Tomographie des Schallfelds von Ultraschallwandlern mittels Schlierentechnik

Tim Hetkämper, Dmitrij Dreiling, Leander Claes, Bernd Henning
Elektrische Messtechnik, Universität Paderborn, 33098 Paderborn, Deutschland
Korrespondenzautor: hetkaemper@emt.uni-paderborn.de

Einleitung

Die Schlierentechnik ist eine etablierte Methode zur Visualisierung von lokalen Dichtemodulationen in optisch transparenten Medien, um zum Beispiel Strömungsfelder oder auch Ultraschallwellen sichtbar zu machen. So lassen sich physikalische Phänomene, wie Reflexion und Transmission von Ultraschallwellen, gezielt untersuchen. Der Vorteil der Schlierentechnik gegenüber den sonst häufig genutzten Hydrophonmessungen besteht vor allem in der erheblich kürzeren Aufnahme- bzw. Messzeit sowie der völligen Rückwirkungsfreiheit dieser Messmethode. Eine typische Anwendung der Schlierentechnik ist dabei die visuelle Darstellung der Abstrahlcharakteristik von Ultraschallwandlern. Verfahrensbedingt werden dabei allerdings oft nur die Haupt- und Nebenkeulen im kontinuierlichen Betriebsfall dargestellt. In vielen technischen Anwendungen, wie zum Beispiel in der Medizin, bei der Durchflussmessung und bei der Materialcharakterisierung, werden Ultraschallwandler jedoch im Burst-Modus betrieben. In diesem Fall ist die Darstellung der räumlichen und der zeitlichen Ausbreitung des Ultraschallwellenpaketes notwendig. In diesem Beitrag wird eine Methode vorgestellt, bei der mit Hilfe der tomographischen Rekonstruktion unter Berücksichtigung der aus Schlierenabbildungen gewonnenen Vorzeicheninformation die vollständig dreidimensionale Abbildung des Schallfelds eines Schallwandlers gelingt.

Schlierentechnik

Die Schlierentechnik macht sich die Interaktion einer Ultraschallwelle mit einer ebenen elektromagnetischen Welle zu nutze. Propagiert eine Ultraschallwelle mit der Wellenlänge λ_U durch ein Medium (Abbildung 1), wird der statische Druck p_0 mit dem Schallwechseldruck $\tilde{p}$ überlagert. Dadurch ergeben sich auch lokale Dichteänderungen sowie, bedingt durch den piezooptischen Effekt, eine lokale Modulation des Brechungsindex. Die Änderung des Brechungsindex Δn ist mit dem Schallwechseldruck $\tilde{p}$ näherungsweise linear über den adiabatischen piezooptischen Koeffizienten $\frac{\partial n}{\partial p}$ verknüpft [1]:

$$\Delta n(x,y,z) = \frac{\partial n}{\partial p} \cdot \tilde{p}(x,y,z) \ . \tag{1}$$

Wird das Medium nun mit einer ebenen elektromagnetischen Welle E_0 beleuchtet, treten lokal Phasenverschiebungen auf [2]. Es handelt sich um ein sogenanntes schwaches Phasenobjekt, da die Phasenverschiebungen gering sind, $|\varphi(x,y)| \ll 1$. Eine Modulation der Amplitude oder eine Ablenkung der Strahlung im Sinne der geometrischen Optik findet nicht statt. Das Verhalten eines Phasenobjekts kann über die Transmissionsfunktion

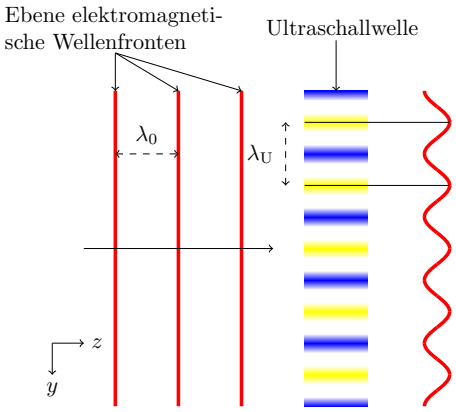

Abbildung 1: Phasenverschiebung einer ebenen elektromagnetischen Welle verursacht durch eine Ultraschallwelle.

$$t(x,y) = e^{\mathrm{j}\varphi(x,y)} \tag{2}$$

beschrieben und für schwache Phasenobjekte durch Reihenentwicklung über den Ausdruck

$$t(x,y) = 1 + \mathrm{j}\varphi(x,y) \tag{3}$$

approximiert werden. Die Verschiebung der Phase ist allerdings nicht direkt beobachtbar. Um eine Darstellung zu ermöglichen, wird in Aufbauten zur Schlierenmessung eine optische Filterung im Ortsfrequenzbereich durchgeführt. Dazu wird ausgenutzt, dass eine Linse als Fouriertransformator eingesetzt werden kann. So entsteht für ein Objekt, welches mit paralleler Strahlung beleuchtet wird, im Abstand der Brennweite der Linse die 2D-Fouriertransformation der Objektebene in der sogenannten Fourierebene. In der Fourierebene kann ein optisches Filter platziert werden, um die elektromagnetische Strahlung zu filtern. Als Filter werden in den Strahlengang häufig Objekte eingebracht, welche undurchlässig sind und so abhängig von der Platzierung Teile der Fourierebene filtern. [3, 4]

Abbildung 2 zeigt die schematische Darstellung eines Messplatzes zur Aufnahme von Schlierenabbildungen. Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 662\,\mathrm{nm}$ wird durch ein Mikroskopobjektiv aufgeweitet. Dabei stellt eine Blende sicher, dass durch Nichtidealitäten (bspw. Brechungseffekte an Staubpartikeln) eventuell auftretende Störungen herausgefiltert werden [4]. Die Linse L_1 parallelisiert die aufgeweitete Strahlung und sorgt somit für eine gleichmäßige Beleuchtung der Objektebene, in der sich der Ultraschallwandler befindet. Der Schallwandler befindet sich in einem Wasserbecken (in der Abbildung nicht dargestellt) und kann mit Hilfe

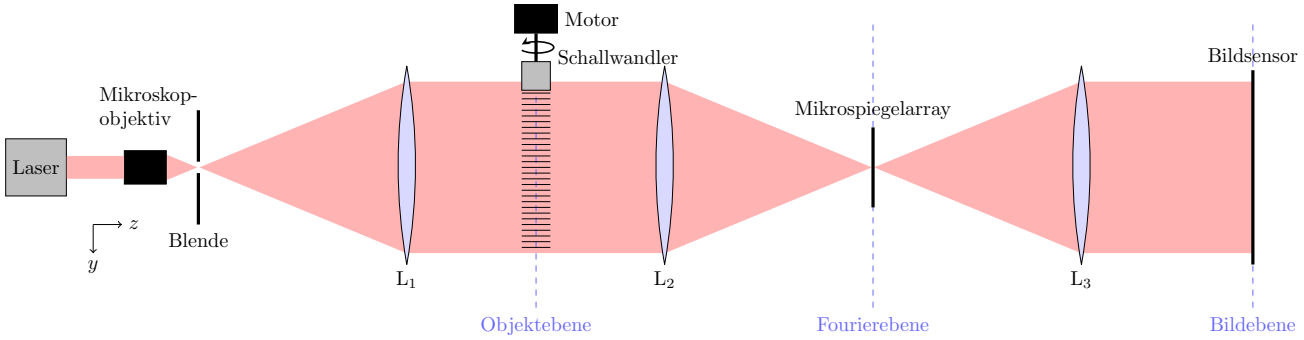

Abbildung 2: Schematische Darstellung des Messplatzes zur Aufnahme von Schlierenabbildungen.

eines Motors um die akustische Achse gedreht werden. Die Linse L_2 führt die Fouriertransformation durch. In der Fourierebene befindet sich statt eines klassischen, unveränderlichen Ortsfilters ein Mikrospiegelarray [5]. Mit diesem können durch Verkippung der Spiegel verschiedene optische Filter realisiert werden. Bei Verkippung in die eine Richtung wird die Strahlung auf die Linse L_3 gelenkt, bei Verkippung in die andere Richtung wird die Strahlung so abgelenkt, dass sie L_3 nicht erreichen kann (Anm.: Der Übersicht halber ist der Strahlengang in Abbildung 2 durchgehend dargestellt, in der Praxis geschieht die Aufnahme der Schlierenabbildungen aufgrund der seitlichen Reflexion bei gekippten Spiegeln jedoch vor dem Mikrospiegelarray). Die Linse L_3, welche im Aufbau durch das Objektiv einer Digitalkamera realisiert ist, führt die Fourierrücktransformation durch und erzeugt ein Bild auf dem Sensor der Kamera in der sogenannten Bildebene. Vorteil eines Mikrospiegelarrays gegenüber klassischen optischen Filtern ist, dass durch die digitale Ansteuerung und die kleinen Abmessungen der einzelnen Spiegel (beim verwendeten *DLP6500* beträgt der Pixelpitch 7.56 µm [6]) eine präzise automatische Ausrichtung der Filter sowie ein schneller Wechsel zwischen verschiedenen Filtern umgesetzt werden kann. Der Laser wird gepulst betrieben, sodass unter Ausnutzung des Stroboskopeffekts durch Variation der Zeitverzögerung zwischen Aussenden des elektrischen Anregesignals für den Ultraschallwandler und dem Triggersignal für den Laser die Ultraschallwelle zu verschiedenen Zeitpunkten beobachtet werden kann.

Optische Filter

Im Folgenden soll kurz auf die optischen Filter eingegangen werden. Die Repräsentation des schwachen Phasenobjekts aus Gleichung 3 in der Fourierebene k_x, k_y ergibt sich durch Berechnung der Fouriertransformation zu [3]

$$T(k_x, k_y) = 4\pi^2 \delta(k_x, k_y) + \mathrm{j}\Phi(k_x, k_y) \ . \tag{4}$$

Als optisches Filter kann eine Punktblende mit dem Radius r eingesetzt werden, welche über

$$F_{\mathrm{PB}}(k_x, k_y) = \begin{cases} 0 & \text{für } \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \leq r \\ 1 & \text{sonst} \end{cases} \tag{5}$$

beschrieben wird. Bei richtiger Platzierung im Brennpunkt wird der „Gleichanteil“ entfernt; somit kann die Punktblende auch als optisches Hochpassfilter betrachtet werden. In der Praxis wird $r > 0$ gewählt, da der Fokuspunkt aufgrund Limitierungen der Komponenten nicht infinitesimal klein ist. Für die theoretische Betrachtung wird im Weiteren jedoch $r \to 0$ angenommen. Mathematisch ergibt sich bei Filterung des Fouriertransformierten Phasenobjekts aus Gleichung 4 mit der Punktblende ein Ausdruck, welcher nur noch von der Fourier-transformierten Phase Φ abhängt:

$$F_{\mathrm{PB}}(k_x, k_y) \cdot T(k_x, k_y) = \mathrm{j}\Phi(k_x, k_y) \ . \tag{6}$$

Anschließend wird durch Linse L_3 die Rücktransformation in die Bildebene x', y' durchgeführt und die Abbildung vom Kamera-Bildsensor aufgenommen. Dieser kann allerdings prinzipbedingt nur die Intensität I der einfallenden elektromagnetischen Strahlung E erfassen:

$$I(x', y') = |E(x', y')|^2 \ . \tag{7}$$

Daher ist gemäß Gleichung 6 und 7 bei Filterung mit einer Punktblende die erfasste Intensität proportional zum Betrag des Phasenobjekts:

$$I_{\mathrm{PB}}(x', y') \sim |\varphi(x', y')|^2 \ . \tag{8}$$

Die Vorzeicheninformation geht also bei der Aufnahme verloren und das Signal wird verzerrt.

Ein weiteres Filter, welches häufig verwendet wird, ist die Messerschneide, welche eine Hälfte der Fourierebene durch Abschattung entfernt. Wird die Messerschneide so positioniert, dass sie den Gleichanteil entfernt (0 bei $k_y = 0$), kann diese mathematisch durch die Sprungfunktion Θ beschrieben werden:

$$F_{\mathrm{MS}}(k_x, k_y) = \Theta(k_y) \ . \tag{9}$$

Bei der Rücktransformation des gefilterten Phasenobjekts in die Bildebene ergibt sich dadurch eine Hilberttransformation. Die Intensität ist proportional zu

$$I(x', y') \sim \left| \frac{\mathrm{j}}{2} \varphi(x', y') - \frac{1}{2\pi} \mathcal{H}(\varphi(x', y')) \right|^2 \tag{10}$$

und es tritt eine Phasenverschiebung auf [3].

Rekonstruktion der Vorzeicheninformation

Die genannten Effekte sollen anhand von Simulationsdaten veranschaulicht werden. In Abbildung 4 ist ein vertikaler Ausschnitt entlang der Schallausbreitungsrichtung

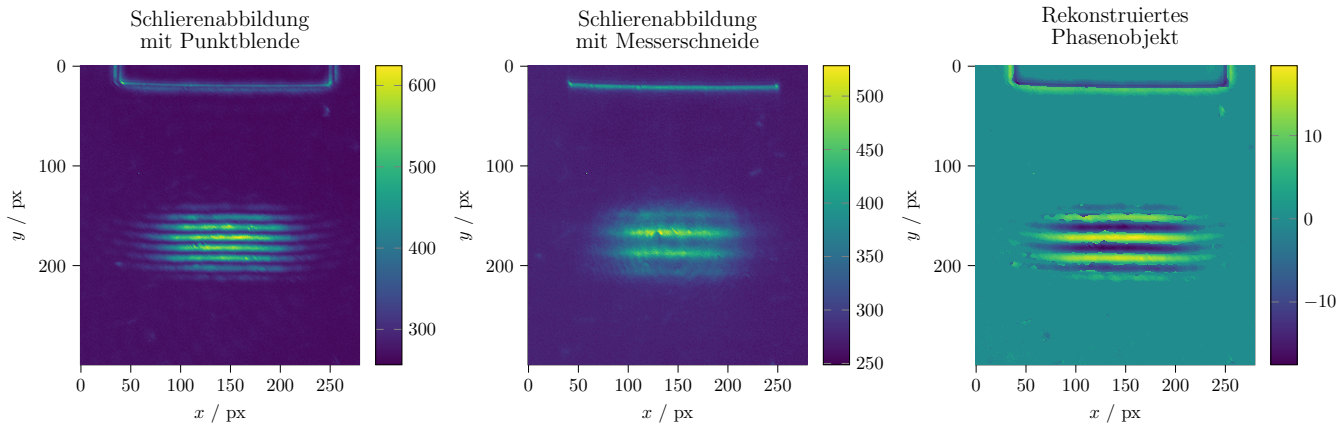

Abbildung 3: Schlierenabbildungen und rekonstruiertes Phasenobjekt bei Anregung mit 3 Perioden Sinus-Burst bei 1 MHz. Die dargestellten Werte sind Rohdaten des Bildsensors der Kamera und damit ein Maß für die Intensität I.

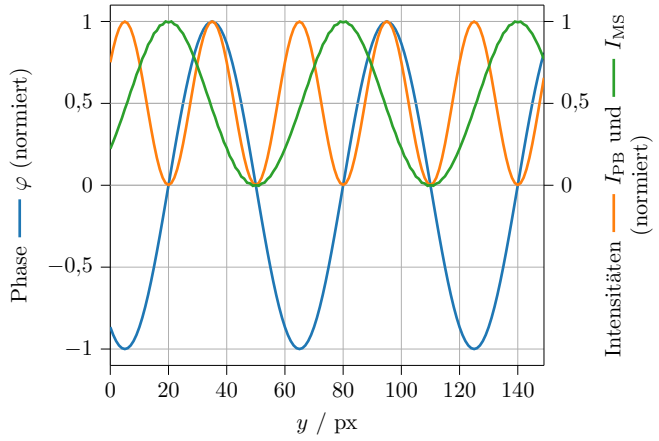

Abbildung 4: Vertikaler Ausschnitt ($x = \text{const.}$) simulierter Schlierenabbildungen entlang der Schallausbreitungsrichtung (y-Achse) im Vergleich zur Phase φ des Phasenobjekts. Filterung mit Punktblende (I_{PB}) bzw. Messerschneide (I_{MS}).

(y-Achse) der Intensitäten simulierter Schlierenabbildungen dargestellt. Außerdem ist zum Vergleich die Phase φ des Phasenobjekts dargestellt (vgl. auch Abbildung 1). Um einen qualitativen Vergleich durchführen zu können, ist der Wertebereich der rein positiven Intensitäten der Schlierenabbildungen auf 0 bis 1 normiert, der der Phase aufgrund der enthaltenen negativen Werte auf -1 bis 1. Der Intensitätsverlauf mit Punktblende I_{PB} weist scheinbar die doppelte Frequenz des Phasenobjekts auf. Dies ist dadurch zu begründen, dass aufgrund der Betragsbildung in Gleichung 8 die negativen Halbwellen der Phase zu positiven Halbwellen werden. Wird eine Messerschneide eingesetzt, bleibt im Intensitätsverlauf I_{MS} die Frequenz des Phasenobjekts erhalten, jedoch tritt eine Phasenverschiebung von 90° gegenüber dem Phasenobjekt auf.

Soll eine korrekte tomographische Rekonstruktion durchgeführt werden, wird die Vorzeicheninformation des Phasenobjekts benötigt. Um diese Information zu erlangen, wird unter Ausnutzung der Eigenschaften der verschiedenen Filter dazu folgendes Vorgehen vorgeschlagen:

- Aufnahme einer Schlierenabbildung mit Messerschneide I_{MS}
- Subtraktion der mittleren Helligkeit $\bar{I}_{\mathrm{MS}}$
- Korrektur der Phasenverschiebung durch Anwendung der Hilberttransformation $\mathcal{H}(\dots)$
- Extraktion der Vorzeicheninformation $\mathrm{sgn}(\dots)$
- Aufnahme einer Schlierenabbildung mit Punktblende I_{PB}
- Multiplikation der Vorzeicheninformation mit der Wurzel aus I_{PB}

Da die Ultraschallwelle meist lediglich eine begrenzte Fläche der Abbildung einnimmt, kann die mittlere Helligkeit $\bar{I}_{\mathrm{MS}}$ nicht über das gesamte Bild berechnet werden. Deshalb wird $\bar{I}_{\mathrm{MS}}$ lokal mit Hilfe eines Gaußfilters berechnet. Somit kann letztendlich ein Messdatensatz, welcher proportional zur Phase φ des Phasenobjekts ist, durch Gleichung 11 berechnet werden.

$$\varphi \sim \mathrm{sgn}(\mathcal{H}(I_{\mathrm{MS}} - \bar{I}_{\mathrm{MS}})) \cdot \sqrt{I_{\mathrm{PB}}} \tag{11}$$

Es sei angemerkt, dass $\mathcal{H}(I_{\mathrm{MS}} - \bar{I}_{\mathrm{MS}})$ auch bereits ein Messdatensatz mit Vorzeicheninformation ist, jedoch aufgrund der im Allgemeinen schlechteren Qualität der Schlierenabbildung mit Messerschneide I_{MS} die Verwendung der Werte aus I_{PB} bevorzugt wird.

Die Rekonstruktion der Vorzeicheninformation soll anhand der Messungen in Abbildung 3 veranschaulicht werden. Die Werte entsprechen dabei den Rohdaten des Bildsensors der Kamera. Für die Weiterverarbeitung wird zunächst eine Offsetkorrektur durchgeführt, da eine Helligkeit von 0 nicht dem Wert 0 der Rohdaten entspricht. Oben in den Abbildungen sind als Rechteck jeweils die Umrisse des eingesetzten Ultraschallwandlers zu erkennen. Das Anregesignal ist ein Sinus-Burst mit einer Frequenz von 1 MHz und 3 Perioden. Beim Vergleich der Schlierenabbildung mit Punktblende und mit Messerschneide wird zunächst die vermeintliche Frequenzverdoppelung bei Einsatz der Punktblende sichtbar. Durch Anwendung von Gleichung 11 ergibt sich das rekonstruierte Phasenobjekt. Dabei sind die negativen und positiven Halbwellen erkenn- und unterscheidbar. Weiterhin fällt auf, dass statt der 3 angeregten Perioden 4 Peri-

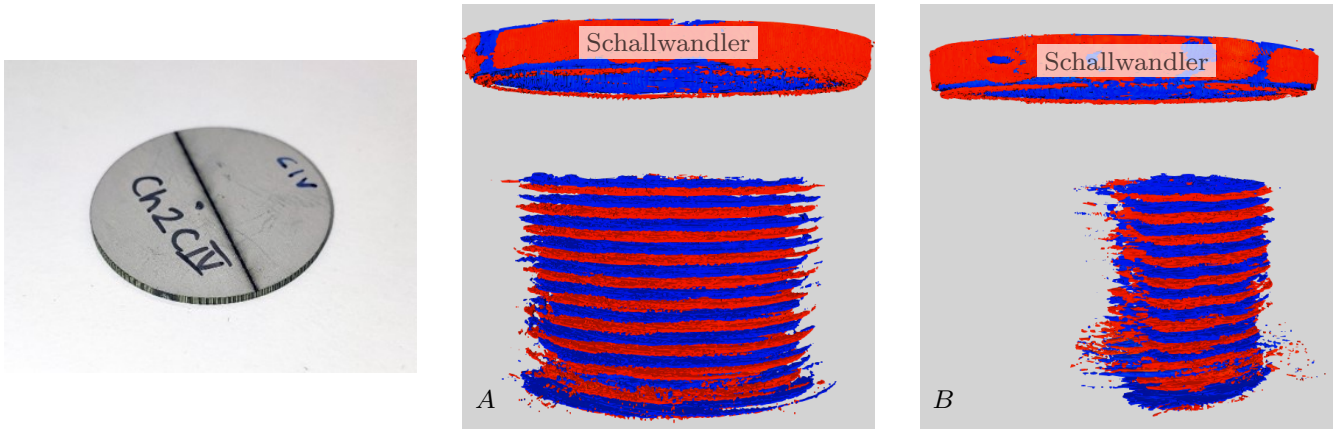

Abbildung 5: Piezokomposit mit halbseitig getrennten Elektroden (links) und tomographische Rekonstruktion des Schallfelds bei Anregung einer Halbseite mit 10 Perioden Sinus-Burst bei 1 MHz. Ansicht A (mittig) orthogonal sowie Ansicht B (rechts) längs zur Trennungslinie der Elektroden.

oden sichtbar sind, was auf das Nachschwingverhalten des Schallwandlers zurückzuführen ist.

Tomographische Rekonstruktion

Mit dem beschriebenen Verfahren können nun Schlierenabbildungen aufgenommen werden, aus denen die tomographische Rekonstruktion erfolgen kann. Dazu wird der Schallwandler vom Motor (Abbildung 2) mit einer Schrittweite von 2° um 180° rotiert und jeweils eine Schlierenabbildung mit Punktblende und eine mit Messerschneidenfilter aufgenommen. Aus diesen wird, wie oben beschrieben, ein Messdatensatz mit Vorzeicheninformation erzeugt. Ein bekanntes Verfahren zur tomographischen Rekonstruktion ist die gefilterte Rückprojektion (*filtered backprojection*). Dazu wird auf den Messdatensatz zunächst ein Filter angewandt und anschließend eine Rückprojektion jedes Einzeldatensatzes in das Abbildungvolumen vorgenommen. Die Überlagerung aller Rückprojektionen ergibt das rekonstruierte Objekt. [7]

Als Testobjekt wird ein am Fachgebiet Elektrische Messtechnik gefertigter Schallwandler mit segmentierten Elektroden betrachtet. Als aktives Element wird ein 1-3-Piezokomposit eingesetzt, dessen Elektrode durch Laserablation mittig aufgetrennt ist, sodass eine halbseitige Anregung erfolgen kann (Abbildung 5, links). Dieses befindet sich in einem Schallwandler, welcher nach [8] aufgebaut ist. Die zugehörige tomographische Rekonstruktion des Schallfelds ist in Abbildung 5 orthogonal (mittig) sowie längs (rechts) zur Trennungslinie der Elektroden dargestellt. Oben in den Abbildungen sind die Konturen des Schallwandlers sichtbar. Das Anregesignal ist ein Sinus-Burst mit einer Frequenz von 1 MHz und 10 Perioden. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Schallfeld stark asymmetrisch ist.

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorgestellte Methode ermöglicht die tomographische Rekonstruktion des Schallfelds eines Schallwandlers durch Einsatz der Schlierentechnik. Vorteil der Schlierentechnik gegenüber Hydrophonmessungen ist die vollständige Rückwirkungsfreiheit und die geringe Aufnahmezeit (ca. 10 min). Durch Ausnutzung des Stroboskopeffekts und Betrieb des Schallwandlers im Burst-Modus ist es möglich, die Wellencharakteristik zu betrachten und Ein- und Ausschwingvorgänge darzustellen. Dabei wird die Vorzeicheninformation berücksichtigt.

Als weiterführende Arbeit kann die optische Intensität auf den absoluten Schalldruck der Ultraschallwelle abgebildet werden, indem beispielsweise mit einem Hydrophon Referenzmessungen durchgeführt werden. Außerdem können statt der gefilterten Rückprojektion iterative Rekonstruktionsalgorithmen untersucht werden, um die Qualität der Rekonstruktion zu verbessern.

Literatur

[1] Rupitsch, S.J.: Piezoelectric Sensors and Actuators – Fundamentals and Applications. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2018

[2] Raman, C.V., Nagendra Nath, N.S.: The diffraction of light by high frequency sound waves: Part I. Proc. Indian Acad. Sci. 2 (1935), 406–412

[3] Stößel, W.: Fourieroptik – Eine Einführung. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1993

[4] Lauterborn, W., Kurz, T.: Coherent Optics – Fundamentals and Applications. 2. Aufl. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2003

[5] Unverzagt, C., Olfert, S., Henning, B.: A new method of spatial filtering for Schlieren visualization of ultrasound wave fields. Physics Procedia, Volume 3, Issue 1 (2010), 935–942

[6] Texas Instruments: DLP6500 Datasheet. 2016

[7] Buzug, T.M.: Computed Tomography – From Photon Statistics to Modern Cone-Beam CT. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2008

[8] Dreiling, D., Itner, D.T., Feldmann, N., Scheidemann, C., Gravenkamp, H., Henning, B.: Application and modelling of ultrasonic transducers using 1–3 piezoelectric composites with structured electrodes. Fortschritte der Akustik – DAGA 2021