

Kammfilterverhalten bei differentiellen akustischen Messungen mittels eines membranlosen optischen Mikrofons

Anselm Stemplinger, Diego Amplatz, Marcel Hoffmann, Alexander W. Koch

Lehrstuhl f. Messsystem- und Sensortechnik, Technische Universität München, 80333, DEU, E-Mail: a.stemplinger@tum.de

Motivation

Die Messung von Schall stellt eine häufig auftretende Aufgabe in der Akustik dar [1]. In herkömmlichen Systemen wird diese mittels einer elastisch aufgehängten Membran bewältigt, welche die Schwingungen der Luft aufnimmt und in eine elektrische Größe umwandelt [1]. Im Gegensatz zu diesen dynamischen Verfahren kann Schall auch mittels eines statischen optischen Systems gemessen werden. Dabei bietet ein membranloses optisches Mikrophon einige Vorteile gegenüber klassischen Mikrofonen:

- Keine Massenträgheit durch schwingende Membranen
- Nur eine minimale Rückwirkung auf das zu vermessende Schallfeld
- Keine Einkopplung von elektromagnetischen Störungen in den optischen Aufbau

Grundlagen

Ausgangspunkt für eine optische Messung von Schall ist die Korrelation zwischen dem Druck $p(t)$ und dem Brechungsindex n eines Mediums [2].

$$n_{Luft}(t) = \frac{p_{stat} + \Delta p(t)}{p_0} \frac{T_0}{T} (n_0 - 1) + 1 \quad (1)$$

Ausgehend von einem bekannten Wertetupel aus Bezugsdruck p_0 , -temperatur T_0 und -brechungsindex n_0 – dafür kann beispielsweise die Standardluft bei $T_0 = 15^\circ C$ genutzt werden – lässt sich mit Gleichung (1) die Variation des Brechungsindex beschreiben [4]. Eine Abhängigkeit sowohl von der aktuellen Temperatur T im Verhältnis zu T_0 als auch vom momentanen Druck im Verhältnis zu p_0 ist ersichtlich. Der aktuelle Druck wird in einen zeitlich konstanten Umgebungsdruck p_{stat} und einen durch Schall hervorgerufenen Wechselanteil $\Delta p(t)$ aufgeteilt. Die Temperatur kann aufgrund der langsamen Änderung als quasi konstant angenommen werden.

Eine Änderung des Brechungsindex hat eine lokale Änderung der Lichtgeschwindigkeit innerhalb des Mediums zur Folge, wodurch die Phasenlage eines durchdringenden Laserstrahls beeinflusst wird. Die Phasenlage Φ der einzelnen Laserstrahlen ist demnach ein Abbild des mittleren lokalen Druckverlaufs [2]:

$$\Phi(t) = \frac{4\pi l}{\lambda} n_{eff}(t) \quad (2)$$

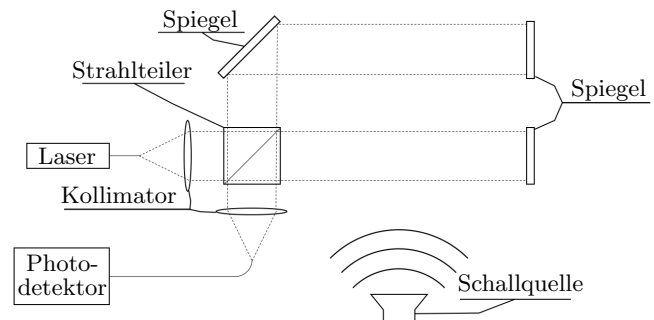


Abbildung 1: Die Phase eines Laserstrahls kann nicht direkt bestimmt werden. Um diese messen zu können, wird der Strahl unbekannter Phase mit einem zweiten Laserstrahl überlagert. Die Intensität des entstehenden Laserstrahls ist abhängig von der Phasendifferenz der beiden Teilstrahlen zueinander. Ein Michelson-Interferometer, wie es hier in modifizierter Form dargestellt ist, stellt eine solche Vorrichtung dar.

Abb. 1 zeigt die schematische Darstellung des optischen Messaufbaus. Die Ausgangsintensität ist in Gleichung (3) durch die Intensitäten in den einzelnen Strahlarmen I_i sowie die Phasendifferenz $\Phi_1 - \Phi_2$ gegeben [2]:

$$I(t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Phi_1 - \Phi_2) \quad (3)$$

Durch Schallwellen verursachte Druckänderungen bewirken nach (1) und (2) Änderungen in den Phasen Φ_1 und Φ_2 . Diese fallen sehr klein aus. Um die Sensitivität des Systems zu maximieren, wird die Phasendifferenz ohne Anregung so kalibriert, dass $\Phi_1 - \Phi_2$ etwa $\frac{\pi}{2}$ beträgt. So führt eine Schwankung der Phase zu einer maximalen Änderung des Cosinus-Terms. Durch die Subtraktion bewirkt eine Druckerhöhung in einem Strahl eine Intensitätserhöhung, während sie im anderen Strahl eine Intensitätsverminderung bewirkt. Diese Phasenverschiebung um 180° zwischen den beiden Teilstrahlen impliziert eine differentielle Vermessung des Schallfeldes.

Messung und Simulation

Zum Vergleich des realen Systems mit Simulationen soll eine impulsartige Anregung herangezogen werden. Aufgrund des geringen Strahlabstandes von ca. 14 mm und der daraus abgeleiteten Laufzeitdifferenz von unter $40 \mu s$ können verschiedene Schallquellen bereits im Voraus bewertet werden:

Konventionelle Lautsprecher sind durch ihre Membranträgheit einer Einschwing- und vor allem Nachschwingdauer ausgesetzt und dadurch zu hohen Frequenzen hin mechanisch begrenzt. Piezoelemente reichen in ihrem

Übertragungsverhalten zu deutlich höheren Frequenzen hin. Jedoch erreichen sie diese durch eine Strukturresonanz hoher Güte, wodurch das Impulsverhalten wesentlich schlechter ausfällt als bei Hochtonlautsprechern. Bei der Vermessung eines Ultraschall-Piezotransmitters vom Typ 400PT120 hat sich gezeigt, dass die maximale Amplitude bei sinusförmiger Anregung bei Nennfrequenz (40 kHz) erst nach mehreren Schwingungsperioden erreicht wird. Eine weitere Methode zur Schallerzeugung stellt ein Funkenüberschlag dar. Durch die sehr kurze thermische Anregung der Luft entsteht eine steilflankige Schockwelle, deren Nachschwingverhalten hauptsächlich durch die Federwirkung der Luftmoleküle bestimmt wird. Die trägeren Feder-Masse-Systeme aus Lautsprechern werden somit gänzlich vermieden.

Im Realversuch wird ein Kondensator kurzgeschlossen, um einen ausreichend kurzzeitigen akustischen Impuls zu generieren. Die Impulsquelle wird wie in Abb. 1 positioniert, sodass die Wellenfront durch den ersten und mit Zeitverzögerung durch den zweiten Teilstrahl propagiert. Die entstehende akustische Wellenfront trifft nach ca. $450\ \mu\text{s}$ auf den ersten Interferometerarm (vgl. Abb. 3 B).

Zur Simulation des Systemverhaltens wird die freie Matlab-Toolbox k-Wave [3], entwickelt von Bradley Treeby, Ben Cox und Jiri Jaros, verwendet. Zur Modellierung des verwendeten Funkenüberschlages wird ein Druckverlauf konzipiert (vgl. Abb. 2 B). Mit diesem Druckverlauf wird eine örtlich begrenzte Quelle angeregt und das resultierende Wellenfeld numerisch berechnet. Die geometrischen Parameter werden dem Realversuch nachempfunden. Bestimmend für die Ausbreitung sind die materialspezifischen Eigenschaften *Schallgeschwindigkeit* und *Dichte*, welche auf dem gesamten Simulationsgebiet definiert werden können. Dies ermöglicht die Simulation von heterogenen Gebieten – in diesem Fall die Einflüsse der Metallstreben des Interferometeraufbaus – sowie die Mitbetrachtung der Schallabsorption in Luft.

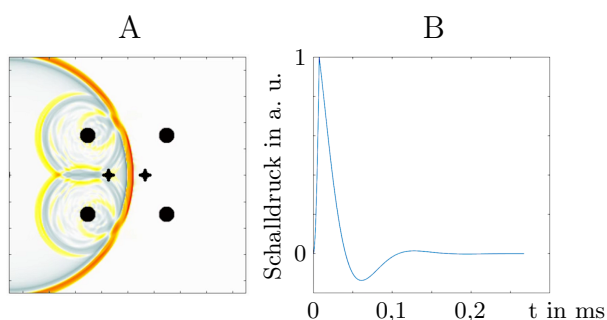


Abbildung 2: A zeigt eine Simulation des Systems in Seitenansicht auf die Laserstrahlen. Farbiger dargestellt ist die sich ausbreitende Schallwelle. Die mit einem Kreuz gekennzeichneten Messstellen kennzeichnen die Mittelpunkte der Teilstrahlen aus Abb. 1. Die schwarz eingezeichneten Kreise modellieren die Metallstreben des Interferometeraufbaus. Es wird mit einem sehr kurzen akustischen Impuls, dargestellt in B, angeregt. [3]

Ergebnis

Der Vergleich zwischen Messung und Simulation ist in Abb. 3 B dargestellt. Der simulierte Intensitätsverlauf ist farbig dargestellt. Die Messung grau hinterlegt. Diese Kurven stimmen in ihren charakteristischen Merkmalen überein. Hervorzuheben sind dabei insbesondere die zwei entgegengerichteten Ausschläge, welche durch das Durchlaufen der ersten Wellenfront entstehen. Die weiteren Ausschläge können den Reflexionen an Metallstreben des optischen Aufbaus zugeordnet werden. Auch diese decken sich mit den simulierten Reflexionen. Abweichungen in den Signalverläufen lassen sich zum einen auf komplexere Reflexionen im dreidimensionalen Aufbau zurückführen, zum anderen entspricht der realisierte Strahlabstand nicht exakt den 14 mm , mit welchen simuliert wurde.

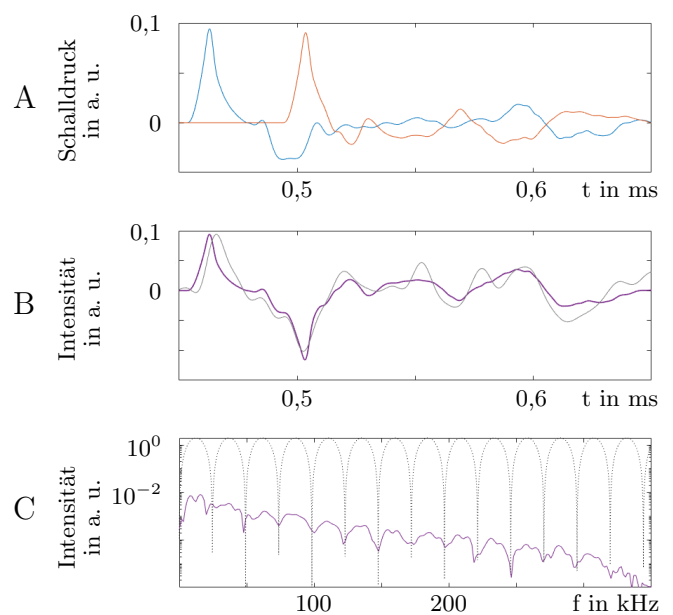


Abbildung 3: A zeigt die simulierten Teildruckverläufe an beiden Messstellen aus Abb. 2 A. Entsprechend dem optischen Aufbau wird zur Modellierung der Strahlüberlagerung aus diesen Teilgrößen die Differenz gebildet. Dieser errechnete Signalverlauf, in B in Farbe dargestellt, modelliert die optische Intensität am Photodetektor. Grau hinterlegt ist der Intensitätsverlauf einer korrespondierenden Messung. Die Übertragungsfunktion des Systems wird durch die Fouriertransformation der simulierten Impulsantwort ermittelt. In C wird diese mit einem idealisierten Kammfilter verglichen. Dieser wird durch Gleichung (4) beschrieben.

In Gleichung (4) ist die Verstärkung v_{Kamm} eines idealen Kammfilters in Abhängigkeit der Wellenlänge λ einer einfallenden Schallwelle dargestellt. Weitere Parameter sind die Schallgeschwindigkeit c_{Luft} und der hier feste Strahlabstand d .

$$v_{Kamm}(\lambda) = 1 - \cos\left(\frac{2\pi}{c_{Luft}} \frac{d}{\lambda}\right) \quad (4)$$

Die aus dem simulierten Signalverlauf in Abb. 3 B ermittelte Übertragungsfunktion in Abb. 3 C weist die

für ein Kammfilter charakteristischen periodischen Einbrüche auf. Diese Einbrüche entstehen bei denjenigen akustischen Frequenzen, bei denen der Druck in beiden Teilstrahlen gleich ist, wodurch sich die Phasenauslenkungen in (3) gegenseitig aufheben. Diese Bedingung ist immer dann erfüllt, wenn die Wegdifferenz der Messstrahlen einem ganzzahligen Vielfachen der akustischen Wellenlänge entspricht, siehe Gleichung (5). Wenn die Druckschwankungen in den Teilstrahlen zueinander entgegengerichtet sind, siehe Gleichung (6), addieren sich die Teilsignale betragsmäßig. Dies führt zu einer bandbegrenzten Verdopplung der Empfindlichkeit des membranlosen optischen Mikrofons.

$$d = k\lambda \quad k \in \mathbb{N} \quad (5)$$

$$d = (2k - 1) \frac{\lambda}{2} \quad k \in \mathbb{N} \quad (6)$$

Außerdem erfährt die Phasendifferenz hin zu niedrigen Frequenzen eine immer kleinere Auslenkung, da bei Vergrößerung der akustischen Wellenlänge λ und konstantem geometrischem Abstand d die Druckdifferenz zwischen den Messstellen kontinuierlich kleiner wird.

Fazit

Aus den angestellten theoretischen Überlegungen, den Simulationen und den durchgeführten Messungen lässt sich ableiten, dass eine differentielle Schallfeldmessung mit einem festen Laufzeitunterschied zwischen den Messstellen zu periodischen Anhebungen und Auslöschungen führt. Charakteristika des Systems sind:

- Periodisches Übertragungsverhalten mit Tiefpunkten und Überhöhungen
- Hohe untere Grenzfrequenz für den Audibereich
- Geometrieabhängige Einstellung des messbaren Frequenzbereichs (Bandbreite)

Die Maxima bieten gegenüber einer absoluten Messung eine Verstärkung um den Faktor 2 in der Signalintensität und können so zu einem schmalbandig verbesserten SNR beitragen. Somit wird eine zukünftige Nutzung im Ultraschallbereich sowie in anderen bandbegrenzten Messungen, wie beispielsweise in photoakustischen Systemen, angestrebt.

Literatur

- [1] Möser, M.: Technische Akustik. Springer-Verlag GmbH, Berlin Heidelberg, 2015.
- [2] Meschede, D.: Gerthsen Physik. Springer-Verlag GmbH, Berlin Heidelberg, 2015.
- [3] Treeby B. E. und Cox B. T.: k-Wave: MATLAB toolbox for the simulation and reconstruction of photoacoustic wave fields, J. Biomed. Opt., vol. 15, no. 2, p. 021314, 2010.

- [4] Hoffmann M., et al.: Membranlose optische Mikrofone – Schallmessung mittels differentieller Interferometrie, DAGA Konferenzband, 2019.