasertypen auf ihre Verwendbarkeit hin untersucht. Den Abschluss des Kapitels bildet eine Diskussion der Experimente mit direkt besputterten Glasfasern.

#### 4.2.2.1 Modulatoren mit Ein-elektroden-Transducern

In diesem Kapitel werden Transducer beschrieben, die als piezoaktive Schicht Zinkoxid besitzen und mit einer einzelnen langen und schmalen oberen Elektrode ausgestattet sind. Ihre Herstellung ist in Kap. 3.2.2 beschrieben. Als Substrat kamen sowohl Glas-Objektträger als auch polierte Messingplättchen zum Einsatz. Wie schon im vorherigen Kapitel beschrie-



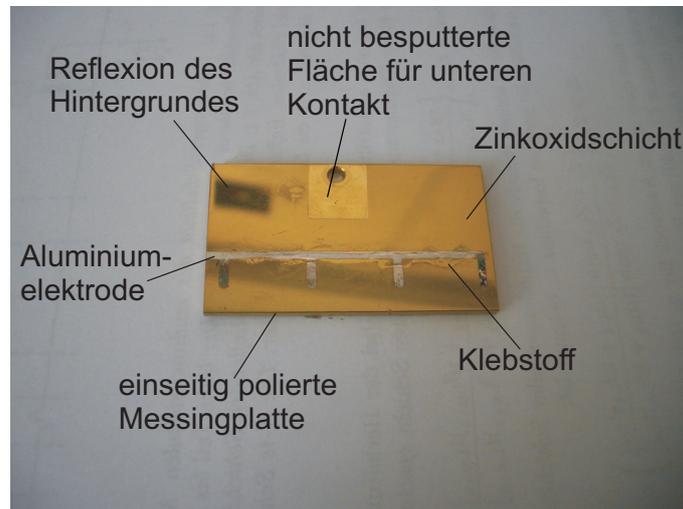
**Abbildung 4.15:** Screenshots einer Messung an einem Fasermodulator mit Zinkoxidtransducer mit einer  $12\mu\text{m}$  dicken ZnO-Schicht auf einem Glassubstrat (Objektträger) bei  $21\text{ MHz}$ . Man erkennt im Vergleich zu den Messungen mit einem PVDF-Transducer eine deutlich veränderte Signalform. Der schnelle Anstieg wird verursacht durch den Ultraschall, der direkt in die Glasfaser emittiert wird. Die Stufen mit einer Breite von etwa  $700\text{ ns}$  werden durch Reflexionen der Schallwelle an der Unterseite des Objektträgers hervorgerufen (nähere Erläuterungen finden sich im Text). Die obere Kurve zeigt den anregenden Ultraschallpuls, die untere das mit der Photodiode detektierte Signal. Die Einheiten sind  $1\mu\text{s}$  horizontal und  $2\text{ mV}$  vertikal.

ben, wurden die Modulatoren durch RF-Pulse angeregt und die durch den erzeugten Ultraschall in der Faser induzierte Polarisationsdrehung gemessen. Abbildung 4.15 zeigt einen Screenshot einer typischen Messungen an einem Fasermodulator mit Einelektroden-Zinkoxidtransducern auf einem Glassubstrat. Man erkennt zwei Kurven, wobei die obere den anregenden RF-Puls darstellt. Dieser besitzt eine Länge von  $3 \mu\text{s}$ . Die untere Kurve zeigt das Messsignal, das mit der Photodiode aufgenommen wurde. Vor dem Einsetzen des Pulses erkennt man eine Signalamplitude von etwa  $4 \text{ mV}$ . Danach setzt die Polarisationsdrehung ein und das Lichtsignal an der Diode wird intensiver. Insgesamt wird ein Kontrast von 1:2 erreicht. Dieses Kontrastverhältnis ist deutlich schlechter, als das mit den Modulatoren mit einer PVDF-Folie als Transducer erreicht wurde. Die Resonanzfrequenz bei dem Zinkoxidmodulator lag bei  $530 \text{ MHz}$ . So hohe Frequenzen konnten nicht angeregt werden. Nach dem Ausschalten der RF-Anregung klingt die Polarisationsdrehung ab und das Lichtsignal erreicht wieder seine ursprüngliche Amplitude. Sie unterscheiden sich deutlich von den Ergebnissen, die bei den Messungen mit PVDF-Transducern und solchen mit Messingsubstrat erzielt wurden. Dieser Unterschied soll im Folgenden erläutert werden.

Folgt man dem Zeitverlauf von links nach rechts, so erkennt man beim Diodensignal (untere Kurve) zunächst einen steilen Anstieg. Dieser wird hervorgerufen durch den Ultraschall, der direkt in die Faser gekoppelt wird. Gleichzeitig wird aber auch Ultraschall in den Objektträger emittiert. Diese Schallwellen laufen durch die Glasplatte hindurch und werden an dessen Unterseite an der Grenzfläche zum Metall der Grundplatte reflektiert. Die akustische Impedanz von Metallen ist höher als die von Glas, daher wird der Schall gut reflektiert. Die reflektierte Schallwelle durchquert den Objektträger erneut und koppelt danach ebenfalls in die Glasfaser ein. Dadurch wird das Schallfeld im Inneren der Faser vergrößert und der elastooptische Effekt wird verstärkt. Dies zeigt sich in der ersten Stufe. Danach wiederholt sich dieser Vorgang und nach dem zweimaligen Durchgang durch den Objektträger erreicht die Schallwelle wieder die Faser und verstärkt das Signal erneut. Die Stufen haben eine Breite von etwa  $700 \text{ ns}$ , was bei einer Schallgeschwindigkeit im Objektträger von  $v = 5400 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  eine Wegstrecke von etwa  $3,8 \text{ mm}$  bedeutet. Die Objektträger haben eine Dicke von etwa  $1,9 \text{ mm}$ , so dass die Strecke einem Hin- und Herlaufen der Schallwelle im Objektträger entspricht.

Nachdem der Anregepuls abgeklungen ist, fällt das Diodensignal zunächst steil ab, da kein Ultraschall mehr direkt in die Faser abgegeben wird. Man erkennt allerdings an der rechten Flanke des Pulses ein weiteres stufenweises Abfallen des Signals. Dieses wird verursacht durch den Rest der Schallwelle, die noch im Objektträger hin- und herläuft und mit der Zeit gedämpft wird.

Bei den PVDF-Transducern treten diese Stufen im Anstieg und beim Abklingen des Signals nicht auf. Dies liegt daran, dass die Schallwellen direkt an der Unterseite der PVDF-Schicht reflektiert werden, da diese direkt auf einem Metallplättchen

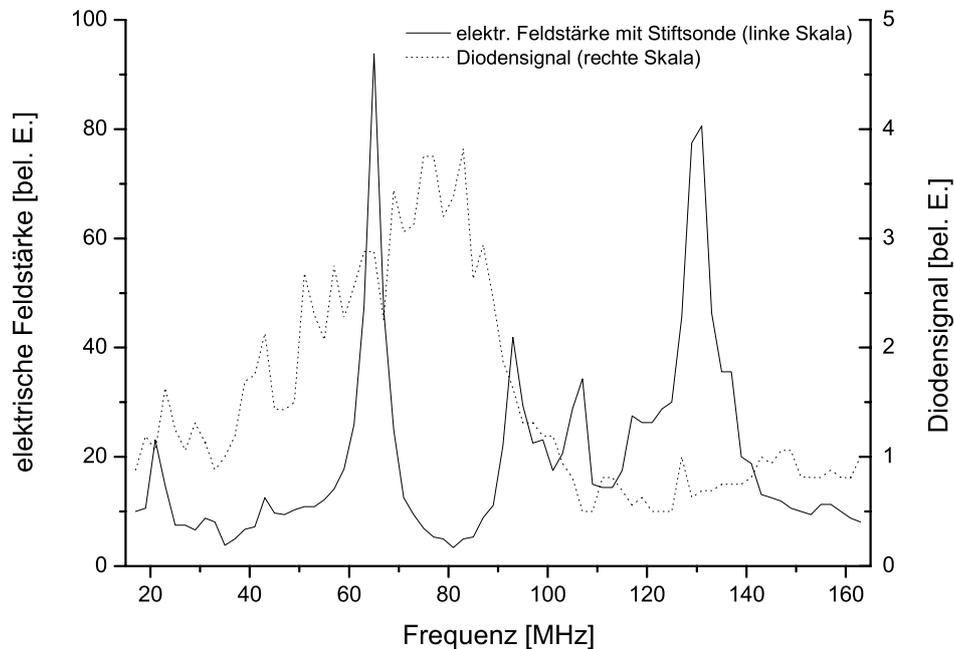


**Abbildung 4.16:** Foto eines Zinkoxidtransducers mit Messingsubstrat. Man erkennt die Leiterbahn aus Aluminium und die Klebstoffreste, wo vorher die Faser aufgeklebt war. Am oberen Rand erkennt man die nicht mit Zinkoxid besputterte Fläche, die eine Kontaktierung ermöglicht. Durch das Loch wurde der Transducer auf die Grundplatte geschraubt.

aufgeklebt ist (siehe Abb. 2.6).

Ebenso verhält es sich bei den Zinkoxid-Transducern mit einem Messingsubstrat. Die Schallwelle wird zum Teil direkt an der Messingoberfläche reflektiert (ca. 7%), der Rest wird an der Unterseite des Messingplättchens in die Aluminiumhalterung transmittiert. Es kommt also nicht zu einem Hin- und Herreflektieren der Schallwelle und somit bildet sich kein Stufenmuster aus.

Da sich bei den Zinkoxid- und den PVDF-Transducern immer eine mehr oder weniger starke thermisch induzierte Polarisationsdrehung einstellt, wurde versucht, durch ein Metallsubstrat die Wärme durch Wärmeleitung effizient abzuführen. Dazu musste eine Metallplatte zunächst auf einer Seite poliert werden, um eine definierte Ausbreitung der Schallwellen zu gewährleisten und um eine geeignete Oberfläche für das Sputtern des Zinkoxids zu erhalten. Eine raue Oberfläche führt zu einer Streuung der Schallwellen, so dass diese in alle Richtungen diffus abgestrahlt würden. Außerdem würde die Zinkoxidschicht nicht richtig orientiert aufwachsen, was zu einer deutlich geringeren Effizienz des Bauteils führen würde. Das Polieren geschah in der Probenpräparationsabteilung des Bayerischen Geoinstituts. Dort wurde die Oberfläche mehrerer Messingplättchen mit den Maßen 48 mm · 26 mm · 2 mm poliert und nach einer Reinigung mit Ethanol direkt mit Zinkoxid besputtert, wobei eine



**Abbildung 4.17:** *Ergebnis einer Messung an einem Modulator mit einem Zinkoxid-Transducer auf einem Messingsubstrat. Die durchgezogene Linie zeigt die elektrische Feldstärke aufgenommen mit einer Feldsonde. Diese bestand im Wesentlichen aus einem Kondensator. Die gepunktete Kurve zeigt das gleichzeitig mit der Photodiode detektierte optische Signal. Man erkennt, dass der Transducer bei etwa 65 MHz viel Leistung aufnimmt. Das optische Signal ist in einem breiten Bereich zwischen 70 MHz und 90 MHz maximal. Die Anregung fand bei diesen Experimenten un gepulst statt.*

Fläche freigelassen wurde, um eine Kontaktierung der unteren Elektrode zu ermöglichen (die Messingplatte fungiert hier als untere Elektrode und als Substrat). Darauf wurde, wie in Kap. 3.2.2 beschrieben, die obere Elektrode aufgedampft, die in diesem Fall aus Aluminium bestand. Abbildung 4.16 zeigt einen solchen Transducer, nachdem die aufgeklebte Glasfaser entfernt wurde (man erkennt noch die Klebstoffreste).

Ein weiterer Vorteil eines Metallsubstrats besteht darin, dass die Schallwellen nicht oder nur wenig in die Metallplatte eindringen (bei Messing werden etwa 7% reflektiert, bei einem Wolframsubstrat etwa 50%) und sich dadurch weniger bzw. keine Resonanzen über das Substrat ausbilden können. Somit sollte die Modulation,

wenn sie auftritt, nicht die Stufenform besitzen, wie sie z. B. in Abb. 4.15 bei einem Glassubstrat zu beobachten ist.

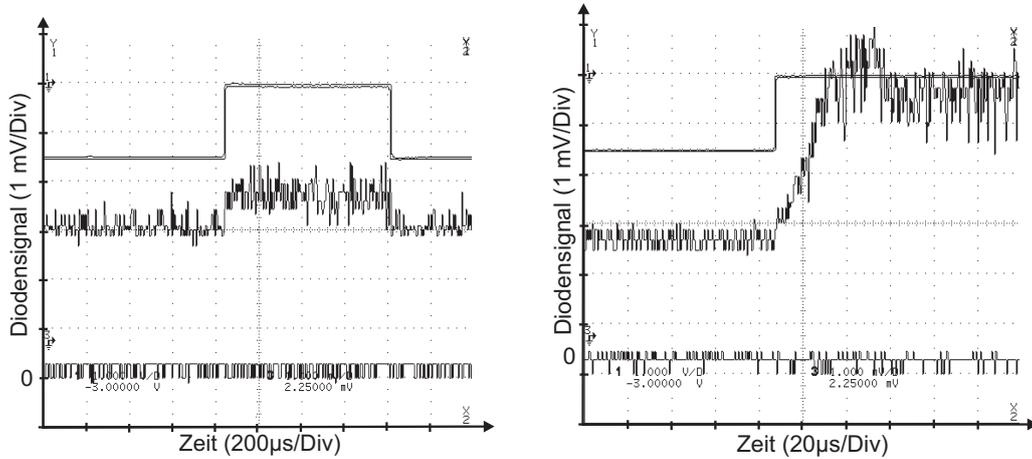
Um zu untersuchen, bei welcher Frequenz der Transducer Leistung aufnimmt, kam eine Feldsonde zum Einsatz, die aus einem Kondensator mit Dielektrikum besteht. Dieser Kondensator wird oberhalb der Leiterbahn positioniert und die durch das elektrische Feld des Transducers im Kondensator induzierte Spannung kann mit einem Oszilloskop abgelesen werden. Wird eine Spannung abgegriffen, so kann man davon ausgehen, dass in der Leiterbahn Strom fließt und somit vom Transducer Leistung aufgenommen wird. Abbildung 4.17 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung. Zum Vergleich ist auch das mit der Photodiode gemessene optische Signal dargestellt, das jeweils gleichzeitig am Oszilloskop abgelesen wurde. Die Anregung war bei dieser Messung un gepulst.

Man erkennt ein deutliches Maximum der Feldstärke bei etwa 65 MHz, was darauf hindeutet, dass bei dieser Frequenz viel Leistung vom Transducer aufgenommen wird. Das optische Signal zeigt dieses Verhalten nicht. Es ergibt sich ein breites Maximum zwischen 70 MHz und 90 MHz.

Führt man die Messung mit diesem Transducer mit gepulster Anregung durch, ergibt sich ein anderes Verhalten. Eine Modulation des Lichtes findet nur bei den Frequenzen statt, wo auch eine hohe Feldstärke beobachtet wird. Dies deutet darauf hin, dass bei den anderen Frequenzen, bei denen nur ein geringerer Strom durch die Leiterbahn des Transducers fließt, dieser entsprechend nur eine geringere Ultraschallintensität erzeugt, aber das Bauelement durch ohmsche Wärme auf ähnliche Temperaturen aufheizt. Das breite Maximum des Diodensignals in Abb. 4.17 wird also wahrscheinlich durch eine thermisch induzierte Polarisationsdrehung verursacht.

Abbildung 4.18 zeigt den Screenshot einer Messung mit gepulster Anregung bei 22,13 MHz und bei 69,86 MHz, also gerade bei den Maxima der Feldstärkemessung in Abb. 4.17. Man erkennt, dass bei 22,13 MHz das Modulationssignal um einen Faktor vier kleiner ausfällt, als bei 69,86 MHz. Dies spiegelt sich auch in der Feldstärke wieder, die bei 22 MHz ebenfalls um den Faktor vier kleiner ist. Dies zeigt noch einmal, dass bei diesen Frequenzen wohl allein der elastooptische Effekt für die Polarisationsdrehung verantwortlich zeichnet. Die Ordinatenkala ist in beiden Bildern der Abb. 4.18 gleich, die Abszisse ist das Bild 4.17b um einen Faktor 10 gestreckt.

Bei Frequenzen jenseits von 100 MHz konnte keine Modulation mehr detektiert werden, obwohl weiterhin starke Streufelder über den Elektroden auftraten (siehe Abb. 4.17). Da eine Absorption des Ultraschalls bei diesen Frequenzen um 100 MHz noch keine große Rolle spielt, könnten die beobachteten Streufelder daher rühren, dass die Felder nicht mehr nur vom Transducer selbst stammen, sondern zu einem großen Teil von der Halterung und der Zuleitung emittiert werden. Dafür spricht auch das oben schon besprochene Problem der großen Kapazitäten der Bauteile (bei diesem Transducer 440 pF), die eine Einkopplung von hohen Frequenzen stark erschweren oder unmöglich machen. Betrachtet man noch einmal Abbildung 4.17, so



(a) Screenshot der Messung bei 22,13 MHz. Man erkennt hier wieder die gleiche Signalform wie bei den PVDF-Transducern (siehe Abb. 4.13), nämlich einen relativ schnellen Anstieg und eine gute Reproduktion des anregenden Pulses. Es finden also keine Reflexionen an der Unterseite des Substrats statt. Die obere Kurve zeigt den anregenden Ultraschallpuls, die untere das mit der Photodiode detektierte Signal. Die Einheiten sind 20  $\mu\text{s}$  horizontal und 1 mV vertikal.

(b) Screenshot der Messung bei 69,86 MHz. Man erkennt, wie in der Feldstärkemessung (vgl. Abb. 4.17), eine um einen Faktor vier vergrößerte Signalamplitude als bei der Messung bei 22,19 MHz. Die Anstiegszeit beträgt bei dem Modulator mit Messingsubstrat etwa 60  $\mu\text{s}$ . Die obere Kurve zeigt den anregenden Ultraschallpuls, die untere das mit der Photodiode detektierte Signal. Die Einheiten sind 20  $\mu\text{s}$  horizontal und 1 mV vertikal.

**Abbildung 4.18:** Screenshots einer Messung an einem Modulator mit einem Zinkoxidtransducer auf einem Messingsubstrat mit einer 12  $\mu\text{m}$  dicken ZnO-Schicht bei 22,13 MHz (a) und bei 69,86 MHz (b)

erkennt man ein breites Maximum für das optische Signal, das sich zwischen 70 MHz und 90 MHz befindet. Aber auch bei niedrigeren Frequenzen findet sich über den gesamten untersuchten Bereich ein durchweg relativ hohes Modulationssignal, das sich bei gepulster Anregung nicht reproduzieren lässt. Dies legt die Vermutung nahe, dass trotz des Messingsubstrats eine deutlich beobachtbare thermisch induzierte Polarisationsdrehung auftritt und zu einem langsamen Modulationssignal beiträgt oder sogar ausschließlich dafür verantwortlich zeichnet. Bedenkt man den Schichtaufbau des Transducers, ist dieses Ergebnis folgendermaßen zu erklären: Fließt ein Strom durch die obere Elektrode (die untere liegt ja konstant auf Massepotential), so wird diese durch die ohmschen Verluste erwärmt. Ebenso erwärmt sich die Zinkoxidschicht durch die in ihr umgewandelte Leistung. Diese Wärme muss dann durch die Zinkoxidschicht und die untere Elektrode (also die Messingplatte) abfließen. Die Wärmeleitfähigkeit von Zinkoxid beträgt zwischen  $54 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$  [44] und  $141 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$

[45], was sich nicht sehr stark von der von Messing ( $111 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$  [46]) unterscheidet. Die Wärme sollte also eigentlich gut abgeführt werden. Dennoch ist der Wärmeeintrag in die Glasfaser groß genug, um einen thermischen Modulationseffekt zu gewährleisten. Dies wird durch das kleine Volumen der Glasfaser noch begünstigt, das schon bei Zuführung relativ kleiner Energiemengen einen signifikanten Temperaturanstieg erfährt.

Abschließend kann also konstatiert werden, dass ein metallisches Substrat keine nennenswerte Verbesserung der Modulationseigenschaften nach sich zieht. Der einzige positive Effekt besteht darin, dass die durch Reflexionen an der Unterseite des Objektträgers entstehenden Stufen im Modulationssignal ausbleiben. Dafür wird das Herstellungsverfahren der Bauteile stark verkompliziert, da die Politur der Metallplatten nicht trivial ist. Um allerdings die Reflexionen an der Unterseite des Glassubstrats zu verhindern, müsste eine Metallschicht mit möglichst hoher Schallimpedanz (optimal wäre hier Wolfram) zwischen Transducer und Substrat gedampft werden, was aber mit der in der Optikwerkstatt der Universität Bayreuth vorhandenen Bedampfungsanlage nicht möglich war. Eine sehr hohe Schallimpedanz führt zu einem sehr großen Reflexionsfaktor von bis zu 50 % für die Schallwellen, so dass der im Transducer erzeugte Ultraschall nicht mehr vollständig in das Glassubstrat eindringen kann.

Bei den Modulatoren mit Transducern, die nur eine Elektrode besitzen, wurde auf die Verwendung von Anpassnetzwerken verzichtet, da die mit ihnen erzielten Anstiegszeiten und Modulationseffizienzen weit unter den Erwartungen blieben. So ergaben sich Modulationseffizienzen im Bereich von einem Promille. Die Anstiegszeiten betragen bei den Modulatoren auf einem Glassubstrat mindestens  $2 \mu\text{s}$ . Dies liegt daran, dass nur RF-Frequenzen, die einer Dickenresonanz der Glasfaser entsprechen, zu einer Modulation beitragen. Die beiden Resonanzfrequenzen, die anregbar waren, lagen bei 22 MHz (erste Dickenresonanz der Glasfaser) und bei 66 MHz, was dem dritten Oberton entspricht. Der Aufbau der Resonanz benötigt dann aber eine relativ lange Zeit für die Modulation. Bei den Modulatoren auf einem Messingsubstrat waren die Anstiegszeiten noch einmal deutlich länger und lagen im Bereich von einigen  $10 \mu\text{s}$ .

Zusammenfassend kann zu den Eielektroden-Transducern Folgendes angemerkt werden:

- Es ist möglich, mit einem Bauteil dieser Art Licht in einer Glasfaser elastooptisch zu modulieren, allerdings nur bis zu einer Frequenz von etwa 110 MHz. Für eine schnellere Modulation sind höhere Frequenzen nötig, die ein alternatives Bauteildesign voraussetzen. Es lassen sich nur für RF-Frequenzen, die einer Dickenresonanz der Glasfaser entsprechen, Polarisationsdrehungen nachweisen. Die daraus resultierende Modulationseffizienz liegt im Bereich von 1 Promille.

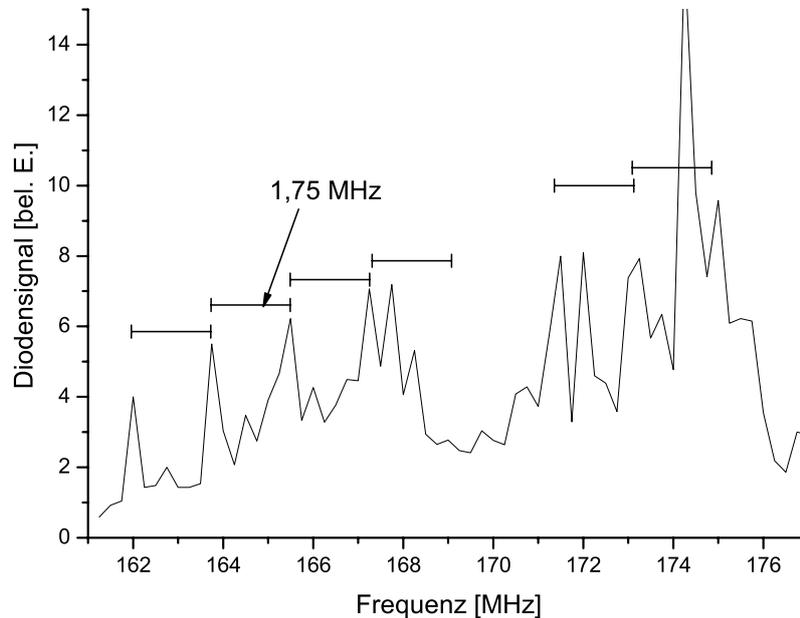
- Durch die relativ großflächigen oberen Elektroden haben die Bauteile eine sehr große Kapazität von einigen hundert Picofarad, was zu relativ kleinen Modulationsgrenzfrequenzen führt. Um Ultraschall höherer Frequenz erzeugen zu können, muss die Kapazität der Bauteile drastisch reduziert werden.
- Die erste Dickenresonanz eines Zinkoxidtransducers mit einer Zinkoxidschicht von 8  $\mu\text{m}$  Dicke liegt bei etwa 400 MHz. Da diese Frequenzen nicht anregbar sind, können die Zinkoxidbauteile nicht so effizient betrieben werden wie die PVDF-Transducer.
- Polyvinylidenfluorid (PVDF) eignet sich als alternatives piezoelektrisches Material. Es ist kostengünstiger als Zinkoxid, aber durch die Folienform ist die Flexibilität des Bauteildesigns stark eingeschränkt. Durch die relativ niedrigen Resonanzfrequenzen der Bauteile können diese angeregt werden. Dadurch wird die Modulation effizienter.
- Sowohl Bauteile mit einer Zinkoxidschicht als auch solche mit PVDF als Wandlmaterial zeigen eine mehr oder weniger stark ausgeprägte thermisch induzierte Polarisationsdrehung.
- Ein metallisches Substrat unterbindet nicht den thermisch verursachten Modulationseffekt und bietet daher und aufgrund des wesentlich höheren Herstellungsaufwands (Politur der Metallplatte) keine praktische Alternative.

#### 4.2.2.2 Transducer mit einem Multielement-Transducer

Um das im vorherigen Kapitel besprochene Problem der hohen elektrischen Kapazitäten der Bauteile und der damit verbundenen relativ niedrigen RF-Frequenzen zu minimieren, wurden Bauteile entwickelt, die aus mehreren kleinen Transducern bestanden, die in Reihe geschaltet wurden. Dadurch konnte die Elektrodenfläche stark reduziert und gleichzeitig eine große Wechselwirkungslänge zwischen Bauteil und Faser erhalten werden. Da, wie oben beschrieben, die Fläche der oberen Elektrode am stärksten die Kapazität des Bauteils beeinflusst (Schichtdicke und Dielektrizitätszahl können kaum variiert werden), wurden mit diesen Bauteilen deutlich geringere Kapazitäten gemessen, die sich in wesentlich höheren nutzbaren RF-Frequenzen widerspiegeln.

Während die Einelektrodentransducer Kapazitäten von mehreren hundert Picofarad besaßen, zeigten die Multielementtransducer Kapazitäten von 18 Picofarad bis 40 Picofarad. Dies stellt eine Reduktion von etwa einer Größenordnung dar.

Die verwendeten Multielementtransducer wurden so hergestellt, wie in Kapitel 3.3 beschrieben. Alle untersuchten Bauteile hatten eine Zinkoxidschicht mit einer Dicke von 8  $\mu\text{m}$ . Die als Substrat verwendeten Objektträger besaßen, ebenso wie die Einelektrodentransducer, eine Dicke von etwa 1,5 mm. Übersichtsmessungen über



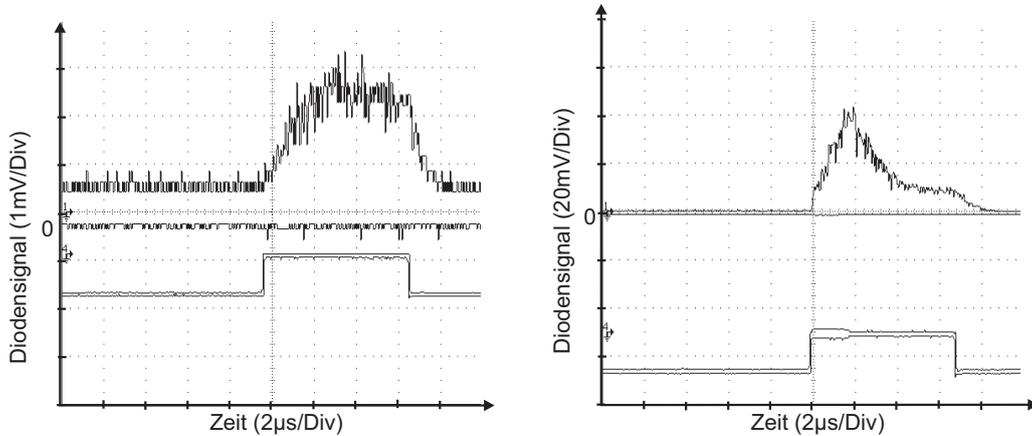
**Abbildung 4.19:** Übersichtsmessung zwischen 161 MHz und 177 MHz an einem Multi-elementtransducer mit einer Schrittweite von 250 kHz. Man erkennt mehrere Maxima der Polarisationsdrehung, die voneinander einen konstanten Frequenzabstand von etwa 1,75 MHz aufweisen. Dieser Frequenzabstand ist kompatibel mit einer Dickenresonanz für die Schallwellen einer 1,5 mm dicken Glasplatte.

einen großen Frequenzbereich (zwischen 15 MHz und 400 MHz) zeigten drei Frequenzbereiche innerhalb derer eine Modulation zu beobachten war. Diese Bereiche lagen um 175 MHz, 273 MHz und 317 MHz. Bei diesen Frequenzen kann ausreichend Leistung in den Transducer eingekoppelt werden. Es handelt sich allerdings nicht um spezielle Dickenresonanzen des Bauteils. Interessanterweise kann mit diesen Bauteilen die erste Faserresonanz bei 22 MHz, die bei den anderen Bauteilen immer starke Signale lieferte, nicht angeregt werden. Detailliertere Untersuchungen der Frequenzen um 175 MHz und 316 MHz werden im Folgenden erläutert. Auf eine spezielle Erwähnung der Ergebnisse für eine Anregung mit 273 MHz wird verzichtet, da sich keine neuen Erkenntnisse daraus ergeben.

Zunächst wurde eine Anpassschaltung entwickelt, die auf eine Mittenfrequenz von 175 MHz optimiert war. Dabei handelte es sich um einen Pi-Transformator, wie er in Kap. 3.7.1 beschrieben ist. Nach deren Einbau wurde der Frequenzbereich

zwischen 161 MHz und 177 MHz in 250 kHz-Schritten mit einer gepulsten Anregung untersucht. Das Ergebnis dieser Messung zeigt Abbildung 4.19. Man erkennt über den gesamten Bereich außer bei 170 MHz Resonanzen höherer Ordnung mit einem Frequenzabstand von etwa 1,75 MHz. Diese Frequenz entspricht in Glas einer akustischen Wellenlänge von etwa 3 mm, was darauf hindeutet, dass es sich um eine Resonanz zwischen der Oberseite der Glasfaser und der Unterseite des Objektträgers handelt, da die halbe Wellenlänge der Dicke des Objektträgers entspricht. Solche Resonanzen konnten auch beobachtet werden bei den Eielektrodentransducern, wo sie einen stufenförmigen Anstieg des Messsignals verursachten (vgl. Abb. 4.15). Allerdings wurden zur Herstellung der Transducer mit einer einzigen Elektrode etwas dickere Objektträger benutzt, so dass sich die Zahlenwerte geringfügig unterschieden. Die maximale Intensität wurde bei einer Frequenz von etwa 174 MHz beobachtet. Daher wurden bei dieser Frequenz noch einmal Einzelmessungen mit verschiedenen Anpassschaltungen durchgeführt, deren Ergebnisse die Abbildung 4.20 zeigt. Ohne Anpassnetzwerke konnte bei dieser Frequenz nur ein sehr schwaches Signal detektiert werden. Mit der Serienschaltung (siehe Kap. 3.7.1) ergibt sich eine Steigerung der Signalamplitude um einen Faktor zwei. Bei der Verwendung eines Parallelkreises (vgl. Kap. 3.7.2) wird das Signal noch einmal um einen Faktor 20 verstärkt, so dass im Vergleich zum elektrisch nicht angepassten Modulator eine Steigerung des Modulationssignals um einen Faktor 40 erreicht wird. In Abb. 4.19b erkennt man auch wieder die schon bei den Eielektrodentransducern beobachteten Stufen in der ansteigenden Flanke des Diodensignals, die von den Reflexionen an der Unterseite des Objektträgers hervorgerufen werden. Die Stufenbreite beträgt hier etwa 600 ns, da für die Herstellung der Multielement-Transducer dünnere Objektträger verwendet wurden als zur Herstellung der Transducer mit einer Elektrode. Die relativ lange Anstiegszeit von etwa 2  $\mu$ s deutet auf das Vorhandensein einer Resonanz hin, die die relativ große Signalamplitude erklärt. Es handelt sich wohl um die achtfache Frequenz der Grundresonanz von 22 MHz.

Vergleicht man die Form des Signals in Abb. 4.19b mit der in Abb. 4.19a, so erkennt man einen stark unterschiedlichen Kurvenverlauf. Während in Abb. 4.19a die Form des anregenden RF-Pulses in der Signalkurve reproduziert wird, beobachtet man in Abb. 4.19b zunächst einen starken Anstieg des Signals, das dann aber noch während der Anregepuls andauert, wieder abfällt und einen niedrigeren Wert annimmt. Nach dem Abklingen der Anregung fällt das Signal wieder auf Null ab. Dieses Verhalten ist folgendermaßen zu erklären: Durch das effiziente Anpassnetzwerk wird mehr Leistung in den Transducer eingekoppelt. Das führt zu einer schnellen und starken Erwärmung des Bauteils, die dazu führt, dass sich durch thermische Ausdehnung die Dicke des Transducers verändert und somit dessen Resonanzfrequenz verschoben wird. So klingt die durch Resonanz verursachte große Signalamplitude mit der akustischen Resonanz selbst ab und man beobachtet nur noch die offresonant verursachte Polarisationsdrehung.



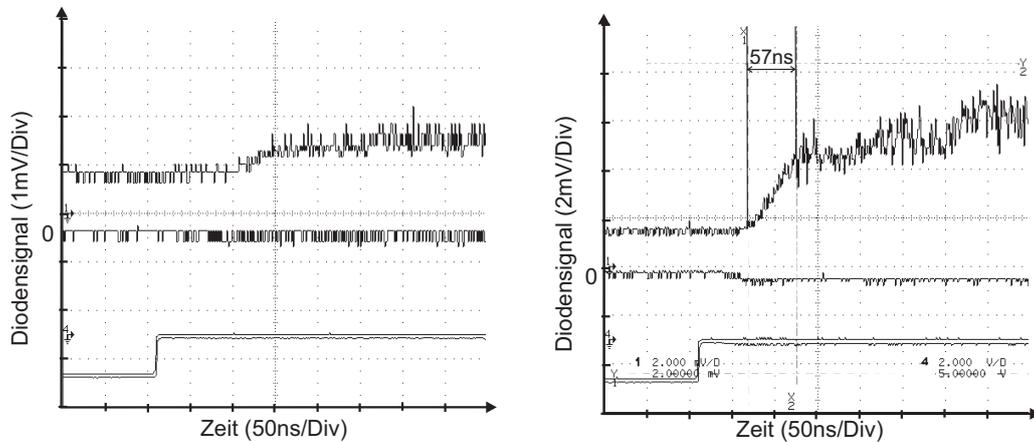
**(a)** Screenshot der Messung bei 173,8 MHz mit einem Pi-Transformator als Anpassschaltung (siehe Abb. 3.15). Man erkennt eine relativ lange Anstiegszeit von etwa  $2\ \mu\text{s}$ , was auf einen Resonanzeffekt hindeutet. Der Kontrast beträgt 1:3. Die untere Kurve zeigt den anregenden Ultraschallpuls, die obere das mit der Photodiode detektierte Signal. Die Einheiten sind  $2\ \mu\text{s}$  horizontal und  $1\ \text{mV}$  vertikal.

**(b)** Screenshot der Messung bei 173,8 MHz mit einem Parallelnetzwerk (siehe Abb. 3.16). Man erkennt eine deutlich vergrößerte Signalamplitude mit einem Kontrast von 1:60 (man beachte die Einteilung der Ordinate!) als bei der Messung mit dem Pi-Transformator. Hier kann man auch wieder einen leicht stufenförmigen Anstieg des Messsignals beobachten. Die untere Kurve zeigt den anregenden Ultraschallpuls, die obere das mit der Photodiode detektierte Signal. Die Einheiten sind  $2\ \mu\text{s}$  horizontal und  $20\ \text{mV}$  (!) vertikal.

**Abbildung 4.20:** Screenshots einer Messung an einem Modulator mit einem Multi-elementtransducer mit einer  $8\ \mu\text{m}$  dicken Zinkoxidschicht bei 173,8 MHz mit einer Serienanpassschaltung (a) und einem Parallelnetzwerk (b)

Mit Hilfe der Parallelnetzwerke gelang es auch, die Effizienz des Modulators auf 6% zu steigern, was vorher nicht erreicht werden konnte. Ein Wert von 70%, wie er mit den akustooptischen Modulatoren erreicht wurde, konnte allerdings nicht realisiert werden. Und selbst dieser Wert von 6% wird nur durch das Vorhandensein der Resonanz ermöglicht und wird daher mit einer langen Anstiegszeit erkauft.

Kürzere Anstiegszeiten können auch hier nur offresonant erzielt werden. Allerdings sind dort, wie schon oben beschrieben, die Signalamplituden deutlich kleiner. Ohne Anpassnetzwerke waren bei diesen Frequenzen keine Modulationseffekte beobachtbar. Abbildung 4.21 zeigt Ergebnisse einer Messung bei 169,2 MHz mit einem PI-Transformator (4.20a) und mit Parallelnetzwerk (4.20b). Auch bei dieser Frequenz zeigt sich, dass die Verwendung der parallelen Anpassschaltung eine signifi-



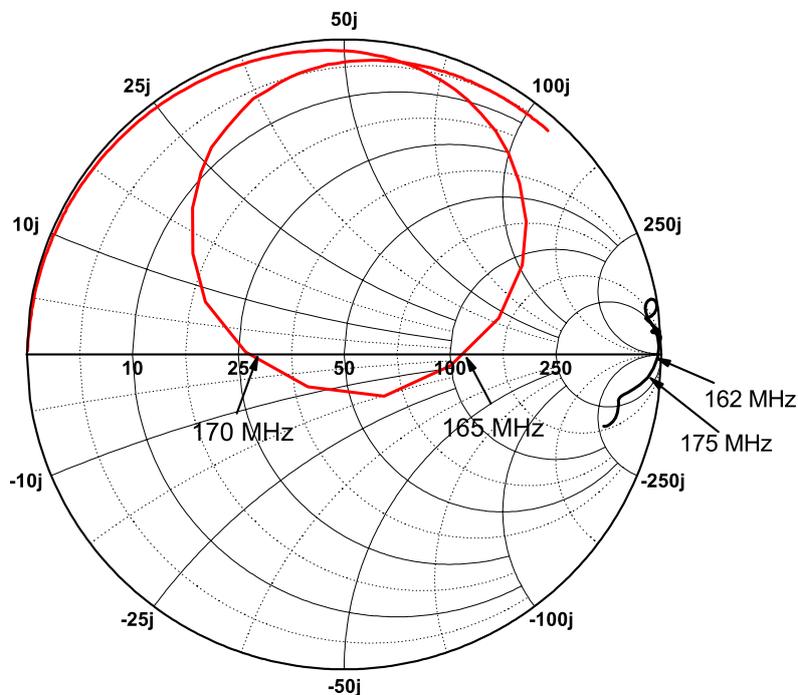
(a) Screenshot der Messung bei 169,2 MHz mit einem Pi-Transformator als Anpassschaltung (vgl. Abb. 3.15). Man erkennt eine im Vergleich zu Abb. 4.20 deutlich reduzierte Anstiegszeit von etwa 57 ns. Allerdings ist auch die Signalamplitude stark reduziert (1:1,3). Ohne Anpassschaltung konnte bei dieser Frequenz keine Modulation detektiert werden. Die untere Kurve zeigt den anregenden Ultraschallpuls, die obere das mit der Photodiode detektierte Signal. Die Einheiten sind 50 ns horizontal und 1 mV vertikal.

(b) Screenshot der Messung bei 169,2 MHz mit einem Parallelnetzwerk (vgl. Abb. 3.16). Man erkennt eine um einen Faktor zehn vergrößerte Signalamplitude (Kontrast 1:4) (man beachte die Einteilung der Ordinate!) als bei der Messung mit dem Pi-Transformator. Die untere Kurve zeigt den anregenden Ultraschallpuls, die obere das mit der Photodiode detektierte Signal. Die Einheiten sind 50 ns horizontal und 2 mV vertikal.

**Abbildung 4.21:** Screenshots einer Messung an einem Modulator mit einem Multielementtransducer mit einer  $8\ \mu\text{m}$  dicken Zinkoxidschicht bei 169,2 MHz mit einem Pi-Transformator (a) und einem Parallelnetzwerk (b)

kante Verbesserung der Modulation nach sich zieht. Das Modulationssignal wird um einen Faktor zehn verstärkt. In der Abbildung 4.20b erkennt man, dass die Nulllinie einen kleinen Ausschlag in Richtung der negativen Spannung macht. Dies kann damit erklärt werden, dass elektromagnetische Streufelder in die Photodiode koppeln und so diese Auslenkung verursachen.

Den Einfluss der Anpassnetzwerke auf die Impedanz des Bauteils zeigt eindrucksvoll Abbildung 4.22. Es wurde die Impedanz zwischen 1 MHz und 200 MHz mit dem Netzwerkanalysator untersucht. Die rote Kurve in der Abbildung zeigt den Impedanzverlauf bei der Verwendung eines Parallelnetzwerks, die schwarze Kurve repräsentiert den Verlauf ohne Anpassschaltung. Man erkennt, dass ohne Anpassschaltung die Impedanz im Frequenzbereich zwischen 162 MHz und 175 MHz sehr groß ist und einen großen kapazitiven Belag aufweist (die Kurve verläuft im unteren

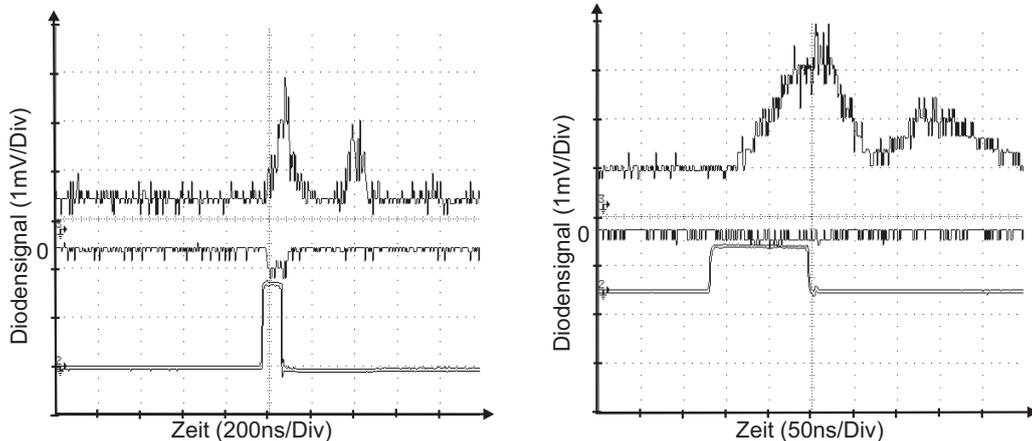


**Abbildung 4.22:** *Smith-Chart einer Messung an einem Multielementtransducer zwischen 1 MHz und 200 MHz. Die rote Kurve zeigt den Impedanzverlauf mit einem Parallelnetzwerk, das für eine Frequenz von etwa 170 MHz dimensioniert wurde. Die schwarze Kurve repräsentiert den Verlauf ohne Anpassschaltung. Man erkennt bei der roten Kurve die Resonanzschleife der gesamten Anordnung aus Halterung, Transducer und Anpassschaltung, die zwischen 165 MHz und 170 MHz etwa einem realen Widerstand von 50 Ohm entspricht. Mit Hilfe des regelbaren Kondensators (vgl. Abb. 3.16) konnte während der Experimente noch ein Feinabgleich durchgeführt werden, um das Messsignal zu maximieren.*

Teil des Smith-Charts; vgl. Kap. 3.6.2). Es ist also nicht verwunderlich, dass ohne Anpassung nur kleine Modulationssignale messbar sind.

Der Verlauf der roten Kurve, die mit einer Anpassschaltung gemessen wurde, zeigt ein stark abweichendes Verhalten. Man erkennt eine Resonanzschleife (vgl. Kap. 4.2.1.2, Abb. 4.10), die eine elektrische Resonanz der gesamten Anordnung aus Halterung, Transducer und Anpassschaltung repräsentiert. Die Größe der Schleife

gibt einen Hinweis auf die Breitbandigkeit der Anpassung: Eine Schleife mit großem Durchmesser wie hier deutet auf eine schmalbandige Anpassung hin, denn eine kleine



(a) Screenshot der Messung bei 316 MHz ohne elektrische Anpassung. Der Anregepuls wurde bei diesen Messungen so kurz gewählt, dass sich keine Stufen durch Reflexionen an der Unterseite des Objektträgers bilden konnten. Dafür erkennt man ein Echo mit einem Abstand von etwa 400 ns. Die untere Kurve zeigt den anregenden Ultraschallpuls, die obere das mit der Photodiode detektierte Signal. Bei der oberen Kurve erkennt man ein negatives Signal beim ersten Puls, das durch elektromagnetische Einstrahlung verursacht wird. Die Einheiten sind 200 ns horizontal und 1 mV vertikal.

(b) Screenshot der Messung bei 316 MHz mit einem Pi-Transformator als Anpassschaltung. Man erkennt kaum eine Vergrößerung der Signalamplitude. Die untere Kurve zeigt den anregenden Ultraschallpuls, die obere das mit der Photodiode detektierte Signal. Auch hier sind die Anregepulse so kurz, dass sich keine Stufen, wohl aber Echos bilden, die einen Abstand von 150 ns haben. Die Anstiegszeit beträgt etwa 55 ns, was darauf hindeutet, dass sich hier keine ausgeprägte Resonanz befindet. Die Einheiten sind 50 ns horizontal und 1 mV vertikal.

**Abbildung 4.23:** Screenshots einer Messung an einem Modulator mit einem Multielementtransducer mit einer  $8\mu\text{m}$  dicken Zinkoxidschicht bei 316 MHz ohne Anpassung (a) und mit einer Serienanpassschaltung (b)

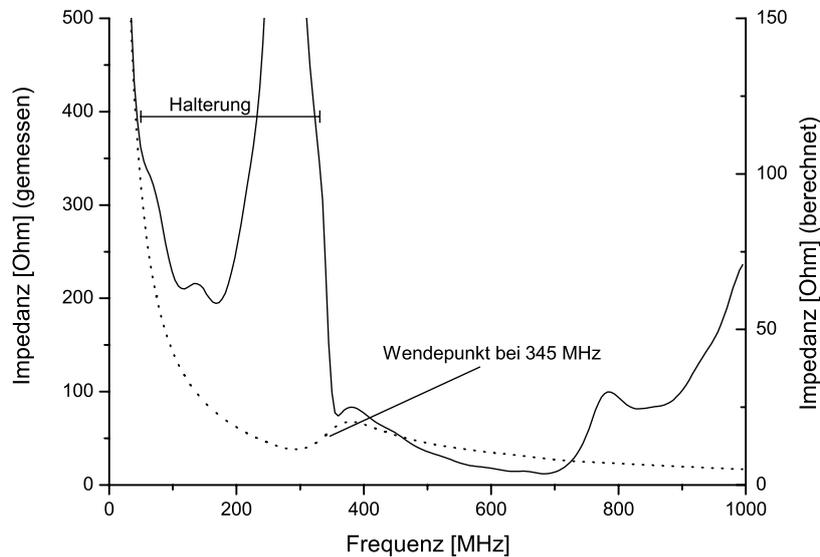
Abweichung von der optimalen Resonanzfrequenz zieht eine große Impedanzänderung nach sich. Dies deckt sich auch mit den Erwartungen, denn eine Anpassung dieser Art ist immer schmalbandig. Die Schaltung war für eine Frequenz von etwa 170 MHz dimensioniert. In diesem Bereich verläuft die Impedanz in der Nähe von 50 Ohm. Durch den Aufbau der Schaltung mit einem regelbaren Kondensator (siehe Abb. 3.16b) konnte das Anpassnetzwerk während der Durchführung des Experiments für jede Frequenz auf das maximale Modulationssignal abgeglichen werden. So konnten auch die Einflüsse der Zuleitungen im Experiment optimal angepasst

werden.

Für die Messungen bei 316 MHz wurde die Anpassschaltung neu dimensioniert, so dass sie jetzt für diese Frequenz eine optimale Anpassung gewährleistete. Allerdings wurden die Messungen nur mit einem Pi-Transformator (siehe Abb. 3.15) durchgeführt. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 4.23. Bei diesen Messungen wurde der Anregepuls so kurz gewählt, dass sich keine Stufen im Signal bilden konnten, da der Puls abgeklungen war, bevor der Schall von der Unterseite des Objektträgers die Glasfaser erreichen konnte. Betrachtet man den ersten Signalpuls in der Abb. 4.22a, so erkennt man auch eine Auslenkung nach unten (Signalamplitude  $< \text{Null}$ ). Diese wird von Streufeldern verursacht, die in die Photodiode einkoppeln. Es kann keine quantitative Aussage über die Höhe der Signalamplitude des ersten Pulses gemacht werden, da diese Streufelder nicht nur ein negatives Signal verursachen, sondern auch zur positiven Signalamplitude einen Beitrag liefern. Die Signalamplitude wird also insgesamt vergrößert. Der zweite Puls, der von einem Echo des anregenden Ultraschallpulses verursacht wird, weist keine Auslenkung nach unten mehr auf, da zu diesem Zeitpunkt ja keine Spannung mehr am Transducer anliegt und somit keine elektrischen Streufelder mehr emittiert werden. Bei der Messung mit der Anpassschaltung werden keine Streufelder detektiert, die gemessene Signalamplitude ist also nur durch die in der Faser induzierte Polarisationsdrehung verursacht. Man kann somit davon ausgehen, dass die Signalamplitude bei der Messung mit der Anpassung größer ist als bei der Messung ohne, auch wenn man in der Abbildung 4.23 zwischen beiden Messungen kaum einen Unterschied erkennen kann.

Abb. 4.24 zeigt den Impedanzverlauf eines Multielement-Transducers aufgetragen als Funktion der Frequenz. Wie schon bei den PVDF-Transducern (vgl. Abb. 4.11) ist auch hier der Kurvenverlauf der berechneten (gepunkteten) und der gemessenen (durchgezogenen) Kurve auf den ersten Blick sehr unterschiedlich. Auch hier werden die Maxima in der gemessenen Kurve zwischen etwa 100 MHz und 350 MHz durch die Halterung und die Zuleitungen verursacht. Dasselbe gilt auch für den Anstieg bei hohen Frequenzen jenseits der 700 MHz. Bei der Messung mit den Multielement-Transducern wurde eine andere Halterung verwendet wie bei den PVDF-Transducern, so dass die gemessenen Kurven in den Abbildungen 4.11 und 4.24 nicht dieselben durch Halterung und Zuleitungen verursachten Resonanzen zeigen (siehe auch Abb. 2.6 und 2.7). Bei etwa 345 MHz erkennt man in der berechneten Kurve die erste Dickenresonanz des Bauteils, die die in einem Wendepunkt in der Kurve auszeichnet. Durch den starken Anstieg der gemessenen (durchgezogenen) Kurve wegen der Resonanz der Halterung ist der Wendepunkt bei der gemessenen Kurve ein wenig zu höheren Frequenzen (etwa 380 MHz) verschoben.

Dass sich die Werte absolut unterscheiden, ist wieder auf die ohmschen Verluste zurückzuführen, die durch die Kontaktfedern der Halterung verursacht werden und im Modell nicht berücksichtigt wurden. Diese ohmschen Verluste würden die berechnete Kurve nach oben verschieben, so dass die Skalen übereinstimmen. Da



**Abbildung 4.24:** Impedanzverlauf für einen Multielementtransducer. Beim aufgetragenen Impedanzwert handelt es sich um den Betrag der elektrischen Impedanz. Die durchgezogene Kurve zeigt die gemessenen, die gepunktete Kurve die berechneten Werte. Die Maxima der gemessenen (durchgezogenen) Kurve zwischen 100 MHz und 350 MHz zeigen Resonanzen an, die von der Halterung verursacht werden. Dasselbe gilt für den Anstieg oberhalb von 700 MHz. Für diese gemessene Kurve gilt die linke y-Achse. Die gepunktete Kurve ist nach dem Masonmodell berechnet, wie es in Kap. 1.3.2 beschrieben ist. Effekte der Halterung sind im Modell nicht berücksichtigt, daher ist der Kurvenverlauf nicht identisch. Für die berechneten Werte gilt die rechte Achse.

für die Diskussion hier nur der Kurvenverlauf relativ zueinander von Bedeutung ist, wurde auf diesen zusätzlichen Parameter in den Simulationen verzichtet. Für die gemessenen Werte gilt die linke, für die berechneten Werte die rechte y-Achse.

Mit den Multielementtransducern wurden auch verschiedene Glasfasern untersucht. Zum einen eine so genannte „D-Shape-Faser“, zum anderen eine polarisationserhaltende Glasfaser vom Typ HB 600 von Fibercore.

Eine „D-Shape-Faser“ besitzt, wie der Name schon sagt, einen D-förmigen Querschnitt, sie ist also an einer Seite angeschliffen. Durch diese ebene Fläche sollte der Ultraschall als ebene Welle in die Faser eingekoppelt werden können. Außerdem war diese Faser deutlich dünner, was zu höheren Resonanzfrequenzen führt und somit

bei höheren Frequenzen eine effiziente Modulation erlauben sollte. Insgesamt stellte sich die Handhabung der Faser als sehr kompliziert heraus, da sie zu dünn für die vorhandenen Faserschneider war. Auch die richtige Orientierung zu finden, also die ebene Seite auf den Transducer zu kleben, war nicht einfach. Eine Modulation konnte nicht nachgewiesen werden. Dies ist wahrscheinlich folgendermaßen zu erklären: Durch das Anschleifen der Faser und dem daraus resultierenden D-förmigen Querschnitt werden in der Faser Spannungen erzeugt, die in der Faser eine permanente (intrinsische) Doppelbrechung erzeugen. Diese Doppelbrechung ist so groß, dass sie durch die kleinen Änderungen, die der Ultraschall induziert, nicht mehr manipuliert werden kann. Die Faser ist polarisationserhaltend geworden.

Eine polarisationserhaltende Glasfaser besitzt interne Spannungen bzw. Asymmetrien, die dafür sorgen, dass die Faser doppelbrechend wird. Das einfallende Licht wird dann im Allgemeinen in zwei Polarisationskomponenten aufgespalten, die sich mit unterschiedlicher Geschwindigkeit ausbreiten. Die Faser besitzt also eine intrinsische Doppelbrechung [29]. Auch mit diesen Fasern konnte keine elastooptische Modulation erzielt werden. Wahrscheinlich ist auch hier - wie bei den D-Shape-Fasern - die intrinsische Doppelbrechung dieser Fasern so groß, dass man diese von außen nicht genügend beeinflussen kann. So ließ sich bei diesen Fasern die Polarisation auch nicht mit dem Polarisationsstellglied manipulieren (vgl. Kap. 2.5), was ja auch durch die Ausübung von Druck und/oder Torsion eine Doppelbrechung induziert. Dafür konnte die Polarisation sehr gut mit Hilfe des Halbwellenplättchens vor der Faser so eingestellt werden, dass es nach dem Polarisationsfilter an der Auskoppelseite zu einer guten Auslöschung kam.

Auch für dieses Kapitel soll eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse den Abschluss bilden:

- Die Reduzierung der Kapazität durch die Hintereinanderschaltung von mehreren kleinen Transducern ermöglicht eine Modulation unter Verwendung höherer RF-Frequenzen. Dies ist eine Voraussetzung für das Erreichen von kurzen Anstiegszeiten.
- Die Anstiegszeiten lassen sich auch bei den hohen Frequenzen nur offresonant unter 100 ns reduzieren, was aber mit kleinen Signalamplituden einhergeht.
- Die Verwendung von elektrischen Anpassnetzwerken für die RF-Versorgung der Transducer führt zu einer signifikanten Erhöhung der Signalamplituden bei gleichbleibender Anstiegszeit.
- So genannte Parallel-Anpassnetzwerke (analog zu einem HF-Transformator) zur Maximierung der eingekoppelten Spannung arbeiten effizienter und ermöglichen Signalsteigerungen von bis zu einem Faktor 50.
- Die untersuchte „D-Shape-Faser“ zeigte keine Modulation.

- Polarisationserhaltende Fasern ermöglichen keine elastooptische Modulation, da ihre intrinsische Doppelbrechung so stark ist, dass die zusätzlich von außen induzierte Asymmetrie zu keiner nennenswerten weiteren Polarisationsdrehung führt.

### 4.2.3 Glasfasern ummantelt mit einem Transducer

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Messungen mit Glasfasern, die von einem direkt aufgebracht Transducer umgeben sind, diskutiert. Wie bei den anderen Transducern auch wurde zunächst ein großer RF-Bereich zwischen 20 MHz und 250 MHz untersucht, um die RF-Frequenzen zu ermitteln, bei denen eine Modulation detektiert werden konnte. Bei RF-Frequenzen um 154 MHz bis 159 MHz und um 183 MHz konnte ein entsprechendes Signal nachgewiesen werden. Abbildung 4.25 zeigt die Ergebnisse der Messungen bei 159,59 MHz (a) und bei 159,71 MHz (b). Die beiden Signale unterscheiden sich deutlich. Bei 159,59 MHz (Abb. 4.24a) erkennt man zunächst einen schnellen Anstieg um etwa 1 mV. Danach steigt die Kurve deutlich langsamer weiter an. Bei 159,71 MHz (Abb. 4.24b) ist nur ein schneller Anstieg zu beobachten, der allerdings eine kleinere Amplitude von nur etwa 0,5 mV aufweist. Dieses unterschiedliche Verhalten lässt sich folgendermaßen erklären: Bei 159,59 MHz lässt sich mehr Leistung in den Transducer einkoppeln, was sich in der höheren Signalamplitude widerspiegelt. Dies verursacht zunächst eine schnelle Drehung der Polarisation (schneller Anstieg des Signals). Dann beginnt sich der Transducer aufzuheizen und er nachfolgende langsame Anstieg wird durch eine thermisch induzierte Polarisationsdrehung verursacht. Da der Transducer bei den hier untersuchten Modulatoren direkt auf der Faser aufgebracht und außerdem auch viel dünner ist, wirkt sich der thermische Effekt schneller aus als bei den planaren Modulatoren. Bei 159,71 MHz kann der Transducer weniger Leistung aufnehmen (Problem der elektrischen Anpassung), was sich in der deutlich reduzierten Signalamplitude widerspiegelt. Die aufgenommene Leistung reicht nicht aus, den Modulator aufzuheizen und es wird keine thermisch induzierte Polarisationsdrehung verursacht. Der langsam ansteigende Teil des Signals fehlt.

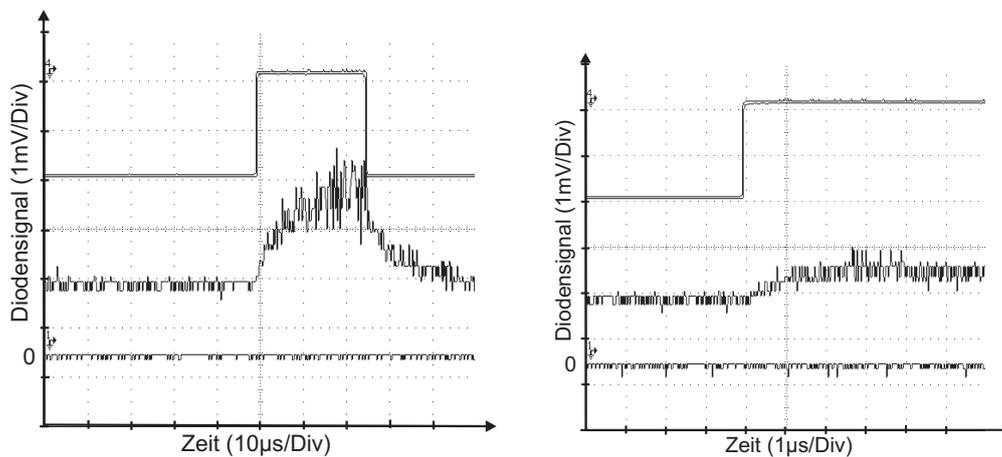
Versuche, die auf die Faser aufgebracht Transducer elektrisch anzupassen, wie es bei den Multielementtransducern effizient gelungen ist, schlugen fehl. Ein Grund dafür ist möglicherweise die extrem hohe statische Kapazität der Bauteile von 13 nF. Dieser hohe Wert wird von der speziellen Geometrie der radial auf die Faser aufgebracht Transducer verursacht. Wie in Kapitel 3.4 beschrieben, ist die Zinkoxid-schicht nur zwischen 1  $\mu\text{m}$  und 3  $\mu\text{m}$  dick. Da die elektrische Kapazität  $C_0$  ansteigt, je dünner die Schichtdicke  $d$  ist ( $C_0 \sim \frac{1}{d}$ ), wird durch die sehr dünnen Schichten eine sehr hohe Kapazität verursacht.

Diese große gemessene Kapazität entspricht bei 180 MHz einer Impedanz von 0,6 Ohm, was de facto einen Kurzschluss darstellt. Dieser große Impedanzunter-

schied zu 50 Ohm kann mit den verwendeten Anpassschaltungen nicht transformiert werden. Der Zuleitungsdraht (siehe Abb. 2.8) wirkt als eine in Serie vorgeschaltete Induktivität, die einen gewissen Anpassungseffekt nach sich zieht, der allerdings nicht sehr effizient ist. Eine Steigerung der Effizienz dieser Modulatoren kann nur durch eine drastische Reduktion der Kapazität der Bauteile erfolgen.

Eine Möglichkeit, die Kapazität zu senken, ist die Folgende: Alle Schichten der Transducer umgeben die Faser komplett. Auch die dünne Zinkoxidschicht (oben in Abb. 3.10) wirkt als Kondensator, da sie auf beiden Seiten von den Elektroden eingeschlossen ist. Da die Schicht aber sehr dünn ist, wird die Kapazität sehr groß. Eine Möglichkeit ist, die obere (äußere) Elektrode nur in dem Bereich der dicken Zinkoxidschicht auf die Faser zu dampfen. Nur dieser Teil der piezoaktiven Schicht trägt ja zur Ultraschallerzeugung bei.

Eine nicht vollständig um die Faser aufgebrachte äußere Elektrode verkompliziert aber die Herstellung der Fasertransducer. Beim Sputtern der Zinkoxidschicht muss die Stelle mit der dicken Schicht markiert werden und diese Markierung muss dann beim Aufdampfen der äußeren Elektrode beachtet werden. Auch beim Einbau



(a) Screenshot der Messung bei 159,59 MHz ohne Anpassung. Die obere Kurve zeigt den anregenden Ultraschallpuls, die untere das mit der Photodiode detektierte Signal. Man erkennt einen relativ langsamen Anstieg, was auf eine Resonanz der Faser hindeutet. Die Einheiten sind  $10\ \mu\text{s}$  horizontal und  $1\ \text{mV}$  vertikal.

(b) Screenshot der Messung bei 159,71 MHz ohne Anpassung. Hier ist das Signal deutlich kleiner als bei 159,59 MHz. Die Resonanz um 159,59 MHz (Abb. a) ist also sehr scharf und schmalbandig. Wie immer ist auch hier im offresonanten Betrieb die Anstiegszeit viel kleiner. Die Anstiegszeit beträgt hier nur etwa  $350\ \text{ns}$ . Die Einheiten sind  $1\ \mu\text{s}$  horizontal und  $1\ \text{mV}$  vertikal.

**Abbildung 4.25:** Screenshots einer Messung an einer besputterten Faser bei 159,59 MHz (a) und bei 159,71 MHz (b)

ist die Orientierung zu beachten, da sonst keine Kontaktierung gewährleistet ist. In der Praxis konnten diese Probleme nur teilweise überwunden werden. So konnten die Fasertransducer zwar hergestellt werden, allerdings stellte sich die Kontaktierung als schwierig heraus. Durch die große Empfindlichkeit der Bauteile brachen sie schnell, was eine detaillierte Untersuchung unmöglich machte. Messungen mit einem Kapazitätsmessgerät zeigten aber, dass die Kapazität deutlich reduziert wurde und nun bei etwa 30 pF lag. Es kann allerdings nicht ausgeschlossen werden, dass sich dieser sehr geringe Wert durch eine Beschädigung des Bauteils ergeben hat.

Zusammenfassend kann man sagen, dass es möglich ist, mit unsymmetrischen Zinkoxidschichten als Transducer die Polarisation in einer direkt bedampften Glasfaser zu manipulieren. Dadurch erspart man sich Klebeschichten und Resonanzen, die im Substrat des planaren Transducers entstehen. Um die empfindlichen Fasern aber technisch einsetzen zu können, müsste man sie vor Biegung und Torsion schützen. Dieser Schutz könnte durch eine Fixierung in einer Halterung gewährleistet werden, in der gleichzeitig auch die Kontaktierung und eine eventuell nötige Anpassschaltung untergebracht werden könnten. Weitere Tests mit dünneren Fasern und anderen Schichtfolgen müssen zeigen, ob sich die Anstiegszeiten weiter verkürzen lassen und durch effizientere Ansteuerung ein offresonanter Betrieb möglich ist, der sich dann durch kürzere Anstiegszeiten auszeichnen würde.

#### 4.2.4 Diskussion und Ausblick

Zum Abschluss dieses Kapitels sollen die Ergebnisse noch einmal verglichen und bewertet werden. Danach werden in einem kurzen Ausblick mögliche Verbesserungen der hier entwickelten Bauteile vorgestellt.

Die mit den akustooptischen Modulatoren erzielten Ergebnisse sind für eine Anwendung zur Bildprojektion mit einer Auflösung, wie sie das HDTV aufweist, geeignet. Mit einer Anstiegszeit von etwa 10 ns und einer Modulationseffizienz von bis zu 70% genügen sie den Ansprüchen. Allerdings wird eine technische Anwendung dadurch erschwert, dass man auf eine Freistrahkonstruktion angewiesen ist. Das Licht muss also nach der Modulation gegebenenfalls wieder in eine Glasfaser eingekoppelt werden, um es zum Projektionskopf zu leiten. Dies macht eine sehr stabile und damit wohl schwere und aufwendige Konstruktion nötig.

Wesentlich einfacher wäre die technische Realisierung, wenn man das Licht direkt in der Glasfaser modulieren könnte. Im Rahmen dieser Arbeit wird dazu der elastooptische Effekt genutzt. Allerdings konnten noch mit keinem Bauteil die erforderlichen Spezifikationen für eine Anwendung in einem HDTV Projektor erfüllt werden. So gelang es entweder, kurze Anstiegszeiten unter 20 ns zu realisieren oder eine relativ große Modulationseffizienz zu erzielen. Beides zusammen ließ sich jedoch nicht erreichen.

So konnte mit den 28  $\mu\text{m}$  dicken PVDF-Transducern eine effiziente Modulation

bei einer RF-Frequenz von 22 MHz erreicht werden. Die Anstiegszeit betrug aber 760 ns bei einem Kontrast von 1:40 und einer Modulationseffizienz von etwa 10 %. Durch die Verwendung von 9  $\mu\text{m}$  dicken Folien konnte die Anstiegszeit auf etwa 100 ns reduziert werden, allerdings reduzierte sich dadurch das Kontrastverhältnis auf 1:6. Die am effizientesten funktionierende RF-Frequenz betrug hier 70 MHz.

Für eine Anwendung als Modulator für Head-Up-Displays in Fahrzeugen könnten die erreichten Ergebnisse aber ausreichen. Um die wichtigsten Parameter wie die aktuelle Geschwindigkeit oder z. B. Frostwarnungen anzuzeigen, könnte eine Auflösung von  $350 \times 350$  Bildpunkten mit einer Wiederholfrequenz von 10 Hz genügen. Dafür würden Anstiegszeiten von 800 ns ausreichen. Bei der Verwendung von 28  $\mu\text{m}$  dicken PVDF-Folien und einer Standardfaser mit 125  $\mu\text{m}$  Dicke ergaben sich bei der Resonanzfrequenz von 22 MHz Anstiegszeiten von 760 ns mit sehr hoher Signalamplitude und gutem Kontrastverhältnis (Kap. 4.2.1). Als Lichtquelle könnte eine kompakte Laserdiode zum Einsatz kommen, die das Licht direkt in eine angebaute Glasfaser emittiert („pigtailed laser diode“). Als Ablenkeinheit für das modulierte Licht könnte eine Anordnung von deformierbaren Spiegeln zum Einsatz kommen, so dass man ein kompaktes, robustes und vor allem leichtes Gesamtpaket in Fahrzeuge einbauen könnte.

Kürzere Anstiegszeiten können nur erreicht werden, wenn man die RF-Frequenzen erhöhen könnte, was nur durch eine drastische Reduzierung der Kapazität der Bauteile möglich ist. Durch die höheren Treiberfrequenzen könnte bei der Verwendung von dünneren Fasern deren Dickenresonanz genutzt werden. Der Resonanzeffekt führt zu höheren Signalamplituden. Bedingt durch die geringere Dicke der Fasern können dann kürzere Anstiegszeiten selbst im Resonanzfall erreicht werden. Spezielle Halterungen, bei denen die Faser in einem Harz eingebettet wird [47], können die empfindlichen Fasern vor Brüchen zu schützen.

Um flexibler im Bauteildesign zu sein, wurde als piezoaktives Material Zinkoxid verwendet, das in der Optikwerkstatt gesputtert werden konnte. Auch bei diesen Bauteilen wurde die Modulationsfrequenz durch die Kapazität limitiert. Zur Reduzierung des beobachteten unerwünschten Effektes der thermisch induzierten Polarisationsdrehung, wurden Transducer mit Messingsubstraten hergestellt, die aber keine nennenswerte Verbesserung zeigten. Eine Modulation konnte nur bei Frequenzen erzielt werden, die den Dickenresonanzen der Glasfaser entsprachen. Dabei ergaben sich unter Ausnutzung der Resonanz bei 22 MHz ein Kontrastverhältnis von 1:3 bei einer Anstiegszeit von 3  $\mu\text{s}$ , die nötig ist, um die Resonanz aufzubauen.

Höhere Modulationsfrequenzen wurden dadurch erreicht, dass die Kapazität der Bauteile reduziert wurde. Anstelle eines einzigen langen Transducers wurden mehrere kleine hintereinandergeschaltet (vgl. Kap. 4.2.2.2). Dadurch konnte eine Modulation bei Treiberfrequenzen von bis zu 360 MHz realisiert werden. Allerdings traten auch hier konstruktionsbedingt Reflexionen von der Unterseite des Objektträgers auf. Diese könnten durch eine Wolframschicht unterhalb der unteren Elektrode stark

reduziert werden, die aber technisch nicht realisiert werden konnte. Bei der Verwendung von entsprechend dimensionierten Anpassnetzwerken wurden Kontrastverhältnisse von 1:60 bei einer Modulationseffizienz von 6 % erreicht.

Ein weiterer Ansatz sind die mit einem Transducer ummantelten Glasfasern. Durch das direkte Aufbringen des Transducers auf die Faser entfallen Klebeschichten und der Schallgeber ist direkt an die Faser gekoppelt. Außerdem werden die unerwünschten Reflexionen an der Unterseite des Objektträgers vermieden (vgl. Kap. 4.2.2.1), so dass, wie bei den PVDF-Modulatoren, die gesamte Schalleistung direkt der Modulation zur Verfügung steht. Durch die extrem hohen elektrischen Kapazitäten der Transducer konnten keine effizienten Anpassnetzwerke dimensioniert werden, so dass die erreichten Signalamplituden sehr klein waren. Der Kontrast betrug 1:1,4 bei einer Anstiegszeit von 350 ns. Auch bei den Modulatoren mit direkt auf die Faser aufgebracht Transducern wurde eine thermisch induzierte Polarisationsdrehung beobachtet.

Neben den in dieser Arbeit untersuchten Modulationskonzepten können auch andere Techniken angewandt werden. Ein völlig anderer Ansatz ist beispielsweise der Folgende: Um eine schnelle und effiziente Modulation zu erreichen, werden in der Telekommunikation Bauteile verwendet, die eine akustische Oberflächenwelle erzeugen. An dieser wird wie an einem optischen Gitter das einfallende Licht gebeugt [48], [49]. Die Oberflächenwelle kann auch einen planaren dünnen Wellenleiter deformieren und so die Intensität des darin geführten Lichts modulieren [50], [51]. Man könnte sich auch vorstellen, eine Glasfaser auf ein Substrat zu kleben, auf dem eine Oberflächenwelle läuft, und mit dieser eine Modulation mit Hilfe des elastooptischen Effekts zu erzielen [52].

Die Anwendung der Wellenleiter wird allerdings dadurch limitiert, dass sie bei hohen Lichtleistungen, wie sie bei der Bildprojektion nötig sind, zerstört werden.

Auch so genannte photonische Fasern besitzen das Potenzial, für die Modulation benutzt zu werden. Dabei handelt es sich um Glasfasern, die parallel zu ihrer Längsrichtung von Löchern durchzogen sind [53]. In einzelne Löcher könnte man Elektroden einführen und so das Licht elektrooptisch modulieren. Dieser Effekt ist auch schon in Fasern aus Polymeren [54] und Glasfasern untersucht worden.

Die spezielle Struktur der photonischen Fasern mit ihren Löchern lässt akustische Resonanzen entstehen, die die Wechselwirkung zwischen Licht und Schall verstärken können und somit eine effizientere Modulation erlauben [55], [56].

Das Ziel einer schnellen Modulation von Licht in einem Lichtleiter ohne die Verwendung von Interferometern und ähnlichen komplizierten technischen Details ist nach wie vor ein wichtiges Ziel. Neue Entwicklungen in der Fasertechnik aber auch bei den Herstellungsverfahren von piezoaktiven Schichten, lassen auf viele interessante und technisch leicht anwendbare Bauteile hoffen.

# Zusammenfassung

Zentrales Thema der vorliegenden Arbeit ist die schnelle Intensitätsmodulation von intensivem Laserlicht, wie sie zum Beispiel für eine Bildprojektion mittels eines Lasers nötig ist. Herkömmliche Modulatoren, wie sie in der Telekommunikation eingesetzt werden, sind dafür nicht geeignet, da zum einen der mit ihnen erreichte Kontrast nicht ausreichend ist. Zum anderen werden die dort verwendeten Wellenleiterstrukturen durch die bei der Bildprojektion nötigen hohen Lichtintensitäten zerstört. Zur Realisierung einer Modulation bei hohen Laserleistungen wurden unterschiedliche Konzepte entwickelt und untersucht. Dabei wurde auf zwei grundlegend unterschiedliche Wechselwirkungsmechanismen zurückgegriffen; zum einen auf die Akustooptik und zum anderen auf die Elastooptik.

Zunächst wurden Experimente mit handelsüblichen akustooptischen Modulatoren durchgeführt. Bei diesem Prinzip wird eine Lichtwelle in einem Kristall an einer Schallwelle gebeugt. Das dabei in unterschiedliche Ordnungen gebeugte Licht kann als modulierte Signal genutzt werden. Die Anstiegszeit des modulierten Signals, also die Zeit, die vergeht, bis das Signal von 10% auf 90% seines Maximalwertes angestiegen ist, ist bei den akustooptischen Modulatoren durch die Breite des Fokus der Lichtwelle bestimmt. Anschaulich kann man sich vorstellen, dass die Front der Schallwelle einmal vollständig durch den Fokus laufen muss, um das Licht zu modulieren. Üblicherweise verwendet man zur Fokussierung des Lichtes sphärische Linsen, wobei bei kleinen Fokusburchmessern (also bei kurzbrennweitigen Linsen) die Intensität des Lichtes stark ansteigt. Dies kann bei Laserleistungen im 1-Watt-Bereich dazu führen, dass der Laserstrahl aufgrund thermischer Linsen sein Gaußprofil verliert und stark aufgeweitet wird. Diesen Effekt nennt man „thermal blooming“. Bei den benötigten Lichtstärken trat dieser Effekt bereits auf, so dass eine Wiedereinkopplung des Strahls in eine Glasfaser unmöglich war.

Um dieses Problem in den Griff zu bekommen, wurden Zylinderlinsen eingesetzt. Der Fokus einer Zylinderlinse ist elliptisch, wobei die mittlere Leistung durch die relativ große Länge der großen Halbachse gegenüber einem sphärischen Punktfokus deutlich reduziert wird. Dadurch wird das „thermal blooming“ verhindert. Durch eine präzise Justierung der großen Halbachse des Fokus senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Schallwelle konnte die Anstiegszeit dennoch kurz gehalten werden. Nach

der Modulation sorgt eine zweite Zylinderlinse, die parallel zur ersten orientiert sein muss, dafür, dass der Strahl wieder sein ursprüngliches Gaußprofil annimmt.

Mit dieser Anordnung konnten Anstiegszeiten von knapp unter 10 ns erreicht werden. Die Beugungseffizienz, also der Anteil des einfallenden Lichts, der in die erste Ordnung, für die das System optimiert wurde, gebeugt wird, betrug 64%. Der Kontrast, also das Verhältnis zwischen dunkel und hell, betrug 1/600. Diese Daten wurden mit einer Zylinderlinse der Brennweite 4 cm erreicht, was sich als die optimale Brennweite in Bezug auf Funktion und Justierbarkeit herausstellte.

Diese Werte können noch verbessert werden, indem man Modulatoren mit einer möglichst hohen Schallgeschwindigkeit verwendet, um die Anstiegszeit zu reduzieren. Der Kontrast lässt sich verbessern durch eine möglichst hohe Ultraschallfrequenz, die zu einer größeren räumlichen Trennung der ersten Beugungsordnung von der nicht gebeugten nullten Ordnung führt.

Die oben beschriebene Modulationstechnik mit Zylinderlinsen und akustooptischen Modulatoren zieht einen beträchtlichen Justieraufwand nach sich. Im Rahmen einer praktischen Anwendung eines Laserprojektors wird das Licht in der Regel in einer Glasfaser zu einem Projektionsspiegel geführt. Es muss also bei dem oben beschriebenen Konzept nach der Freistrahlanordnung zur Modulation (wieder) in eine Faser eingekoppelt werden. Daher würde es eine große Vereinfachung bedeuten, wenn man das Licht direkt in der Glasfaser modulieren würde. Um dies zu erreichen, wurden piezoelektrische Dickenschwinger (Transducer) hergestellt, die eine Ultraschallwelle erzeugen. Auf diese Transducer wurde eine Glasfaser so aufgeklebt, so dass der erzeugte Ultraschall durch die Faser lief. Dabei wird, da Schallwellen Longitudinalwellen darstellen, die Glasfaser gestaucht und gedehnt. Durch diese mechanischen Kräfte wird in der Faser eine Doppelbrechung induziert, die dafür sorgt, dass unter Schalleinfluss die Polarisationssebene des in der Faser geführten Lichtes gedreht wird. Durch die Verwendung von entsprechend orientierten Polarisationsfiltern kann so eine Intensitätsmodulation erreicht werden.

Die erste Gruppe von Transducern, die entwickelt wurden, bestanden aus einer piezoaktiven Polymerfolie (Polyvinylidenfluorid; PVDF), auf die beidseitig Elektroden aufgedampft wurden. Es standen Folien mit Dicken von 9  $\mu\text{m}$  und 28  $\mu\text{m}$  zur Verfügung. Die aufgedampften Elektroden konnten durch die Verwendung von Masken in verschiedenen Formen und Dicken ausgeführt werden.

Bei den Experimenten mit den Modulatoren mit einem PVDF-Transducer zeigte sich, dass sich bei Frequenzen, die Dickenresonanzen der Bauteile oder der Glasfaser entsprechen, eine effiziente Modulation beobachten ließ. So ergab sich bei den 28  $\mu\text{m}$  dicken Folien eine intensive Modulation bei 22 MHz. Diese Frequenz entspricht zum einen der ersten Dickenresonanz des Bauteils, das heißt die Schallabstrahlung wird bei dieser Frequenz maximal. Gleichzeitig besitzt auch die Faser bei dieser Frequenz ihre erste Dickenresonanz. Man erreicht bei dieser Frequenz deshalb ein starkes Modulationssignal. Allerdings war die Anstiegszeit relativ lang und betrug etwa 760 ns.

Diese Zeit wurde benötigt, um die stehenden Wellen aufzubauen. Bei dieser Frequenz ergab sich ein Kontrast von 1:35 bei einer Effizienz von etwa 10 %.

Bei den Modulatoren mit Transducern aus der dünneren Folie ist dieses ausgeprägte Resonanzverhalten ebenso beobachtbar. Allerdings liegt die am effizientesten anregbare Frequenz, bei der die Modulation am besten funktioniert, hier bei etwa 70 MHz. Bei dieser Frequenz liegt zum einen die erste Dickenresonanz des Transducers, zum anderen entspricht diese Frequenz dem dritten Oberton der Dickenresonanz der Glasfaser. Die höhere Frequenz führt zu reduzierten Anstiegszeiten von etwa 100 ns, was aber immer noch um einen Faktor zehn höher ist als bei den akustooptischen Modulatoren. Hier war der Kontrast im Vergleich zu den Modulatoren mit den dickeren Folientransducern deutlich reduziert und betrug nur 1:3. Die Effizienz lag im Promillebereich. Durch die Verwendung einer elektrischen Anpassschaltung konnten der Kontrast und die Effizienz um einen Faktor drei gesteigert werden, ohne dass sich die Anstiegszeit verlängert hat.

Die zweite Gruppe von Transducern bestand aus solchen, die als piezoaktive Schicht eine Zinkoxidschicht aufwiesen. Diese Schicht konnte an der Universität gesputtert werden. Dabei wurden verschiedene Sputterparameter variiert und mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskops untersucht. Es wurden die gleichen Masken zum Aufdampfen der Elektroden verwendet wie bei den PVDF-Bauteilen.

Bei den Experimenten mit Modulatoren, die einen Transducer mit nur einer Elektrode besitzen, stellte sich zunächst ein wichtiges Problem heraus, das die Leistungsfähigkeit der Bauteile limitierte: Die elektrische Kapazität der Bauteile war so hoch, dass sie bei Frequenzen von über 100 MHz nicht mehr angeregt werden konnten. Dadurch konnte die erste Dickenresonanz der Bauteile, die je nach verwendeter Schichtdicke zwischen 533 MHz (6  $\mu\text{m}$  ZnO) und 266 MHz (12  $\mu\text{m}$ ) lag, nicht mehr angeregt werden. Somit standen nur die Dickenresonanzen der Faser zur Verfügung, um eine möglichst effiziente Modulation zu erreichen. Der maximale Kontrast wurde bei einer Ultraschallfrequenz von 22 MHz beobachtet, also bei der ersten Dickenresonanz der Glasfaser. Er betrug 1:3 bei einer Effizienz im Promillebereich.

Zur Reduktion der Kapazität wurde ein neues Konzept entwickelt. Die Modulatoren wurden von mehreren kleinen Transducern, die hintereinander geschaltet wurden, angeregt. Dadurch konnte die Gesamtkapazität der Anordnung um eine Größenordnung auf unter 50 pF gesenkt werden. Dies führte zu einer Steigerung der RF-Frequenz, die eine Modulation ermöglichte, auf bis zu 360 MHz. Allerdings konnten auch in den hohen Frequenzbereichen nur die Resonanzstellen der Bauteile bzw. der Faser effizient angeregt werden. So konnte bei 174 MHz ein Kontrast von etwa 1:2 mit einer Modulationseffizienz im Promillebereich beobachtet werden. Durch die Verwendung von Anpassnetzwerken konnte der Kontrast auf 1:20 gesteigert werden bei einer Modulationseffizienz von 6 %.

Die oben erwähnten Anpassnetzwerke sollten die Eingangsimpedanz des Modulators auf 50 Ohm transformieren, um effizient die RF-Leistung in den Modulator

einkoppeln zu können. Eine Analyse der (komplexen) Impedanz der Bauteile mit einem Netzwerkanalysator ermöglichte mit den daraus gewonnenen Erkenntnissen die Dimensionierung von solchen Anpassnetzwerken. Durch ihre Verwendung wurde auch eine offresonante Anregung der Modulatoren möglich, was zu einer erheblichen Verkürzung der Anstiegszeiten auf unter 20 ns führte. Allerdings wurde kaum ein Kontrast von 1:2 erreicht.

Alle bisher beschriebenen Bauteile haben einen Nachteil: Es handelt sich bei ihnen um planare Strukturen, auf die eine Glasfaser mit Sekundenkleber aufgeklebt werden muss. Dieser Klebeprozess ist insbesondere bei sehr schmalen Elektroden schwierig. Eine noch kompaktere Alternative stellen Modulatoren dar, bei denen der Transducer radial auf die Glasfaser aufgebracht wird.

Um eine Anisotropie in der Faser zu erzeugen und so eine Doppelbrechung zu induzieren, muss darauf geachtet werden, dass die Ummantelung der Faser mit dem Transducer nicht symmetrisch ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf einer Seite der Faser eine deutlich dickere piezoaktive Schicht aufgebracht. Dieser Teil der Schicht wurde zu Schwingungen angeregt, die den Ultraschall erzeugten. Der Rest der Faser wurde mit einer viel dünneren Schicht besputtert, die nur als Isolations-schicht zwischen den beiden Elektroden diente. Durch die geringere Dicke konnte sie bei der untersuchten Frequenz nicht anschwingen.

Auch mit diesen Bauteilen konnte eine elasto-optische Modulation nachgewiesen werden. Die Herstellung stellte sich aber als relativ kompliziert heraus und die bedampften Fasern waren sehr empfindlich. Es zeigte sich auch hier ein ausgeprägtes Resonanzverhalten mit relativ langen Anstiegszeiten von etwa 2  $\mu$ s mit einem Kontrast von 1:1,6. Offresonant wurde eine Anstiegszeit von etwa 700 ns beobachtet, bei einem Kontrast von 1:1,4. Eine elektrische Anpassung konnte nicht konzipiert werden, da die elektrischen Kapazitäten zu hoch waren, um eine Anpassung dimensionieren zu können. Diese hohe Kapazität kann mit der asymmetrischen Ummantelung der Glasfaser erklärt werden. Die Kapazität steigt an, je dünner die Schicht zwischen den Elektroden ist, die an der dünnsten Stelle nur etwa 1  $\mu$ m dick war. Bei den planaren Strukturen war die Schicht mindestens 8  $\mu$ m dick.

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass es möglich ist, Licht in einer Glasfaser elasto-optisch in seiner Intensität zu modulieren. Für eine technische Anwendung müssen allerdings die Transducer weiter optimiert werden. Insbesondere ist eine weitere Reduktion der Kapazität nötig, um eine optimale elektrische Anpassung an den Treiber zu ermöglichen. Kurze Anstiegszeiten im ns-Bereich sind nur offresonant erreichbar. Die damit verbundene geringere Modulationseffizienz muss durch höhere Effizienz der Bauteile aber auch der elektrischen Anpassung überkompensiert werden. Dazu muss z. B. der Herstellungsprozess der piezoaktiven Schicht weiter verbessert werden, um ein optimales Schichtwachstum zu erhalten.

Die Ergebnisse der Arbeit legen nahe, Modulatoren zu realisieren, die aus mehreren kleinen Transducern bestehen, da dadurch die Gesamtkapazität drastisch redu-

ziert wird. Als piezoaktives Material sollten dünne ( $4\mu\text{m}$ ) Folien aus einem PVDF-Copolymer zum Einsatz kommen, die ihre maximale Schallabstrahlung bei 150 MHz erreichen. Bei Zinkoxid müsste man für diese Frequenzen Schichtdicken von etwa  $20\mu\text{m}$  sputtern, was technisch nicht realisierbar ist. Das Copolymer ist doppelt so effizient in der Umwandlung von elektrischer Leistung in mechanische wie PVDF. Im Rahmen dieser Arbeit war die Realisierung eines solchen Modulators nicht möglich, da die entsprechenden Folien nicht verfügbar waren und die Kontaktierung der einzelnen Folientransducer nicht trivial ist.



# Summary: Piezoelectric Transducers for elastooptic Modulation in optical fibers.

The central topic of this work is the fast intensity modulation of laserlight with high intensities, which is an important issue for image projection using a laser as light source. Common modulators like those used for telecommunication are not suitable for this use for two main reasons. Firstly, the achievable contrast ratio is too small and secondly the employed waveguide structures of these devices are destroyed by the high laser powers. To achieve this kind of modulation, different techniques were investigated. In the context of this work, two different effects were used, acoustooptics and elastooptics.

As a first step, commercially available acoustooptic modulators were tested. Here the incoming lightwave is diffracted by an ultrasonic wave. The resulting diffracted orders of light can be used as the modulated signal.

The rise time of the modulated signal is defined as the time the signal needs to rise from 10 % of its maximum value to 90 %. For the acoustooptic interaction the rise time is determined by the focal diameter of the light beam. A first assumption could be that the wavefront of the sound wave has to pass the entire light beam before a modulation takes place.

The use of spherical lenses to focus the light in the modulator leads to a strong increase of intensity in the focus, especially when lenses with short focal lengths are employed. For high laser powers in the one watt regime this can lead to the loss of the beam's initial gaussian profile and the broadening of the beam. This effect is caused by thermal lenses and is called „Thermal Blooming“. The laser powers used in the experiments described here were high enough to generate „Thermal Blooming“ which makes it impossible to couple the modulated light into an optical fiber efficiently.

This problem could be avoided by using cylindrical lenses. The focus of a cylindrical lens is elliptical. The light intensity in the focus is reduced by the relatively large length of the semi-major axis compared to the small diameter of the spherical

focus. This intensity reduction is enough to avoid thermal blooming. Short rise times could be achieved by a precise calibration of the semi-major axis perpendicular to the direction of the propagation of the ultrasonic wave. After the diffraction, both beams traversed a second cylindrical lens parallel to the first one. This second lens reestablished the initial gaussian profile of the beams.

With this technique, rise times of slightly under 10 ns could be achieved. The diffraction efficiency, which is defined as the ratio of light being diffracted into first order compared to the total incoming light, was 64 %. The contrast ratio, which is the ratio between the intensity of the off-state compared to the on-state was 1/600. These data were achieved with a cylindrical lens with a focal length of 4 cm, which turned out to be the optimal focal length with respect to function and alignment.

The values for the rise time could be improved by using modulators with a higher speed of sound. The contrast ratio could be improved by using modulators with higher ultrasonic frequencies. The higher frequencies lead to a larger spacial separation of the diffracted orders.

The above-mentioned technique requires a large effort of adjustment and calibration. Used in a modulation device, the laser light is guided to the projection mirror in an optical fiber. Using the technique explained above, the light has to be coupled into a fiber after the modulation process. Therefore, it would be a huge simplification if the light could be modulated directly inside the fiber. To achieve this, piezoelectric transducers were produced to generate an ultrasonic wave. An optical fiber was glued onto these transducers so that the ultrasonic wave traversed the fiber. This sound wave compresses and stretches the fiber material, which leads to the formation of birefringence in the fiber. This birefringence changes the state of polarisation of the guided light in the fiber. Using a properly aligned polarisation filter enables one to modulate the intensity of the light in the fiber.

The first group of transducers that was developed was made of a polymer foil (polyvinylidenefluoride, PVDF) which was metallized on both sides. The available foils were 9  $\mu\text{m}$  and 28  $\mu\text{m}$  thick. The metal electrodes were evaporated through masks so that different layouts and thicknesses could be tested.

The experiments showed that for frequencies corresponding to thickness resonance frequencies of the fiber or the transducers, an efficient modulation could be observed. For the 28  $\mu\text{m}$  foils a very intensive modulation could be observed for 22 MHz. This frequency corresponds to the first thickness resonance frequency of the transducer, which means that the sound emission is at a maximum. Simultaneously, for the same frequency the fiber also possesses a thickness resonance. The modulation signal for this frequency was large but the rise time of 760 ns was quite long. This time is needed to build up the standing waves. The contrast ratio for an ultrasonic frequency of 22 MHz was 1/35 with an efficiency of about 10 %.

The same resonance behaviour is observed for transducers with the thinner foil. The frequency, where the most efficient modulation can be observed, is 70 MHz.

This again corresponds to the first thickness resonance frequency of the transducer and simultaneously to the third overtone of the fundamental thickness resonance frequency of the fiber. The higher frequency leads to a rise time of 100 ns, which is still a factor of ten higher than the time achieved with the acoustooptic modulators. The contrast ratio was reduced to 1/3 with an efficiency in the range of one-tenth of a percent. Using an impedance matching network, the contrast ratio and the efficiency could be improved by a factor of three without changing the rise time.

The second group of transducers consisted of those having a piezoactive layer made of ZnO. This layer could be sputtered at the University of Bayreuth. Different sets of parameters for the sputtering process were tested and the resulting layers were examined with a scanning electron microscope. The electrodes were evaporated by using the same masks as for the PVDF-transducers.

The experiments showed one major problem for the transducers with a single top electrode, namely the extremely high electrical capacity. It was so high that frequencies exceeding 100 MHz could not be excited. Therefore, the first thickness resonance of the transducers with frequencies between 533 MHz (6  $\mu\text{m}$  ZnO) and 266 MHz (12  $\mu\text{m}$  ZnO) could not be excited. Consequently, only the thickness resonances of the fiber could be used to enhance the modulation performance. The maximum contrast ratio of 1/3 could be observed for a frequency of 22 MHz (first thickness resonance of the fiber) with an efficiency in the range of one-tenth of a percent.

To reduce the electrical capacity of the devices a new concept was developed. The modulators were split up into a few small transducers connected in series. This led to a reduction of the capacity below 50 pF, which in turn led to an increase of the maximum frequency that could be excited to 360 MHz. Still, only resonance frequencies of the fiber or the transducers could be excited efficiently. For an ultrasonic frequency of 174 MHz a contrast ratio of 1/2 could be observed. The use of an impedance matching network improved the contrast ratio to 1/20 with an efficiency of 6%.

The above-mentioned impedance matching networks should transform the electrical impedance of the devices to 50 Ohm to couple efficiently the electrical power from the amplifier into the devices. An analysis of the complex impedance using a vector network analyzer made the development of these matching networks possible. They enabled a modulation outside the resonance frequencies (offresonant) which drastically reduced the rise time below 20 ns with a contrast of 1/2.

All the above-mentioned transducers have one disadvantage in common: They are planar structures with the fiber glued on top. For very narrow electrodes, this gluing process is difficult. A much more compact solution are modulators applied directly onto the fiber.

To induce an anisotropy in the fiber, which leads to the desired birefringence, one has to make sure that the transducer jacket around the fiber was not symmetric. To

achieve this, the piezoelectric jacket on one side of the fiber was much thicker than on the other side. Only the thicker part generated the ultrasonic wave, the thinner parts were needed as an insulating layer between the top and bottom electrodes.

It was also possible to detect with these devices an elasto-optic modulation. The production turned out to be rather difficult and the jacketed fibers were very sensitive to external force, which led to many fiber breaks. These modulators showed the typical resonance behaviour with relatively long rise times of about  $2\ \mu\text{s}$  with a contrast ratio of 1/1,6. Off-resonant experiments showed rise times of about 700 ns with a contrast ratio of about 1/1,4. Electrical impedance matching could not be realized due to the extremely high capacities of the devices. These high values can be explained by the asymmetric piezoelectric layer. The thinner part is just about  $1\ \mu\text{m}$  thick. It is well known that the thinner the dielectric in a capacitor is, the higher is its capacity. In the planar structures, the piezoelectric layers were at least  $8\ \mu\text{m}$  thick.

The experiments have shown that it is possible to modulate light in an optical fiber with the use of the elasto-optic effect. For a technical use, the modulators need further improvement. Especially the electrical capacity needs to be minimized to obtain a better electrical matching of the devices with the driving electronics. Short rise times in the ns range are only possible with an off-resonant excitation. The lack of efficiency outside the resonances has to be overcompensated by a higher efficiency of the transducers and by electrical impedance matching. Also the piezoactive layers have to be optimized to obtain a better conversion of electrical power to mechanical power.

The findings of this work show that modulators consisting of a few small transducers should be realized to minimize the electrical capacity. As piezoactive material, thin foils with a thickness of  $4\ \mu\text{m}$  from a PVDF-copolymer should be used to achieve maximum sound emission around 150 MHz. Using ZnO as the piezoactive material, layers with a thickness of about  $20\ \mu\text{m}$  have to be used to have maximum sound emission at 150 MHz. It is impossible to sputter layers with these thicknesses with a reasonable layer quality. The copolymer is about twice as efficient in the conversion of electrical to mechanical power. In this work it was not possible to realize this kind of modulator, because it was not possible to obtain this kind of foil. Also the connection of the small transducers in series is a very difficult task.

# Literaturverzeichnis

- [1] G. Hollemann et al.; *RGB lasers for laser projection displays*. Proc. SPIE; Vol. 3954 (Projection Systems 2000); (2000)
- [2] M. Imai; T. Yano, K. Motoi, A. Odajima; *Piezoelectrically Induced Optical Phase Modulation of Light in Single-Mode Fibers*. IEEE Journal of Quantum Electronics; Vol. 28, No. 9; (1992).
- [3] A. Gusarow et al.; *High-Performance Optical Phase Modulation Using Piezoelectric ZnO-Coated Standard Telecommunication Fiber*. Journal of Lightwave Technology; Vol. 14, No. 12; (1996).
- [4] H. J. Jeong, J. H. Kim, H.-W. Lee, B. Y. Kim; *Birefringence modulation in fiber-optic phase modulators*. Optics Letters; Vol. 19, No. 18; (1994).
- [5] A. Korpel; *Acousto-Optics*. Marcel Dekker Inc.; New York; (1997).
- [6] J. Sapriel; *Acousto-Optics*. John Wiley & Sons; Chichester; (1970).
- [7] A. P. Goutzoulis, D. R. Papa; *Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices*. Marcel Dekker Inc.; New York; (1994).
- [8] H. Kuttruff; *Physik und Technik des Ultraschalls*. S. Hirzel Verlag; Stuttgart; (1988).
- [9] W. Koechner; *Solid-State Laser Engineering*. Springer Verlag; Berlin; (1999)
- [10] U. Theißen; *Akustooptische Modulation bei hohen Laserleistungen und akustooptische Glasfasermodule*. Diplomarbeit am Lehrstuhl Experimentalphysik III/S; (1998).
- [11] U. Schmidt; *Digitale Film- und Videotechnik*. Fachbuchverlag Leipzig; München; (2002).
- [12] A. Arnau (Herausgeber); *Piezoelectric Transducers and Applications*. Springer Verlag; Berlin; (2004).

- [13] H. Gobrecht; *Bergmann - Schaefer; Lehrbuch der Experimentalphysik Band 1*. Walter de Gruyter Verlag; Berlin; 9. Auflage, (1975)
- [14] E. Hecht; *Optik*. Addison - Wesley Publishing Company; Bonn; (1994)
- [15] D. Ensminger; *Ultrasonics; Fundamentals, Technology, Applications*. Marcel Dekker Inc.; New York; (1988)
- [16] Y. Kikuchi (Herausgeber); *Ultrasonic Transducers*. Corona Publishing Company, Ltd.; Tokyo; (1969).
- [17] A. Yariv, P. Yeh; *Optical Waves in Crystals*. John Wiley & Sons, Inc.; New York; (1984)
- [18] R. P. de Paula, E. L. Moore; *Review of All-Fiber Phase and Polarization Modulators*. SPIE Vol. 478, Fiber Optic and Laser Sensors II; (1984).
- [19] H. Vogel; *Gerthsen Physik*. Springer Verlag; Berlin; (1997)
- [20] E. Collett; *Polarized Light, Fundamentals and Applications*. Marcel Dekker Inc.; New York; (1993).
- [21] G. A. Reider; *Photonik, Eine Einführung in die Grundlagen*. Springer Verlag; Wien; (1997).
- [22] B. Dance; *All - fiber modulator surpasses 100 - MHz bandwidth*. Laser Focus World; October; (1991)
- [23] O. Solgaard et al.; *Deformable grating optical mirror*. Optics Letters; Vol. 17; No. 9; (1992)
- [24] A. Liu et al.; *A high - speed silicon optical modulator based on a metal - oxide - semiconductor capacitor*. Nature; Vol. 427; Februar; (2004)
- [25] I. Abdulhalim, C. N. Pannell; *Acoustooptic In - Fiber Modulator Using Acoustic Focusing*. IEEE Photonics Technology Letters; Vol. 5; Nr. 9; (1993)
- [26] P. Peuser, N. S. Schmitt; *Diodengepumpte Festkörperlaser*. Springer Verlag; Berlin; (1995).
- [27] *T40-Y70-106Q; Preliminary Service Manual*. Spectra Physics Lasers Inc.; (1997).
- [28] U. Keller; *Sättigbare Halbleiter - Absorberspiegel für ultraschnelle Festkörperlaser*. Photonik; No. 4; (2004)

- [29] J. Hecht; *Understanding Fiber Optics*. Prentice Hall; Upper Saddle River, New Jersey; (1999).
- [30] P. Hoffmann; *Elastooptische Modulation in Glasfasern*. Diplomarbeit am Lehrstuhl Experimentalphysik III/S; (2001).
- [31] M. Stahl; *Akustooptische Modulation in Glasfasern*. Diplomarbeit am Lehrstuhl Experimentalphysik III/S; (1999).
- [32] H. C. Lefevre; *Single - Mode Fibre Fractional Wave Devices and Polarization Controllers*. Electronics Letters
- [33] H. S. Nalwa (Herausgeber); *Ferroelectric Polymers*. Marcel Dekker Inc.; New York; (1995).
- [34] M. Platte; *Ultraschallwandler aus dem piezoelektrischen Hochpolymer Polyvinylidenfluorid*. Dissertation; RWTH Aachen; (1984).
- [35] F. D. Bloss; *Crystallography and Crystal Chemistry*. Holt, Rinehart and Winston Inc.; New York; (1971)
- [36] Ü. Özgür et al; *A comprehensive review of ZnO materials and devices*. J. Appl. Phys. Vol. 98, 041301; (2005).
- [37] A. Dal Corso et al; *Ab initio study of piezoelectricity and spontaneous polarization in ZnO*. Phys. Rev. B **50**, 15; (1994).
- [38] E. Riedel; *Anorganische Chemie*. Walter de Gruyter Verlag; Berlin; (1994)
- [39] J. F. White; *High Frequency Techniques, An Introduction to RF and Microwave Engineering*. John Wiley & Sons; Hoboken; (2004).
- [40] K. Lange, K.-H. Löcherer; *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik; Grundlagen, Komponenten, Systeme (5. Auflage)*. Springer-Verlag; Berlin; (1992).
- [41] F. Nibler; *Hochfrequenzschaltungstechnik*. Expert Verlag; Renningen-Malmsheim; (1998).
- [42] *Installation and Operation Instructions, 4810 Series Monochrome Frame Transfer CCD Cameras*. Cohu Inc. Electronics Division; (1995).
- [43] M. L. Stitch (Editor); *Laser Handbook Volume 3*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, (1979).
- [44] W. Martienssen, H. Warlimont (Editors); *Springer Handbook of Condensed Matter and Materials Data*. Springer Verlag; Berlin; (2005).

- [45] Ü. Özgür et al; *Thermal Conductivity of Bulk ZnO after Different Thermal Treatments*. Journal of Electronic Materials; Vol. 35; Nr. 4; (2006).
- [46] H. Kuchling; *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig; Köln; (1995)
- [47] H. nagata et al; *Elimination of Optical Fiber Breaks in Stainless Steel Packages for LiNbO<sub>3</sub> Optical Modulator Devices*. Optical Fiber Technology; Vol 2; (1996)
- [48] D. Sarid; *The line shape of the light scattered by surface acoustic waves upon total internal reflection*. J. Appl. Phys.; Vol. 49; No. 11; (1978)
- [49] G. I. Stegeman; *Theory of light scattering by surface acoustic waves on reflection and transmission*. J. Appl. Phys.; Vol. 49; No. 11; (1978)
- [50] N. Saiga, Y. Ichioka; *Acousto-optic interaction in proton-exchange 128° rotated Y-cut LiNbO<sub>3</sub> optical waveguides*. J. Appl. Phys.; Vol. 63; No. 3; (1987)
- [51] D. Ciplys et al; *Acousto-optic diffraction of blue and red light in GaN*. Appl. Phys. Lett.; Vol. 80; No. 10; (2002)
- [52] M. Kimura et al.; *Acoustic Fiber - Optic Modulators: Analysis*. Analytical Sciences; Vol. 17 Special Issue; (2001)
- [53] P. Russell; *Photonic Crystal Fibers*. Science; Vol. 299; (2003)
- [54] M. G. Kuzyk et al.; *Characterization of single-mode polymer optical fiber and electrooptic fiber devices*. Chem. Phys.; Nr. 245; (1999)
- [55] P. Russell et al.; *Sonic band gaps in PCF preforms: enhancing the interaction of sound and light*. Optics Express; Vol. 11; No. 20; (2003)
- [56] A. Diez et al.; *Excitation of cladding modes in photonic crystal fibers by flexural acoustic waves*. Optics Letters; Vol. 25; No. 20; (2000)

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung der Wellenvektoren bei der Bragg-Beugung	12
1.2	Berechnung der Beugungseffizienz in Abhängigkeit des Klein-Cook-Parameters . . . . .	13
1.3	Mögliche Geometrien der Bragg-Beugung . . . . .	14
1.4	Schematische Darstellung eines Dickenschwingers . . . . .	17
1.5	Elastische Spannungen und Dehnungen in einer piezoelektrischen Platte	22
1.6	Verhalten einer mechanisch unbelasteten Piezoplatte . . . . .	23
1.7	Intuitives Ersatzschaltbild . . . . .	24
1.8	Schaltbild des eindimensionalen Masonmodells . . . . .	28
1.9	Schaltbild des eindimensionalen Masonmodells mit verschiedenen Schichten . . . . .	31
1.10	Schaltbild eines Schallwandlers mit Generator . . . . .	32
2.1	Prinzipieller Aufbau eines elastooptischen Fasermodulators . . . . .	42
2.2	Schematische Darstellung der Polarisationsänderung beim Durchgang durch ein doppelbrechendes Medium . . . . .	43
2.3	Strahlengang für die Vermessung der Transducer . . . . .	47
2.4	Schaltplan für die Ansteuerung der Transducer . . . . .	49
2.5	Vergleich zweier Faserendflächen vor und nach der Präparation . . . . .	51
2.6	Halterung für die PVDF-Transducer . . . . .	52
2.7	Multielementtransducer mit seiner Halterung im Experiment . . . . .	53
2.8	Bespüttete Faser mit ihrer Halterung im Experiment. . . . .	54
2.9	Strahlengang für die Messungen mit den akustooptischen Modulatoren	56
3.1	Einheitszelle von $\alpha$ -PVDF . . . . .	60
3.2	Einheitszelle von $\beta$ -PVDF . . . . .	61
3.3	Leiterbahnen auf PVDF . . . . .	63
3.4	Wurtzit-Struktur von Zinkoxid . . . . .	64
3.5	Schematischer Aufbau eines Einelektroden-Zinkoxidtransducers. . . . .	65
3.6	Vergleich von unterschiedlich gesputterten Zinkoxidschichten . . . . .	67

3.7	Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer genutzten Zinkoxid-schicht. . . . .	69
3.8	Schematische Darstellung eines Multielement-Transducers . . . . .	70
3.10	Schematische Darstellung eines Querschnitts durch eine besputterte Glasfaser. . . . .	70
3.9	Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Klebeschicht nach dem Entfernen der Glasfaser . . . . .	71
3.11	Maske zum Besputtern und Bedampfen einer Glasfaser . . . . .	72
3.12	Definition der Streuparameter an einem Zweitor . . . . .	74
3.13	Projektion der $\Re(z) = \text{const}$ -Linien auf das Smith-Chart . . . . .	77
3.14	Projektion der $\Im(z) = \text{const}$ -Linien auf das Smith-Chart . . . . .	78
3.15	Schaltung der $\Pi$ -Anpassnetzwerke . . . . .	78
3.16	Schaltung der Parallel-Anpassnetzwerke . . . . .	80
4.1	Strahlprofil im Fokus der Zylinderlinse. . . . .	82
4.2	<i>Screenshots zur Bestimmung von Anstiegszeit (a) und Effizienz (b) des AA-Modulators . . . . .</i>	84
4.3	Screenshots zur Bestimmung des Kontrastes des AA-Modulators. . .	85
4.4	Strahlprofile der ersten und der nullten Ordnung nach Durchgang durch die zweite Zylinderlinse . . . . .	86
4.5	Screenshot zur Bestimmung der Anstiegszeit des CT-Modulators. . .	87
4.6	Screenshot zur Bestimmung der Effizienz des CT-Modulators . . . .	88
4.7	Übersicht über die gemessene Polarisationsdrehung zwischen 10 MHz und 150 MHz eines Modulators mit einer 28 $\mu\text{m}$ dicken PVDF-Folie. . . . .	90
4.8	<i>Screenshots einer Messung an einem Modulator mit einer 28 <math>\mu\text{m}</math> dicken PVDF-Folie als Transducer bei 22,5 MHz (a) und bei 24 MHz (b) . . . . .</i>	93
4.9	Übersicht über die Modulation zwischen 20 MHz und 110 MHz einer 9 $\mu\text{m}$ dicken PVDF-Folie . . . . .	95
4.10	Smith-Chart für einen 9 $\mu\text{m}$ dicken PVDF-Transducer zwischen 10 MHz und 1 GHz . . . . .	96
4.11	Impedanzverlauf für einen 9 $\mu\text{m}$ dicken PVDF-Transducer zwischen 10 MHz und 1 GHz. . . . .	97
4.12	Screenshot einer Messung der Polarisationsdrehung an einem Modulator mit einer 9 $\mu\text{m}$ dicken PVDF-Folie bei 80,52 MHz mit Anpassnetzwerk . . . . .	99
4.13	<i>Screenshots von Messungen der Polarisationsdrehung an einem Modulator mit einem Transducer aus einer 9 <math>\mu\text{m}</math> dicken PVDF-Folie bei einer RF von 70,38 MHz ohne (a) und mit (b) Anpassschaltung . . .</i>	100
4.14	Screenshot einer Messung an einer 9 $\mu\text{m}$ dicken PVDF-Folie bei 69 MHz mit Anpassnetzwerk und ungepulster Anregung . . . . .	102

4.15	Screenshots einer Messung an einem Fasermodulator mit Zinkoxidtransducer mit einer 12 $\mu\text{m}$ dicken ZnO-Schicht auf einem Glassubstrat (Objektträger) bei 21 MHz. . . . .	103
4.16	Foto eines Zinkoxidtransducers mit Messingsubstrat . . . . .	105
4.17	Messung der elektrischen Feldstärke und der Polarisationsdrehung an einem Modulator mit Messingtransducer. . . . .	106
4.18	<i>Screenshots einer Messung an einem Modulator mit einem Zinkoxidtransducer auf einem Messingsubstrat mit einer 12 <math>\mu\text{m}</math> dicken ZnO-Schicht bei 22,13 MHz (a) und bei 69,86 MHz (b)</i> . . . . .	108
4.19	Übersichtsmessung zwischen 161 MHz und 177 MHz an einem Modulator mit einem Multielementtransducer . . . . .	111
4.20	<i>Screenshots einer Messung an einem Modulator mit einem Multielementtransducer mit einer 8 <math>\mu\text{m}</math> dicken Zinkoxidschicht bei 173,8 MHz mit einer Serienanpassschaltung (a) und einem Parallelnetzwerk (b)</i> . . . . .	113
4.21	<i>Screenshots einer Messung an einem Modulator mit einem Multielementtransducer mit einer 8 <math>\mu\text{m}</math> dicken Zinkoxidschicht bei 169,2 MHz mit einem Pi-Transformator (a) und einem Parallelnetzwerk (b)</i> . . . . .	114
4.22	Smith-Chart einer Impedanzmessung für einen Multielementtransducer mit und ohne Anpassnetzwerk . . . . .	115
4.23	<i>Screenshots einer Messung an einem Modulator mit einem Multielementtransducer mit einer 8 <math>\mu\text{m}</math> dicken Zinkoxidschicht bei 316 MHz ohne Anpassung (a) und mit einer Serienanpassschaltung (b)</i> . . . . .	116
4.24	Impedanzverlauf für einen Multielementtransducer mit einer 8 $\mu\text{m}$ dicken Zinkoxidschicht . . . . .	118
4.25	<i>Screenshots einer Messung an einer besputterten Faser bei 159,59 MHz (a) und bei 159,71 MHz (b)</i> . . . . .	121



# Tabellenverzeichnis

1.1	Zusammenstellung der wichtigsten Daten der verwendeten Materialien	23
1.2	Zahlenwerte für zwei der untersuchten Transducer für die Parameter des intuitiven Schaltbildes. . . . .	26
2.1	Daten der verwendeten Modulatoren . . . . .	58
3.1	Übersicht über die Sputterparameter der ZnO-Schichten . . . . .	68



# Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Seilmeier für die angenehme und sehr lehrreiche Zeit in seiner Arbeitsgruppe. Sein stetes Interesse am Fortschritt der Arbeit und die vielen fruchtbaren Diskussionen und Anregungen waren Motivation und Ansporn zugleich.

Außerdem möchte ich mich herzlich bedanken bei

- Herrn K. Müller, Leiter der Optikwerkstatt der Universität Bayreuth, für seinen beispiellosen, herausragenden Einsatz bei der Herstellung von Transducern und Masken. Außerdem danke ich für die geduldige Einführung in das Skatenspiel;
- Herrn R. Weiner, Hochfrequenz-Großmeister, für die vielen Nachhilfestunden in HF - Technik und die Entwicklung von verschiedenen Anpassnetzwerken. Ebenso danke ich für die meist reibungslose Funktion des Lehrstuhlservers;
- Herrn K. Hain, Elektronikwerkstatt der Universität Bayreuth, für die Impedanzmessungen mit dem Netzwerkanalysator;
- Herrn Dr. H. Lutz für die Einführung in die hohe Kunst des Faserschneidens und des Schafkopfspielens. Die gemeinsame Zeit im Doppellabor mit der einen oder anderen „BAFH-Maßnahme“ hat Spaß gemacht;
- Herrn Dipl. Phys. S. Hanna, der seit der Diplomarbeit als lieber Kollege am Lehrstuhl immer ein offenes Ohr für mich hatte und mir so manche Frage beantworten konnte;
- Herrn D. Achenbach, für die vielen Tipps und Tricks bei der Grafikeinbindung in  $\text{\LaTeX}$ .
- Herrn Dr. J. Kränert, Jenoptik LDT, für seine freundliche Unterstützung;
- Frau T. Becker für das Korrekturlesen dieser Arbeit;
- Herrn H. Schulze, Probenpräparationsabteilung des Bayerischen Geoinstituts, für das Polieren der Messingplättchen;

- meiner Freundin Dipl. Biochem. M. Rauch für ihr Verständnis und die Unterstützung
- allen anderen Mitgliedern des Lehrstuhls für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die gute Stimmung.

Besonders hervorheben möchte ich an dieser Stelle auch meine Eltern, die mich auch nach meinem Studium weiterhin großzügig und geduldig unterstützten und mir dadurch eine angenehme Promotionszeit ermöglichten.

Vielen Dank!

# Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen oder Hilfsmittel verwendet habe.

Bayreuth, 16. November 2006

Sven Joosten