

Membranlose optische Mikrofone – Schallmessung mittels differentieller Interferometrie

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

Lehrstuhl f. Messsystem- und Sensortechnik, Technische Universität München, 80333, München, E-Mail: m.hoffmann@tum.de

Einleitung

Die Umwandlung von Schall in elektrische Signale unterliegt der langen Tradition, Schallwechseldruck mittels einer eingespannten Membran zu messen.[1] Die Resonanzeigenschaften der Membran [2], deren Rückwirkung auf das Schallfeld [3] sowie die Überlagerung des Nutzsignals durch fremde Quellen wie Körperschall [4] oder Luftströmungen sind Nachteile, die nur bedingt technisch gelöst werden konnten. Mittels optischer Messtechnik, die auf interferometrische Effekte im Nanometer-Bereich zurückgreifen kann, ist es möglich, nahezu rückwirkungsfrei und insbesondere ohne bewegliche Komponenten unterschiedliche physikalische Messgrößen zu erfassen.[5, 6] Hierbei sei besonders auf Anwendungsbereiche in der Industrie oder im mobilen Bereich verwiesen. Bei diesen herrschen keine konstanten Laborbedingungen, sodass das Messsystem sich ständig ändernden Einflussfaktoren unterliegt. Im Folgenden werden die Ergebnisse eines membranlosen optischen Mikrofons (MeoM) präsentiert. Hierbei werden verschiedene optische Aufbauten zur Schallmessung qualitativ miteinander verglichen. Zudem wird das MeoM in seiner Funktionsweise verifiziert.

Theoretischer Teil

Die Änderung des Brechungsindex n aufgrund der Änderung des Schalldrucks p ist die physikalische Grundlage, auf der das Prinzip der optischen Messung von Schall ohne bewegliche Komponenten basiert. Solche Brechungsindexänderungen können mittels optischer Interferometrie gemessen werden.[7]

Druckänderung als Funktion des Brechungsindex

Der Brechungsindex n ist eine physikalische Größe, welche den Grad der Retardierung der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_{Vak} im Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit in einem Medium c_{Med} angibt.[8]

$$n = \frac{c_{Vak}}{c_{Med}} \quad (1)$$

Mittels des Ansatzes über die dielektrische Verschiebung \vec{D} sowie der Verbindung der Permittivität ϵ_r in Luft mit dem Quadrat des Brechungsindex n^2 ergibt sich [8]:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 n^2 \vec{E} \quad (3)$$

Hierbei ist ϵ_0 die Permittivität im Vakuum, \vec{E} die elektrische Feldstärke und \vec{P} die Polarisierung des Mediums.

Durch das Gleichsetzen von (2) und (3) sowie Auflösen nach der Polarisierung \vec{P} ergibt sich:

$$\vec{P} = (n^2 - 1)\epsilon_0 \vec{E} \quad (4)$$

Die Polarisierung ist darüber hinaus als Anzahl der Dipolmomente N pro Volumen V mit der Polarisierbarkeit α in einem elektrischen Feld \vec{E} definiert. In einem idealen Gas gilt [8]:

$$\vec{P} = \alpha \frac{N}{V} \vec{E} \quad (5)$$

Gleichsetzen mit (4) und die Nutzung der idealen Gasgleichung $pV = Nk_B T$ führt zu:

$$T \frac{n^2 - 1}{p} = \frac{\alpha}{\epsilon_0 k_B} = \text{const} \quad (6)$$

T definiert die Temperatur, p den Druck und k_B die Boltzmann-Konstante. Für n gegen 1 kann $n^2 - 1$ zu $2(n - 1)$ vereinfacht werden, sodass

$$T_0 \frac{n_0 - 1}{p_0} = T \frac{n - 1}{p} \quad (7)$$

erhalten wird. Hierbei beziehen sich die Größen mit Index 0 auf einen Referenzzustand in einem Medium, beispielsweise Standardluft nach DIN EN ISO 6976 und [9]. Nach dem Brechungsindex n aufgelöst ergibt sich:

$$n = \frac{T_0}{T} \frac{p}{p_0} (n_0 - 1) + 1 \quad (8)$$

bzw.

$$n(t) = \frac{T_0}{T} \frac{p_{stat} + \Delta p(t)}{p_0} (n_0 - 1) + 1 \quad (9)$$

Das Einsetzen eines Umgebungsdrucks p_{stat} und des Schallwechseldrucks $\Delta p(t)$ einer sich ausbreitenden Schallwelle für p [3] führt dann zu einem zeitabhängigen Brechungsindex $n(t)$, der in direktem Zusammenhang mit dem Schallwechseldruck steht.

Phase von Michelson- und Fabry-Pérot-Interferometer im Vergleich

Die interferometrische Messtechnik beruht auf der Überlagerung von mindestens zwei kohärenter elektromagnetischer Wellen. Bei konstruktiver Interferenz ist die Phasenverschiebung der Teilstrahlen gleich null. Dies

führt zu einer maximalen Lichtintensität. Bei destruktiver Interferenz ist die Phasenverschiebung der Teilstrahlen gleich π . Dies führt zu einer minimalen Lichtintensität. Interferometer als Messaufnehmer ändern die Phasenlage durch die Beeinflussung einer externen Messgröße, wie beispielsweise dem Brechungsindex n . Hiermit wird die Lichtintensität moduliert. Ein Fabry-Pérot-Interferometer (FPI) und ein Michelson-Interferometer (MI) sind in den Abbildungen 1 und 2 dargestellt.

Die Phasen eines Fabry-Pérot-Interferometers Φ_{FPI} und die eines Michelson-Interferometers Φ_{MI} sind [7]:

$$\Phi_{\text{FPI}} = \frac{4\pi L}{\lambda}(n_1) \quad (10)$$

$$\Phi_{\text{MI}} = \frac{4\pi L}{\lambda}(n_1 - n_2) \quad (11)$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge des Lichts. Der differentielle Term in (10) fällt aufgrund der nicht vorhandenen Aufspaltung in einen zweiten Strahlarm weg. Einsetzen von (9) in (10) und (11) führt zu:

$$\Phi_{\text{FPI}} = \frac{4\pi L}{\lambda} \frac{T_0}{T} \left(\frac{p_{\text{stat}} + \Delta p(t)}{p_0} (n_0 - 1) + 1 \right) \quad (12)$$

$$\Phi_{\text{MI}} = \underbrace{\frac{4\pi L}{\lambda} \frac{T_0}{T} \frac{n_0 - 1}{p_0}}_{\text{Arbeitspunkt}} (\Delta p_1(t) - \Delta p_2(t)) \quad (13)$$

Die Temperatur T und der Luftdruck p_{stat} umgeben das Messsystem und verändern die Phase des Interferometers. Mittels eines MI wird der Luftdruck p_{stat} jedoch kompensiert, sodass die Abhängigkeit vom umgebenden Luftdruck p_{stat} wegfällt. Dies lässt sich damit erklären, dass sich gleiche Bedingungen an beiden Interferometerarmen aufgrund der Phasenverschiebung ausgleichen.

Der vordere Teil von (13) beinhaltet den Term, der den Arbeitspunkt des Interferometers festlegt. Optimal liegt der Arbeitspunkt an der Stelle der maximalen Steigung von:

$$I_{\text{MI}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Phi_{\text{MI}}) \quad (14)$$

Dort ist die Empfindlichkeit am größten. I_{MI} ist die Intensität am Interferometerausgang und setzt sich zusammen aus den Teilintensitäten I_1 und I_2 [7]. Die Änderung des Drucks $\Delta p_i(t)$ wird im MI aufgrund der Phasenverschiebung beider Strahlen um π differentiell ermittelt.

Effektgröße optischer Schallmessung

Die relative Änderung des Brechungsindex aufgrund der Änderung des Luftdrucks, der Temperatur und des Wasserdampfdrucks wird in [7] beschrieben. Das Resultat ist in Tabelle 1 dargestellt. Beispielsweise führt eine Änderung des Drucks zu einer relativen Brechungsindexänderung von $+2,682 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1} \Delta p$, sodass noch hörbarer Schall bei 1000 Hz mit einem Schalldruck von 20 μPa [2] zu einer relativen Brechungsindexänderung von ca. 10^{-14} führt.

Tabelle 1: Relative Änderung des Brechungsindex verschiedener Einflussgrößen [7]

Relative Brechungsindexänderung $\Delta n/n$	Einflussgröße
$-0,929 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \Delta T$	ΔT Änderung der Lufttemperatur
$+2,682 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1} \Delta p$	Δp Änderung des Luftdrucks
$-3,84 \cdot 10^{-10} \text{ Pa}^{-1} \Delta p_F$	Δp_F Änderung des Wasserdampfdrucks

Experimenteller Teil

Komponenten membranloser optischer Mikrofone

Das membranlose optische Mikrofon (MeoM) besteht aus drei Hauptkomponenten, einem FBG-stabilisierten Laser (FNLD-100S-1550-BTF-FBG-A, Frankfurt Laser Company, Friedrichsdorf), der mittels eines Laserdiodentreibers mit Temperaturstabilisierung (CLD1015, Thorlabs GmbH, Dachau) betrieben wird. Die Interferometer sind aus optischen Standardkomponenten in einem 30-mm-Cage-System von Thorlabs GmbH auf einer optischen Platte aufgebaut. Der Photodiodenverstärker ist selbst entwickelt. Der Aufbau der untersuchten Interferometer ist in den Abbildungen 1 und 2 schematisch dargestellt. Der Photodiodenverstärker besteht aus einem Transimpedanzwandler, mit einer Verstärkung von ca. $4 \cdot 10^6$, dem ein nichtinvertierender Integrierer gegengekoppelt ist. Hierbei wird die mittlere Lichtintensität am Arbeitspunkt kompensiert, da diese gegenüber dem Nutzsignal um ca. 10^7 höher ist. Eine Treiberstufe am Ausgang passt die elektrische Impedanz an einen Signalanalysator (DT9847, Measurement Computing, Bietigheim-Bissingen) an.

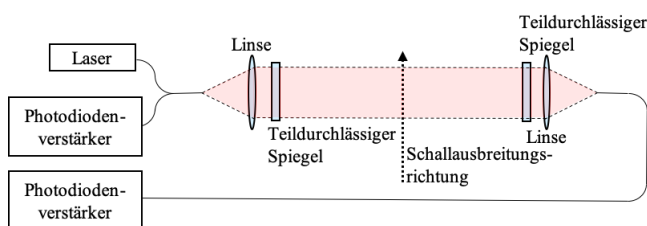


Abbildung 1: Skizze eines Fabry-Pérot-Interferometers mit Laserlichtquelle und Photodiodenverstärker

Qualitativer Vergleich beider Interferometer

Beide Interferometer sind in ersten Experimenten nacheinander einer Schallquelle mit einer Frequenz von 3 kHz ausgesetzt. Die Schallquelle wird in einem Abstand von 15 cm betrieben, sodass sich das Messsystem im Fernfeld befindet. Abbildungen 3 und 4 zeigen die Sonogramme und Amplitudenverlaufdiagramme der erhaltenen Messdaten von FPI und MI.

Beide Sonogramme zeigen bei der Frequenz von 3 kHz

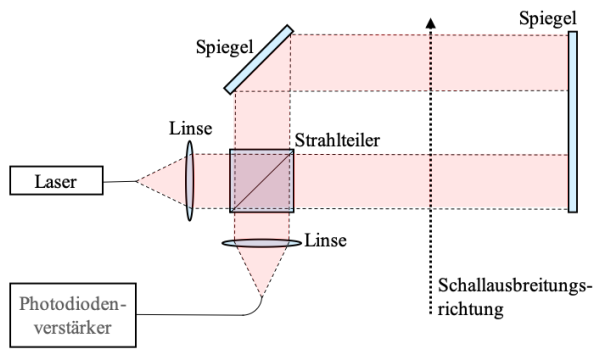


Abbildung 2: Skizze eines Michelson-Interferometers mit Laserlichtquelle und Photodiodenverstärker

deutlich das erwartete Signal von 3 kHz. Das Signal-Rausch-Verhältnis beträgt 47 dB für das FPI und 40 dB für das MI. Signale bei tieferen Frequenzen können auf das Laborumfeld sowie Laser- und Verstärkerrauschen zurückgeführt werden. Werden die Amplitudenverlaufsdiagramme betrachtet, fluktuiert die Envelope des FPI wesentlich stärker als die des MI. Dies ist auf eine Instabilität des Messsignals im FPI zurückzuführen. Lautstärkeschwankungen der Schallquelle können als Ursache ausgeschlossen werden.

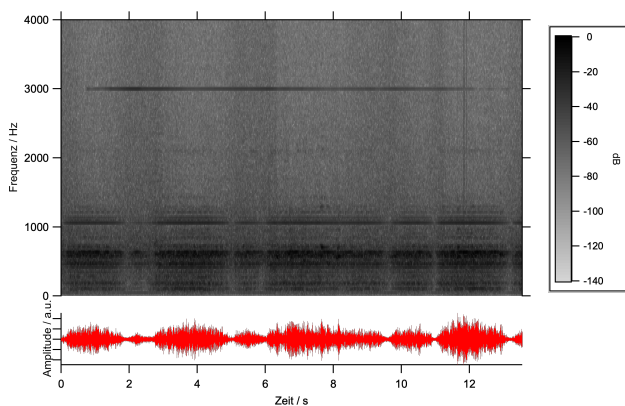


Abbildung 3: Sonogramm und Amplitudenverlauf einer Schallmessung mit $f = 3$ kHz an einem Fabry-Pérot-Interferometer

Mittels der Messung eines amplituden- und frequenzkonstanten Schallsignals kann in diesem Fall nicht bewiesen werden, dass die erhaltenen Messsignale aufgrund einer Messung der Brechungsindexänderung durch die Schallwelle gewonnen werden. Einflüsse der erzeugten Schallwelle auf die optischen Komponenten können in ersten Experimenten nicht ausgeschlossen werden.

Akustische Vermessung von Kondensator-entladungen entlang der Transversalebene des Michelson-Interferometers

Die Messung von Schall basierend auf der Messung der Brechungsindexänderung kann mittels eines kurzen Schallimpulses aufgezeigt werden. Hierbei wird ein Kondensator im Abstand von 15 cm zu dem MI entladen. Durch das Entladen einer geringen elektrischen Ladung entsteht ein kurzer Schallimpuls mit kleiner Amplitu-

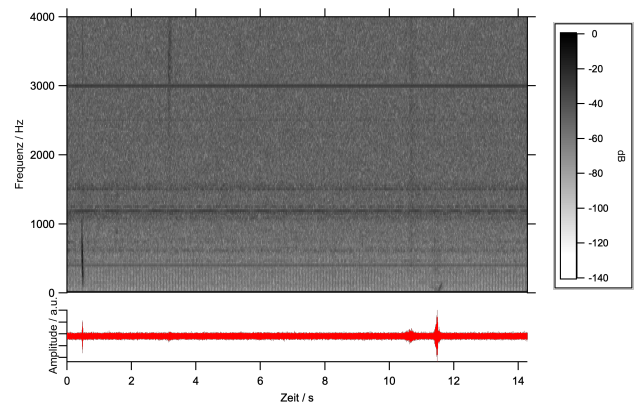


Abbildung 4: Sonogramm und Amplitudenverlauf einer Schallmessung mit $f = 3$ kHz an einem Michelson-Interferometer

de. Dieser wandert durch beide Arme des MI. Aufgrund der Phasenverschiebung von π beider Interferometerarme wird ein Messsignal mit zwei Peaks entgegengesetzter Amplitude erwartet. Entlang der Transversalebene des Interferometers wird ein sich mit dem Winkel ändernder Peakabstand τ erwartet. Dies wird mittels Simulationen in k-Wave [10] (siehe Abb. 5) sowie im Experiment untersucht.

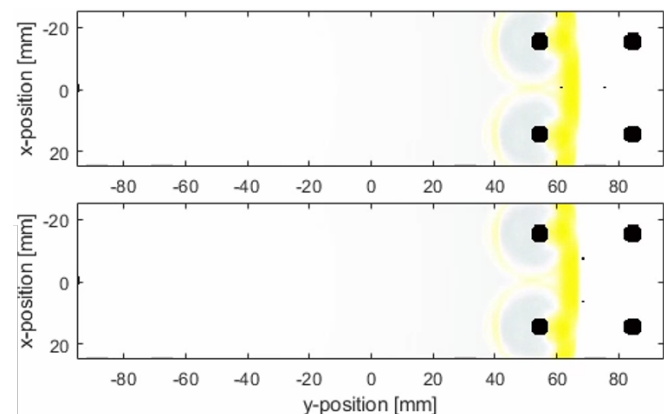


Abbildung 5: Simulationen der Schallausbreitung einer Kondensatorentladung. Der Schallimpuls trifft in der oberen Abbildung unter einem Winkel von 0° auf das Messsystem und in der unteren Abbildung unter einem Winkel von 90° . Die vier großen Punkte entsprechen dem Gestänge des Cage-Systems, die zwei kleinen Punkte den Laserstrahlen der beiden Interferometerarme.

Resultate und Diskussion

In den Simulationen wird ein Schallimpuls nachgebildet, der einer Bogenentladung entspricht. Die Anstiegszeit beträgt ca. 10 μ s. Messung und Simulation werden zeitlich miteinander überlagert sowie die Amplituden zur besseren Visualisierung aneinander angepasst. In Abb. 6 ist das Simulationsergebnis im Vergleich zum Experiment dargestellt. Der Verlauf der Amplituden im Experiment und in der Simulation zeigen eine große Ähnlichkeit. Wie erwartet entstehen zwei Peaks, einmal mit positiver Amplitude bei 110 μ s sowie einmal mit negativer Amplitude

bei $150 \mu\text{s}$, die sich auf die Phasenverschiebung des Interferometers zurückführen lassen. Weitere Schwankungen in der Amplitude entstehen aufgrund der Reflexion der Schallwellen am Cage-System, das die optischen Komponenten trägt. Es kann gezeigt werden, dass das gewonnene Messsignal auf eine Änderung des Brechungsindex im Interferometer und nicht auf eine Auslenkung optischer Komponenten zurückgeführt werden kann.

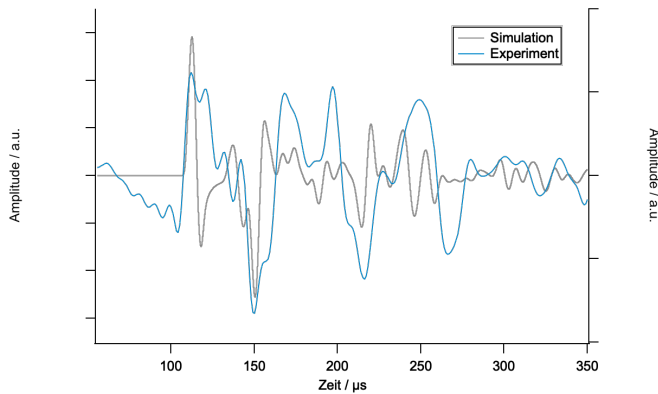


Abbildung 6: Messergebnis und Simulationsergebnis der Schallausbreitung einer Kondensatorentladung unter einem Einfallswinkel der Schallwelle von 0° auf das Messsystem.

Wird der Einfallswinkel des Schallimpulses verändert, wie in Abb. 5 für die Winkel 0° und 90° dargestellt, ändert sich die Zeitdifferenz τ zwischen dem Eintreffen der Schallwelle am ersten Interferometerarm und am zweiten Interferometerarm. Dies ist in Abb. 7 für die Simulationen und Messungen dargestellt. Der Verlauf folgt einer Cosinus-Funktion. Bei einem Einfallswinkel von 0° bzw. 180° wird die Zeitdifferenz mit ca. $40 \mu\text{s}$ maximal. Bei einem Einfallswinkel von 90° tendiert in der Simulation die Zeitdifferenz gegen $0 \mu\text{s}$ und im Experiment gegen $8 \mu\text{s}$.

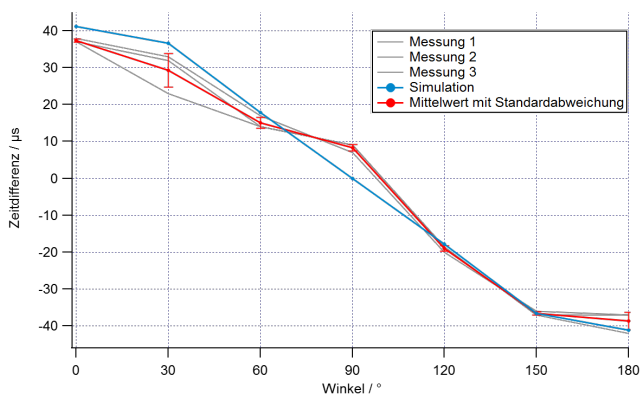


Abbildung 7: Messergebnisse und Simulationsergebnisse der Zeitdifferenz des Eintreffens eines Schallimpulses von Kondensatorentladungen an einem Interferometerarm unter den Winkeln 0° bis 180° in 30° -Schritten.

Zusammenfassung

Es konnte gezeigt werden, dass das Messen von Schall ohne bewegliche Teile mit Hilfe des MeoM möglich

ist. Jedoch erfordert diese Methode der Schallmessung einen Photodioden-Verstärker mit einer Gleichstromkompensation sowie einer sehr hohen Stromverstärkung aufgrund der geringen Signalstärke. Die zeitliche Stabilität der Amplitude des MI ist im Vergleich zum FPI höher. Theoretisch wird der Umgebungsdruck aufgrund des Zweistrahlbaus des MI kompensiert. Ein rückwirkungsfreies Messen von Schall ist nur bedingt möglich, da das Cage-System Einfluss auf den Schall hat.

Ausblick

Entwicklungspotenzial zeigt das MeoM hinsichtlich des Verstärkers, der in der nächsten Version eine höhere Verstärkung sowie eine Kompensation weiterer Einflussparameter erhält. Dadurch sollen die Empfindlichkeit weiter erhöht und Fluktuationen in der Amplitude des Messsignals reduziert werden. Darüber hinaus wird eine Stabilisierung des Arbeitspunktes angestrebt. Im MeoM werden MI und FPI miteinander kombiniert, um die chromatische Dispersion zu erhöhen, wodurch die Empfindlichkeit des Messsystems und damit das Signal-Rausch-Verhältnis nochmals vergrößert werden.

Literatur

- [1] Möser, M.: Messtechnik der Akustik. Springer, Berlin und Heidelberg, 2010
- [2] Lerch, R. et al.: Technische Akustik: Grundlagen und Anwendungen. Springer, Berlin und Heidelberg, 2009
- [3] Sinambari, G. R., et al.: Ingenieurakustik: Physikalische Grundlagen und Anwendungsbeispiele. Springer Vieweg, Wiesbaden, 2014
- [4] Friesecke, A.: Studio Akustik: Konzepte für besseren Klang. PPVMedien, Bergkirchen, 2015
- [5] Köhler, M. et al.: Gas Measurement Using Static Fourier Transform Infrared Spectrometers. Sensors 17 (2017)
- [6] Fischer, B.: Optical microphone hears ultrasound. Nature Photonics 10 (2016), 356-358
- [7] Naumann, H. et al.: Handbuch Bauelemente der Optik: Grundlagen, Werkstoffe, Geräte, Messtechnik. Hanser, München, 2014
- [8] Meschede, D.: Gerthsen Physik. Springer, Berlin, Heidelberg, 2015
- [9] Owens, J.: Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition. Applied Optics 6 (1967)
- [10] Treeby, B. und Cox, B. T.: k-Wave: MATLAB toolbox for the simulation and reconstruction of photoacoustic wave fields. Journal of Biomedical Optics 15 (2010)