



Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik

Photoakustische Interferometrie zur Gasdetektion

Marcel Hoffmann

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Thomas Eibert
Prüfer der Dissertation: 1. Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Alexander W. Koch
2. Prof. Félix José Salazar Bloise, Ph.D.

Die Dissertation wurde am 28.09.2020 bei der
Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik am 22.01.2021 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Wissenschaftliche Problemstellung	2
1.2	Lösungsansätze	3
1.3	Gliederung der Arbeit	5
2	Grundlagen und Stand der Technik	7
2.1	Photoakustische Generierung von Schallwellen	7
2.2	Detektion des photoakustischen Effekts	13
2.2.1	Grundlagen der Akustik	14
2.2.2	Detektionsmechanismen von Schall	19
2.3	Membranloses optisches Mikrofon	22
2.3.1	Direkte Messung der Luftdichte mittels des membranlosen optischen Mikrofons	22
2.3.2	Druckabhängigkeit des Brechungsindex in Luft	23
2.3.3	Abhängigkeit der Phase und Lichtintensität eines Interferometers vom Brechungsindex	26
2.3.4	Effektgröße der Brechungsindexänderung durch Schall und weitere Einflussfaktoren	31
2.3.5	Abschätzung des Einflusses der Luftfeuchte auf die direkte Absorption des Messsignals	34
2.4	Stand der Technik	36
2.4.1	Aktuelle kommerzielle photoakustische Systeme zur Messung von Gaskonzentrationen	36
2.4.2	Optische photoakustische Systeme zur Messung von Gaskonzentrationen	38
2.4.3	Optische Mikrofone	40
3	Photoakustische Interferometrie – Konzept der MeoM-PAS	43
3.1	Konzeptionierung des membranlosen optischen Mikrofons	43

3.2	Auslegung der photoakustischen Messzelle	44
3.3	Anforderungen an die Lichtquellen	49
3.3.1	Anforderungen an die Lichtquelle zur photoakustischen Anregung	49
3.3.2	Anforderungen an die Lichtquelle des MeoMs	50
4	Signalverarbeitung	53
4.1	Hardware	54
4.2	Software	55
5	Simulationen	57
5.1	Simulation des membranlosen optischen Mikrofons	59
5.1.1	Richtungsabhängigkeit des Mikrofons	59
5.1.2	Frequenzverhalten des membranlosen optischen Mikrofons	61
5.2	Simulation der photoakustischen Messzelle	62
6	Experimentelle Untersuchung der photoakustischen Messzelle und des membranlosen optischen Mikrofons	65
6.1	Resonanzfrequenz und Güte der photoakustischen Messzelle	66
6.1.1	Experimenteller Aufbau	66
6.1.2	Messergebnis und Diskussion	66
6.2	Charakterisierung und Eigenschaften des membranlosen optischen Mikrofons	68
6.2.1	Nachweis des Wirkprinzips zur membranlosen optischen Messung von Schall	69
6.2.2	Schalldruckmessung mittels des membranlosen optischen Mikrofons	71
6.2.3	Stabilisierung mittels Temperaturkompensation	72
6.3	Photoakustische Interferometrie mittels MeoM-PAS	80
6.3.1	Modale Eigenschaften	81
6.3.2	Unterschiedliche Pulsdauern bei photoakustischer Anregung	84
6.3.3	Photoakustische Konzentrationsmessungen von Stickstoffdioxid	85
6.3.4	Einfluss der Gasströmung auf den Gaswechsel innerhalb der photoakustischen Messzelle	88
6.3.5	Einfluss der Gaskonzentration auf das photoakustische Messsignal	94
7	Zusammenfassung und Ausblick	99

Kapitel 1

Einleitung

Unsere natürliche Wahrnehmung der uns umgebenden Welt basiert auf den menschlichen Sinnen: dem Hören, dem Sehen, dem Riechen und Schmecken sowie dem Tasten. Mit der Hilfe geeigneter Sensoren und Messtechniken wird das Nichtwahrnehmbare in unseren Wahrnehmungsbereich verschoben und quantifizierbar gemacht.

Die meisten Gase sind für uns Menschen nicht direkt wahrnehmbar. Sie riechen nicht, sind meist unsichtbar und hinterlassen auch keinen Film auf der Haut, dem wir nachspüren könnten. Jedoch nehmen wir die Auswirkungen auf unseren Körper wahr, der in der Folge an Müdigkeit oder Schwindel leidet oder aufgrund von Langzeitfolgen irreversible Schäden an der Lunge erfährt [1]. Mit der Industrialisierung hat sich eine nicht vergleichbare Welle des technischen Fortschritts über die Menschen ausgebreitet, die zum einen zu Wohlstand und zum anderen zu Belastungen der Umwelt geführt hat [2]. Aufgrund der starken Klimadebatte [3, 4] und der Debatte um Stickoxidwerte, die durch den Abgasskandal angefacht wurde [5–8], verzeichnen die Gesellschaft und vor allem auch die Industrie ein steigendes Interesse an der direkten Messung von Gasen – dort, wo sie entstehen und dort, wo sie potentiell schaden. Das Umfeld, in dem Messsysteme zur Gaskonzentrationsmessung dann eingesetzt werden, ist klar definiert. Solche Messungen in industriellen Anlagen und vor allem im urbanen Raum heben sich dadurch ab, dass sie im Vergleich zu einer ruhigen und definierten Laborumgebung externen Einflüssen unterliegen und somit anspruchsvoll sind. Technische Vorteile bieten optische Messmethoden. Hohe Empfindlichkeit [9, 10] und eine lange Lebenszeit [11] machen sie im Vergleich zu anderen Methoden potentiell aufgrund der Anforderungen auch außerhalb von Laboren interessant [12, 13]. Allerdings reagieren diese Systeme empfindlich auf Erschütterungen, da sie, wie beispielsweise photoakustische Spektrometer, bewegliche Komponenten enthalten.

Auf den folgenden Seiten soll daher eine neue messtechnische Methode, die Photoakus-

tische Interferometrie (PI) vorgestellt werden. Der Begriff „Photoakustische Interferometrie“ leitet sich von dem Begriff und der Methode der Photothermischen Interferometrie ab. Dabei wird ein Messgas mittels eines kurzen Lichtimpulses in einem Interferometerstrahl angeregt. Aus der Expansion des Gases kann auf die Gaskonzentration geschlossen werden. Die Photoakustische Interferometrie hingegen geht einen Schritt weiter: Hierbei wird ein Messgas mittels einer pulsierenden Lichtquelle photoakustisch angeregt, wobei Schallwellen entstehen. Diese werden mittels eines statischen Interferometers in ihrer Stärke gemessen.

Auf dem Weg zu diesem Messsystem werden die Einzelkomponenten genauer untersucht. Dazu gehört vor allem das membranlose optische Mikrofon (MeoM), mit dem die Schallwellen detektiert werden. Diese Schallwellen werden photoakustisch mit einer starken Lichtquelle in einer speziell konzipierten Messzelle generiert.

Laut meiner Recherchen gibt es bisher kein rein photoakustisches System zur Messung von Gasen, das ohne bewegliche Komponenten auskommt. Bewusst sind hier auch Systeme eingeschlossen, die zwar optisch Schall vermessen können, dies jedoch mittels der Abtastung einer beweglichen Membran bewerkstelligen [14]. Diese Systeme sind nicht vollkommen statisch und daher potentiell nicht für Messungen unter schwierigen Bedingungen geeignet.

1.1 Wissenschaftliche Problemstellung

Orte, an denen schädliche Gase ihren Ursprung haben und an denen Menschen davor geschützt werden müssen, bedürfen der Grenzwertüberwachung und somit hochgenauen und selektiven Gaskonzentrationsmessungen. Es sind vor allem Technologien gefragt, die flexibel am Ort des Geschehens eingesetzt werden können.

Hierbei gibt es besondere Anforderungen an das Messsystem. Das Messsignal unterliegt außerhalb einer kontrollierten Laborumgebung externen Einflüssen, sodass Messabweichungen aufgrund von Druck- und Temperaturschwankungen, der Abhängigkeit des Messsignals von anderen Gasen, Erschütterungen sowie korrosiven Prozessen auftreten können. Für eine kontinuierliche Überwachung der Gaskonzentration muss diese im Gasfluss gemessen werden. Zudem wird durch eine mechanische Robustheit und ein geringes Systemgewicht die örtliche Flexibilität erhöht. Besonders in der Industrie aber auch in der Bevölkerung führen überschaubare Kosten zu einer breiteren Akzeptanz von Messsystemen.

Außerhalb des Labores nimmt die Anzahl hochgenauer und gleichzeitig selektiver Methoden zur Gaskonzentrationsmessung stark ab. Kleine, leichte und robuste Systeme basieren

oftmals auf den chemischen Effekten der Adsorption und Desorption. Dies sind beispielsweise Metalloxidgassensoren, elektrochemische Gassensoren oder gassensitive Feldeffekttransistoren [15]. Hierbei steht das Gas in direktem Kontakt mit der Sensorfläche, sodass eine hohe Empfindlichkeit erzielt werden kann, die Selektivität im Vergleich zu anderen Methoden jedoch gering ist. Der direkte Kontakt mit dem Gas führt zudem dazu, dass beispielsweise Metalloxidgassensoren durch Salzsäure, die aufgrund von Abgasen als Aerosol in die Atmosphäre gelangt, die Sensorfläche mit der Zeit korrodiert und die Empfindlichkeit des Messsystems dadurch abnimmt. Optische Messmethoden hingegen nutzen die Interaktion elektromagnetischer Strahlung mit dem Gas, sodass korrosive Effekte vernachlässigbar sind. Der Nachteil an diesen sind jedoch die Größe und das Gewicht sowie die mangelnde Robustheit aufgrund von beweglichen Komponenten, die einen flexiblen Einsatz erschweren [16]. Zudem sind diese aufgrund der Lichtquellen bzw. der verwendeten optischen Sensoren wie Mikrobolometerarrays vergleichsweise teuer in der Anschaffung. Jedoch wird mittels der optischen Gasmesstechnik eine hohe Selektivität erlangt. Eine hohe Empfindlichkeit wird häufig durch lange Messintervalle erhalten, sodass die Ansprechzeit hoch ist.

Die photoakustische Spektroskopie (PAS) ist ein optisches Messverfahren, das durch eine hohe Selektivität und Empfindlichkeit hervorsteicht. Das Gas wird mittels einer gepulsten Lichtquelle selektiv angeregt, woraufhin in Abhängigkeit von der Gaskonzentration stärkere oder schwächere Schallwellen entstehen. Diese aktivieren mechanische Schwinger wie Biegebalken oder Membranen, aus deren Bewegung sodann auf die Gaskonzentration geschlossen wird. Aufgrund ihrer hohen Modularität ist die PAS flexibel in der Anwendung. So kann sie mit einer geeigneten Lichtquelle, einem angepassten Design der Messzelle und einer optimierten Schallmesstechnik auf ein Messproblem hin optimiert werden [17]. Die Realisierung einer photoakustischen Messzelle ist vergleichsweise einfach, jedoch aufgrund der Messtechnik kostenintensiv, beispielsweise durch die Nutzung eines Lock-in Verstärkers. Aktuelle photoakustische Messsysteme sind für eine industrielle oder urbane Umgebung nur bedingt geeignet, da sie aufgrund der beweglichen Teile gegenüber Erschütterungen nicht robust sind und Druckänderungen am Sensor durch Gasströmungen zu Messabweichungen führen.

1.2 Lösungsansätze

Da es bisher keine Methoden gibt, die den gerade erläuterten Anforderungen gerecht werden, ist das Interesse an einer solchen Gasmesstechnik groß. Die photoakustische Spektroskopie scheint jedoch eine gute Grundlage zu sein, um auf ihrer Basis die genannten Anforderungen zumindest annäherungsweise zu erfüllen. Zwei Faktoren machen sie beson-

ders interessant. Dies ist zum einen die hohe Selektivität bei einer hohen Empfindlichkeit und zum anderen die Tatsache, dass die Nachteile hauptsächlich durch eine Komponente entstehen – den akustischen Sensor. In vielen Aufbauten wird dieser mittels eines Mikrofons realisiert. 160 Jahre sind schon in die Entwicklung von Mikrofonen geflossen – Zeit genug, dass sich die Technik etablieren und durchsetzen konnte. Dies macht aber gleichzeitig auch blind für andere erfolgversprechende Technologien wie beispielsweise aus der optischen Messtechnik.

Es ist oftmals schwierig, den Schritt in Richtung einer neuen, nicht etablierten Technologie zu gehen. Mittels der optischen Messtechnik ist es möglich, hochgenaue Messungen, beispielsweise mittels der Interferometrie durchzuführen. Dieses Potenzial soll genutzt werden, um das etablierte Verfahren der Schallmessung mittels Membranmikrofonen oder anderen akustischen Schwingern zu umgehen, sodass der Prototyp eines vollstatischen photoakustischen Messsystems entsteht.

Optische Interferometer werden in der Regel so verwendet, dass eine Änderung der Weglänge zwischen Strahlteiler und Spiegel zu einer Änderung des Messsignals führt. Bei einem statischen Interferometer ist diese Weglänge jedoch fix. Eine Änderung des Messsignals wird hierbei durch die Translokation einer Schallwelle durch die Strahlarme des Interferometers erreicht, da sich infolgedessen der Brechungsindex und somit auch die optische Weglänge ändert. Mit dieser Maßnahme werden direkt einige Nachteile, die bei der Nutzung von akustischen Schwingern entstehen, eliminiert. Dies sind: Erschütterungen, die mittels Körperschall auf den Schwinger übertragen werden, Strömungen die den Schwinger aufgrund ihres Masseflusses auslenken und potenzielle Korrosion, da der Sensor direkt dem Gas ausgesetzt ist. Der Vorteil eines Zweistrahlinterferometers ist, dass Druckänderungen, die gleichzeitig an beiden Armen erfolgen, kompensiert werden. Dies gilt vor allem für den Umgebungsdruck, aber auch für hohe Gasströmungen, die den Gesamtdruck in einer photoakustischen Messzelle erhöhen. Der Einfluss der Temperatur wird von einem Zweistrahlinterferometer nicht kompensiert. Zur Kompensation wird daher ein Algorithmus verwendet, der den Temperatureinfluss minimiert. Wird zu dem photoakustischen Schallsignal ein Referenzschallsignal eingekoppelt, kann dies zur Kompensation der Drift des Interferometers verwendet werden. Die Lichtquelle zur photoakustischen Anregung des Gases sowie das Interferometer liegen bewusst außerhalb der Messzelle, sodass das Gas nur mit dem Zellinnenraum in Berührung kommt.

Durch das Einbeziehen all dieser Überlegungen soll ein neuartiges Messsystem entstehen, welches das Potenzial der photoakustischen Spektroskopie mit optischer Messtechnik kombiniert.

1.3 Gliederung der Arbeit

Gegliedert ist die Arbeit in einen Grundlagenbereich, gefolgt von der Konzeptionierung und der Realisierung des Messsystems in der Praxis.

Im zweiten Kapitel werden die photoakustischen Grundlagen beleuchtet. Hierbei wird der Weg von der Absorption von Lichtenergie im Gas bis zur Generierung einer Druckwelle besprochen. Was die Eigenschaften einer Druckwelle bzw. einer Schallwelle sind, wird in den Grundlagen der Akustik beschrieben. Aus Sicht der Messtechnik ist ein Blick auf die Detektionsmechanismen von Schall unerlässlich. Hierbei werden die etablierten Schallmesstechniken mittels Membran aufgegriffen und den membranlosen Methoden gegenübergestellt. Letztere Methode wird in Kapitel 2.3 mathematisch genauer beleuchtet. Hier wird gezeigt, dass der Brechungsindex mit dem Druck im Medium gekoppelt ist und dass Schalldruck zu messbaren Brechungsindexänderungen führt. Um die Neuheit der PI zu verdeutlichen, wird ein kurzer Blick auf den Stand der Technik gerichtet.

Kapitel 3 kombiniert die Erkenntnisse aus den Grundlagen des zweiten Kapitels und lässt diese in die Konzeptionalisierung des PI-Systems einfließen. Hierbei wird auf die akustische und optische Auslegung der Messzelle eingegangen. Zudem werden die Anforderungen an die Lichtquellen erörtert.

Eines der Herzstücke eines PI-Systems ist der Messverstärker, der die sehr schwachen Messsignale für die Datenakquisition lesbar macht, sodass eine Signalverarbeitung stattfinden kann. Eine hard- und softwareseitige Betrachtung der Signalaufbereitung wird in Kapitel 4 ausgeführt.

Kapitel 5 ist in zwei Bereiche gegliedert: die Simulation des optischen Mikrofons und die Simulation der photoakustischen Gasmesszelle. In beiden Teilen werden jeweils die akustischen Eigenschaften untersucht.

Die Simulationen untermauern die Ergebnisse aus Laborversuchen, welche in Kapitel 6 vorgestellt und diskutiert werden. Dies betrifft zum einen das akustische Profil der Messzelle und zum anderen die Eigenschaften des MeoMs. Kombiniert ergeben die photoakustische Messzelle und das MeoM einen Aufbau, der MeoM-PAS genannt wird (Membranloses optisches Mikrophon – Photoakustische Spektroskopie). MeoM-PAS ist ein Verfahren der photoakustischen Interferometrie. Hierbei werden Laborversuche vorgestellt und der „Proof of Concept“ an Konzentrationsmessungen von Stickstoffdioxid (NO_2) festgemacht.

Zusammenfassung und Ausblick fassen kurz die Ergebnisse zusammen, gehen auf offene Fragen ein und zeigen technologische Chancen auf.

Kapitel 2

Grundlagen und Stand der Technik

2.1 Photoakustische Generierung von Schallwellen

Die Photoexzitation von Gasen basiert auf der Aufnahme und Umwandlung optischer Strahlungsenergie in thermische Energie. Eine Einteilung der daraus resultierenden Effekte basiert auf der Größe, die beobachtet wird. Es wird zwischen zwei Effekten unterschieden: dem photothermischen Effekt und dem photoakustischen Effekt. Messmethoden, die auf dem photothermischen Effekt basieren, messen direkt den lokalen Temperaturanstieg eines Gases aufgrund der Absorption optischer Strahlung. Wenn mittels in der Intensität modulierte oder gepulste optische Strahlung Schallwellen angeregt werden, spricht man vom photoakustischen Effekt. Hierbei wird die lokale Wärmeausdehnung eines Volumens betrachtet, das optische Strahlung absorbiert. Die ersten Veröffentlichungen mit den Titeln „On the production and reproduction of sound by light“ und „Upon the production and reproduction of sound by light“, erschienen im American Journal of Science and Arts (Volume 20, 1880) und im Journal of the Society of Telegraph Engineers (Volume: 9, Issue: 34, 1880) stammen aus dem Jahr 1880 und sind von Alexander G. Bell. In diesen Veröffentlichungen beschrieb er, wie mittels des selbstentwickelten Photophons Sprache übertragen werden konnte.

„Mr. Bell, if you hear what I say, come to the window and wave your hat.“ [18]

Hierbei wurde gebündeltes Licht auf eine versilberte dünne Platte aus Glimmer oder Glas gelenkt. Das gebündelte Licht wurde reflektiert und auf eine Selenzelle geworfen. Selenzellen sind photoelektrische Elemente, die bei der Absorption von Licht Elektronen emittieren, wobei eine elektrische Spannung erzeugt wird. Wurde gegen die versilberte Platte gesprochen führte dies zur Ablenkung des Lichtstrahls aus dem Lichtpfad, sodass die Selenzelle Spannungsschwankungen proportional zur Auslenkung der versilberten Mem-

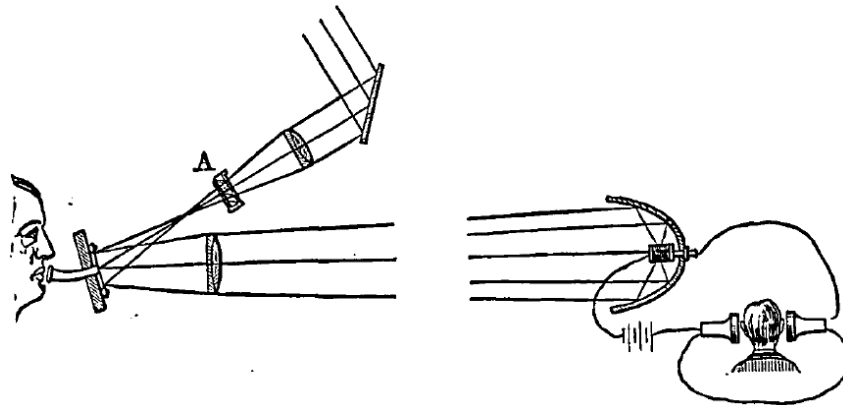


Abbildung 2.1: Darstellung der Funktionsweise eines Photophons von A. G. Bell

bran emittierte. Mit dieser Konfiguration schaffte Bell eine Sprachübertragung auf einer Strecke von 213 m.

In weiteren Experimenten untersuchte Bell den Einfluss unterschiedlicher fester Materialien auf die Lautstärke des wahrgenommenen Schalls. Sonnenlicht wurde hierbei durch eine perforierte und drehbar gelagerte Scheibe moduliert und auf das zu untersuchende Material geworfen. Mit einem Hörrohr konnten je nach Material unterschiedlich laute Schallwellen festgestellt werden. [19] Bell fand die Korrelation zwischen der materialabhängigen Absorption von unsichtbarem Licht des Lichtspektrums und dem daraus resultierenden Schall. Folgerichtig schlug er die Entwicklung eines Spektrophons vor, mit dessen Hilfe die spektralen optischen Eigenschaften von Materialien im nicht sichtbaren Bereich des Spektrums bestimmt werden konnten. Die Aussagekraft der Untersuchung stützte sich auf qualitative Beobachtungen des Experimentators. Er versuchte also zu beurteilen, ob ein entstehender Ton lauter oder leiser im Vergleich zu einem anderen Material war. So war ein Einsatz in der quantitativen chemischen Analytik zunächst einmal begrenzt. Die Erfindung des Kondensatormikrofons von Georg Neumann 1923 führte dazu, dass der photoakustische Effekt quantitativ gemessen werden konnte. 1938 konstruierte Viengorov ein Spektroskop zur Vermessung der Absorptionsspektren von Gasen. Dabei baute er seine Erfindung auf den Arbeiten Röntgens und Tyndalls auf, sodass ihm der Nachweis von CO_2 in N_2 bis zu einer Konzentration von 0,2% gelang. [20] Kurz darauf entwickelte Karl-Friedrich Luft den ersten kommerziell erhältlichen Gasanalysator basierend auf dem photoakustischen Effekt.

Die Entwicklung des ersten Lasers 1960 von Theodore Maiman [21] führte zu einem neuen Impuls in der Entwicklung neuer photoakustischer Messgeräte. Apparaturen zur mechanischen Modulation der Lichtintensität sowie die Strahlungsquelle konnten das erste Mal durch Kerr und Atwood ersetzt werden. Weitere Vorteile durch die Nutzung von La-

ern sind, die hohe Energiedichte von Lasern im Vergleich zu schwarzen Strahlern und außerdem eine höhere Wiederholgenauigkeit. [22] Es war dadurch möglich, mit höheren Intensitäten pro Wellenlänge Gas anzuregen [23]. Eine weitere Verstärkung basierend auf der Idee von Bell war die Einführung einer resonanten Messzelle 1973. Damit konnte die Stärke der Schallwellen um das 1000fache verstärkt werden [24].

Der nächste Meilenstein war die Entwicklung der photoakustischen Fourier-Transformierten-Infrarot-Spektroskopie. Hierbei wurde ein Gitterspektrometer mit einer photoakustischen Messzelle und einem mechanischen Chopperrad ausgestattet. Es war nun möglich, über einen großen Wellenlängenbereich photoakustische Messungen durchzuführen. [17, 25, 26]

Eine wichtige Aufspaltung erfolgte durch zwei Entwicklungszweige in Richtung Festkörper- bzw. Gasanalyse. Mittels der Festkörperanalyse konnten vor allem im medizinischen Bereich Untersuchungserfolge verzeichnet werden. Hierbei wurde karzinogenes Gewebe oder auch Blutgefäße im Submillimeterbereich untersucht bis zu einer Gewebetiefe von 50 mm [27]. Auf die photoakustische Gasanalyse wird in dieser Arbeit eingegangen.

Die photoakustische Gasanalyse basiert auf dem allgemeinen photoakustischen Prozess, der in Abbildung 2.2, basierend auf Miklós und Hess, dargestellt ist [28]. Der Prozess beginnt mit dem Zustand der Anregung mithilfe geeigneter Lichtquellen und endet mit der Messung von Schallwellen durch Mikrofone. Die Zwischenprozesse werden im Folgenden genauer beleuchtet, sodass gegen Ende des Kapitels eine Gleichung aufgestellt werden kann, die ein photoakustisches Messsignal in Abhängigkeit von der eingestrahlteten Lichtleistung beschreibt.

Schallwellen sind Modulationen des Luftdrucks um den statischen Umgebungsdruck. Dies lässt sich beschreiben durch die Differenz aus Gesamtdruck $p_{ges}(r,t)$ und dem Umgebungsdruck p_{stat}

$$p_{ges}(r,t) = p_{stat} + p(r,t). \quad (2.1)$$

Die Druckänderung $p(r,t)$ wird photoakustisch, also thermisch erzeugt. Dies wird mittels folgender inhomogener Differentialgleichung beschrieben [29]:

$$\left(\nabla^2 + \frac{1}{c_s^2} \frac{\delta^2}{\delta t^2} \right) p(r,t) = \frac{-\beta}{C_p} \frac{\delta}{\delta t} H(r,t). \quad (2.2)$$

Hierbei ist $H(r,t)$ die Wärmeproduktion, c_s die Schallgeschwindigkeit, β der adiabatische Volumenausdehnungskoeffizient und C_p die spezifische Wärmekapazität. Die Wärmeproduktion ist mittels des Absorptionskoeffizienten α und der Strahlungsintensität I_0 definiert

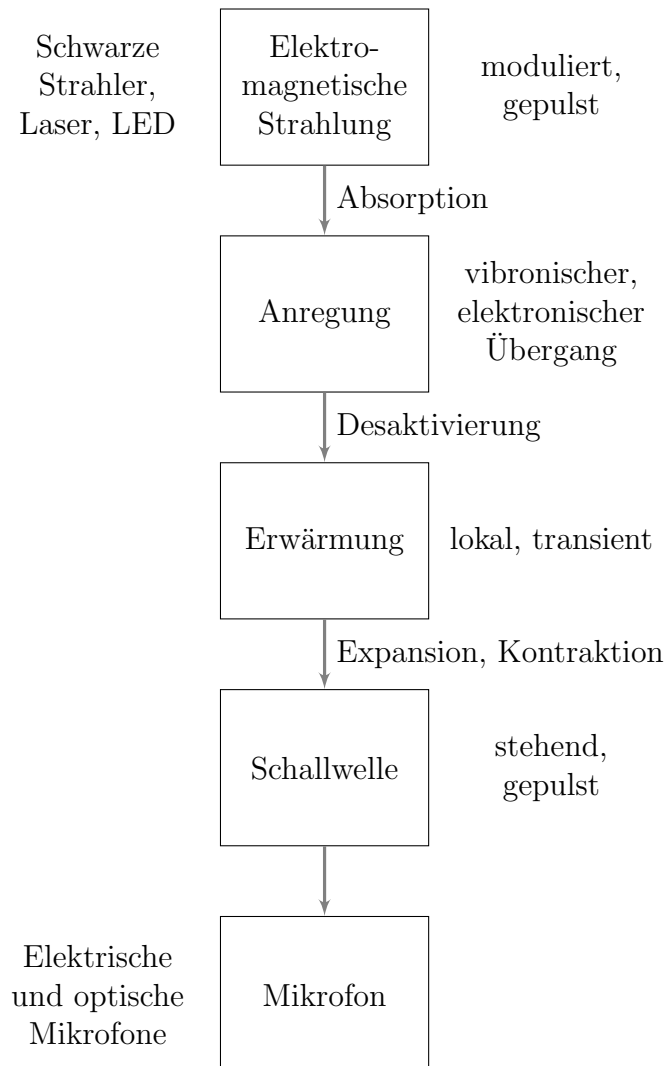


Abbildung 2.2: Photoakustischer Prozess (modifiziert nach [28])

als [29]:

$$H(r,t) = \alpha I_0(r,t). \quad (2.3)$$

Die absorbierte Strahlungsenergie führt je nach Energie der Strahlung hauptsächlich zur Anregung elektronischer Übergänge im ultravioletten und sichtbaren Bereich sowie zu Schwingungs- und Rotationsübergängen im infraroten Bereich [30]. Die Relaxation dieser Zustände erfolgt je nach Bedingungen strahlend oder strahlungslos. In der Photoakustik können strahlende Relaxationsprozesse vernachlässigt werden. Dies liegt daran, dass eine Desaktivierung, also die Abgabe der Energie an die Umgebung in einem Zeitraum von ca. 10^{-6} s bis 10^{-9} s stattfindet und somit bevor es zur spontanen Emission kommt. Diese dauert vergleichsweise länger und liegt im Bereich von ca. 10^{-1} s bis 10^{-3} s. [31, 32] Dabei findet eine Erhöhung der kinetischen Energie, also der lokalen Wärme, statt. Sie korreliert also mit der Wärmeproduktion $H(r,t)$ [33]. Je höher der Absorptionskoeffizient α ist bzw. je höher die Strahlungsintensität I_0 ist, umso höher ist auch die Wärmeproduktion.

Die allgemeine Lösung der inhomogenen partiellen Differentialgleichung wird durch eine Fouriertransformation erreicht und kann als Reihenentwicklung der Eigenmoden der homogenen Wellengleichung dargestellt werden

$$p(r,t) = F^{-1} \left[\int_{r'} \frac{-\beta}{C_p} i\omega \tilde{H}(r',\omega) G_\omega(r|r') dr' \right]. \quad (2.4)$$

Die zeit- und ortsabhängige Funktion $H(r,t)$ wurde nun durch die Fouriertransformation in den Frequenzraum umgewandelt und als $\tilde{H}(r',\omega)$ geschrieben. $G_\omega(r|r')$ ist die Green'sche Funktion. Die Green'sche Funktion beschreibt, dass die Ursache einer Druckwelle sich mittels der Schallgeschwindigkeit ausbreitet und eine Wirkung erst zu dem Zeitpunkt r/c_s eintritt. Somit ist die Green'sche Funktion von der Geometrie einer Messzelle abhängig. Die konstanten Faktoren der Wärmeproduktion $H(r,t)$, der Absorptionskoeffizient α und die Strahlungsintensität I_0 werden der fouriertransformierten Gleichung vorangestellt, sodass 2.4 umgeformt wird zu:

$$p(r,t) = \alpha I_0 \frac{\beta}{C_p} F^{-1} \left[i\omega \tilde{M}(\omega) \int_{r'} R(r) G_\omega(r|r') dr' \right] \quad (2.5)$$

mit

$$H(r,t) = \alpha I_0 R(r) M(t). \quad (2.6)$$

$R(r)$ ist hierbei die räumliche Verteilung der Strahlung und $M(t)$ die Modulationsfunktion M in Abhängigkeit von der Zeit bzw. $\tilde{M}(\omega)$ die Fouriertransformation der Modulations-

funktion M im Frequenzraum. Die zeit- und ortsabhängigen Faktoren der fouriertransformierten Funktionen werden mit $Z(r,t)$ zusammengefasst, also:

$$Z(r,t) = F^{-1} \left[i\omega \tilde{M}(\omega) \int_{r'} R(r) G_\omega(r|r') dr' \right]. \quad (2.7)$$

Damit vereinfacht sich 2.5 zu [31, 34]:

$$p(r,t) = \alpha I_0 \frac{\beta}{C_p} Z(r,t). \quad (2.8)$$

Der Betrag eines photoakustischen Differenzsignals wie man es in einem Michelson-Interferometer mae, ist dann:

$$|\Delta p(r_1, r_2, t)| = \sqrt{p(r_1, t)p(r_1, t)} - \sqrt{p(r_2, t)p(r_2, t)} \quad (2.9)$$

$$= \alpha I_0 \frac{\beta}{C_p} |Z(r_1, r_2, t)|. \quad (2.10)$$

Das photoakustische Signal ist auch dann in einem optischen Michelson-Interferometer-Aufbau proportional zu dem Absorptionskoeffizienten α und der Amplitude der Lichtintensität I_0 , wenn Modulationsfrequenzen niedrig und Sättigungseffekte vernachlässigbar sind. $Z(r_1, r_2, t)$ beschreibt die modifizierte Zellkonstante bei Messungen mittels eines Michelson-Interferometers. Liegt ein Strahlarm im Druckbauch und ein Strahlarm im Druckknoten ergibt sich:

$$|\Delta p(r_1, t)| = \alpha I_0 \frac{\beta}{C_p} |Z(r_1, t)| \quad (2.11)$$

mit $p(r_2, t) = 0$. Liegt ein Strahlarm im Druckbauch und der andere Strahlarm im Druckantibauch ergibt sich:

$$|\Delta p(r_1, t)| = 2\alpha I_0 \frac{\beta}{C_p} |Z(r_1, -r_1, t)| \quad (2.12)$$

mit $p(r_2, t) = -p(r_1, t)$.

Gleichung 2.12 ist aufgrund der Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten α von dem molaren Absorptionskoeffizienten ϵ ebenfalls abhängig von der Konzentration c . Dies wird durch die folgende Gleichung ausgedrückt [29]:

$$\alpha = 2,303 \cdot \epsilon c. \quad (2.13)$$

Damit wird 2.12 zu:

$$|\Delta p(r_1, t)| = 2 \cdot 2,303 \cdot \epsilon c I_0 \frac{\beta}{C_p} |Z(r_1, -r_1, t)|. \quad (2.14)$$

Wird die Konzentration des zu messenden Mediums erhöht, erhöht sich damit auch die Druckamplitude $|\Delta p(r_1, t)|$.

Eine Beschreibung nach Hess et al. [35] erweitert 2.12 um die Konstante F_{res} , die den akustisch resonanten photoakustischen Aufbau beschreibt. S ist hierbei die photoakustische Signalamplitude, F_{res} entspricht $2 \frac{\beta}{C_p} |Z(r_1, -r_1, t)|$:

$$S(\lambda) = F_{res} \alpha(\lambda) \Phi_e(\lambda). \quad (2.15)$$

F_{res} hängt ab von der Größe der Messzelle, der Modulationsfrequenz sowie der Güte Q des Resonators. Die Güte ist bei einer Frequenz f_0 mit einer Bandbreite Δf_{FWHM} basierend auf der 3dB-Grenzfrequenz definiert als:

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f_{FWHM}}. \quad (2.16)$$

Damit ergibt sich:

$$F_{res} = F_{nonres} Q. \quad (2.17)$$

In photoakustischen Messsystemen kann die Güte Werte von mehr als 1000 erreichen, was linear proportional in die Signalverstärkung eingeht [34]. Weiterhin kann 2.15 um die Empfindlichkeit des Mikrofons erweitert werden, sodass gilt:

$$S_{mic}(\lambda) = E_{mic} F_{nonres} Q \alpha(\lambda) \Phi_e(\lambda). \quad (2.18)$$

2.2 Detektion des photoakustischen Effekts

Im folgenden Kapitel wird die Ausbreitung der Schallwellen diskutiert, die bei der photoakustischen Generation selbiger entstehen. Hierbei wird zuerst darauf eingegangen, was Akustik und Schall sind. Daraufhin wird die Ausbreitung von Schallwellen in gasförmigen Medien besprochen und der Begriff der Schallstärke hergeleitet.

Schall hat Wellencharakter und unterliegt dementsprechend, wie elektromagnetische Wellen, Phänomenen wie Beugung, Brechung und Resonanz. Die Resonanz von Schall, welche auch akustische Mode genannt wird, wird genauer besprochen, sodass aus diesem Wissen die Messzelle akustisch ausgelegt werden kann. Schall wird nur durch Sensoren quan-

titativ messbar. Verschiedene Methoden der Schalldetektion werden besprochen und ein Messsystem abgeleitet, das einige Nachteile der Schallwandler mit Membran beheben soll.

2.2.1 Grundlagen der Akustik

Um eine Vorstellung über die akustischen Vorgänge innerhalb einer photoakustischen Messzelle zu bekommen, müssen einige Grundlagen der Akustik und der Schallentstehung im Medium besprochen werden. Hierzu soll geklärt werden, wie Schall entstehen kann und wie dieser sich ausbreitet. Die dabei entstehenden Fragen werden mithilfe der Akustik geklärt.

Was ist jedoch Akustik? Unter Akustik versteht man die Lehre vom Schall, also die Lehre der Entstehung und Ausbreitung von Schwankungen in der Dichte fester, flüssiger und gasförmigen Medien. Im Altertum entsprang das Interesse an der Akustik dem Drang Musik - und dem untergliedert - Toninstrumente zu verstehen. Der Erkenntnisgewinn war ca. 3000 v. Chr. spekulativer Natur und hatte einen stark mystischen Einfluss. Dies änderte sich mit der Musiktheorie der Griechen, wie Phythagoras und Quintilianus, die mittels Instrumenten wie der Lyra Verhältnisse von Tönen, also Schallfrequenzen, miteinander in Beziehung setzten. Sie erkannten den Zusammenhang von Resonanz und das Verhältnis von Frequenzen, also Obertönen. Galilei (1564 - 1642) zeigte mittels eines Experimentes zweier gleichtönig gestimmter Saiten, dass sich die zweite Saite durch die Fortpflanzung der Schwingung in Luft als Übertragungsmedium der ersten Saite anregen lässt. Mersenne war der erste Wissenschaftler, der die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Schall in Luft bestimmte. Dies war 1636. [36]

2.2.1.1 Beschreibung von Schallwellen

Mechanische Schwingungen von einem elastischen Medium, wie beispielsweise von einem Gas, einer Flüssigkeit oder einem Festkörper werden als Schallwellen bezeichnet. Schall wird hierbei mittels der Hydrodynamik beschrieben, welche auf Größen wie Druck p , Teilchengeschwindigkeit v und Dichte ρ zurückgreift. Die Grundlage bilden die Eulerschen Gleichungen idealer kompressibler Flüssigkeiten. Das ist zum einen die Bewegungsgleichung [37]

$$\rho \frac{dv}{dt} + \text{grad } p = F \quad (2.19)$$

mit der Kraft F und zum anderen die Kontinuitätsgleichung [37]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } (\rho v) = 0. \quad (2.20)$$

In der Akustik werden hauptsächlich kleine Änderungen von Druck, Teilchengeschwindigkeit und Dichte betrachtet. In der Regel verlaufen die Zustandsänderungen so schnell, dass diese adiabatisch ablaufen. Für Gase wird folgender Zusammenhang erhalten:

$$\frac{p}{p_0} = \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (2.21)$$

Bei kleiner Teilchengeschwindigkeit v_0 und kleinen Änderungen von p_0 , kann die konvektive Beschleunigung der Teilchen gegenüber der lokalen Beschleunigung vernachlässigt werden [37].

Mithilfe der akustischen Grundgleichungen wird ein Schallfeld vollständig in einem verlustfreien Medium beschreiben [37]:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \text{grad } p = \frac{1}{\rho_0} F, \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \text{div } v = 0, \quad (2.23)$$

$$p = \kappa \frac{p_0}{\rho_0} \rho. \quad (2.24)$$

Dadurch lassen sich bei Annahme des kräftefreien Falls die folgenden Grundgleichungen der Hydrodynamik aufstellen [37]:

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} + \text{grad } p = 0, \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \text{div } v = 0, \quad (2.26)$$

$$p = c_s^2 \rho. \quad (2.27)$$

Nochmaliges Umformen führt daraufhin zur Wellengleichung:

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} + \text{grad } p = 0, \quad (2.28)$$

$$\frac{1}{c_s^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 \text{div } v = 0, \quad (2.29)$$

und

$$\frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \text{div grad } p = 0, \quad (2.30)$$

$$\frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = 0, \quad (2.31)$$

$$\frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \Delta \rho = 0. \quad (2.32)$$

Es ist ersichtlich, dass die Wellengleichung der Schallwellen bzgl. der Dichte und des Drucks angegeben werden können. Zur Vollständigkeit wird die Wellengleichung noch für die Schallschnelle und das Schnellepotenzial Φ aufgeführt [37]:

$$\frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - \Delta v = 0, \quad (2.33)$$

$$v = -\text{grad } \Phi, \quad (2.34)$$

$$p = \rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (2.35)$$

$$\rho = \frac{\rho_0}{c_s^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (2.36)$$

$$\frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \Delta \Phi = 0. \quad (2.37)$$

Aus dem Schnellepotenzial lassen sich somit die Schallfeldgrößen v, p und ρ berechnen. Mit den Anfangs- und Randbedingungen lässt sich das Schallfeld mittels des Schnellepotenzials Φ bestimmen und in die anderen Größen umrechnen. [37]

Die Ausbreitung einer Schallwelle im freien Raum wird mithilfe der Lösung der akustischen Wellengleichung beschrieben. Die dargestellte Lösung kann mittels $k = \omega/c_s$ und $k = 2\pi/\lambda_S$ umgeformt werden zu:

$$p = p_0 \cos(\omega t - kx) \quad (2.38)$$

$$= p_0 \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{c_S} x\right) \quad (2.39)$$

$$= p_0 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_S} x\right). \quad (2.40)$$

2.2.1.2 Ausbreitung von Schall in Luft

Schall breitet sich mit der Schallgeschwindigkeit c_s von 343 m/s in trockener Luft bei 20 °C aus. Anhand der Angaben von Luftfeuchte und Temperatur lässt sich erahnen, dass die Schallgeschwindigkeit in unterschiedlichen Medien unterschiedlich groß sein kann. Dieser Effekt ist auch im Zusammenhang mit dem Brechungsindex bekannt.

Die dämpfenden Eigenschaften der Übertragungsmedien von Schall basieren auf inne-

rer Reibung, Wärmeleitungseffekten sowie molekularer Absorption (vor allem in feuchter Luft) [37].

Nach Cramer et al. [38] wird die Schallgeschwindigkeit c_s dargestellt mittels:

$$c_s = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}}. \quad (2.41)$$

κ ist hierbei der Adiabatenexponent. Wird der Druck p mittels der Dichte ρ , der Temperatur T und der spezifischen Gaskonstanten R_S angegeben, ergibt sich folgende Gleichung:

$$c_s = \sqrt{\kappa R_S T}. \quad (2.42)$$

2.2.1.3 Stehende Schallwellen

Stehende Schallwellen entstehen bei der Interferenz von kohärenten Schallwellen. Dies führt zu Knotenpunkten bzw. Bauchflächen mit jeweils einem Abstand von $\lambda_S/2$. In den Knotenpunkten schwingen Luftteilchen nicht. In den Bauchflächen ist die Schwingungsamplitude maximal. Desweiteren schwingen die Teilchen auf einen Schwingungsbauch bzw. Schwingungsknoten zu bzw. davon weg. Schwingen die Teilchen um einen Knoten aufeinander zu, so erhöht sich der Druck des Mediums über den des statischen Drucks. Schwingen die Teilchen von einem Knoten weg, so vermindert sich der Druck des Mediums unter den stationären Druck. Der Gesamtdruck p_{ges} ist die Summe aus dem statischen Druck p_{stat} und dem Schallwechseldruck p .

$$p_{ges} = p_{stat} + p. \quad (2.43)$$

Der Schallwechseldruck wird nach [37] beschrieben mittels:

$$p(x,t) = p_0 \cos(2\pi ft - kx + \phi_0). \quad (2.44)$$

Hierbei ist p_0 die Amplitude der Schallwelle. Die Wellenzahl k gibt die mit x ortsabhängige Verschiebung der Welle an. k wird definiert mittels:

$$k = \frac{\omega}{c_s} = \frac{2\pi}{\lambda_s}. \quad (2.45)$$

Überlagern sich Schallwellen beispielsweise durch Reflexion an gegenüberliegenden schallharten Wänden, so kommt es zur Interferenz der Schallwellen und zu stehenden Wellen zwischen Wänden [39]. Diese Überlagerung wird mittels des Superpositionsprinzips durch

folgenden Gleichung ausgedrückt

$$p(x,t) = 2p_0 \cos(kx) \cos(2\pi ft). \quad (2.46)$$

$2kx \stackrel{!}{=} (2l+1)\pi$ mit $l \in \mathbb{N}$ beschreibt die Phasenlage eines Schalldruckknotens, $2kx \stackrel{!}{=} 2l\pi$ die Phasenlage eines Schalldruckbauches. Im Schalldruckknoten findet keine Druckänderung statt, dafür im Schalldruckbauch um die doppelte Amplitude verglichen mit der anregenden Schallwelle. Hierbei befinden sich an den Wandflächen und in den Maxima der Druckbäuche die Punkte höchsten Drucks. Wird eine Schallwelle im eindimensionalen Fall zwischen zwei Wänden eingesperrt, führt dies bei geeignetem Abstand zwischen den Wänden zur Schallresonanz. Hierbei überlagern sich erzeugte und reflektierte Schallwellen konstruktiv, sodass folgende Bedingung gilt:

$$L \stackrel{!}{=} n \cdot \frac{\lambda_s}{2} \quad n \in \mathbb{N}. \quad (2.47)$$

Die Lösung der Wellengleichung führt im dreidimensionalen Fall eines Quaders mittels folgender Gleichung zu den resonanten akustischen Moden mit der Frequenz f_{res} [40]:

$$f_{res} = \frac{c_s}{2} \sqrt{\left(\frac{n_x}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{L_z}\right)^2}. \quad (2.48)$$

Bei konstanten Maßen von L_x , L_y und L_z , also einer quaderförmigen Messzelle, führt eine Erhöhung der Schallgeschwindigkeit c_s , beispielsweise aufgrund der Änderung der Zusammensetzung des Mediums, zu einer Erhöhung der Resonanzfrequenz f_{res} .

2.2.1.4 Frequenzbereiche von Schall

Schall wird in drei große spektrale Bereiche kategorisiert: Infraschall, Hörschall und Ultraschall. Die Kategorisierung erfolgt aufgrund der Grenzen der Anatomie des menschlichen Körpers. Der Mensch hört im Bereich von ca. 16 Hz bis ca. 16 kHz. Mittels des Präfix „Infra-“ (lat. infra für unterhalb) wird der Bereich unterhalb des hörbaren Frequenzspektrums bezeichnet. Das Präfix „Ultra-“ (lat. ultra für jenseits) kennzeichnet hingegen den Bereich jenseits bzw. oberhalb der hörbaren Schallfrequenzen. Das menschliche Gehör kann Ultra- und Infraschall aufgrund physiologischer Begrenzungen nicht verarbeiten. Daher sind diese Bereiche für technische Anwendungen besonders interessant.

In Abbildung 2.3 sind einige Luftschallquellen aufgeführt. Hierbei können verschiedene Erregungsmechanismen unterschieden werden, die in der Auswirkung zu periodischen Dichteschwankungen in der Luft führen. Schallerregung erfolgt durch externe Aktuierung wie beim Anschlagen einer Stimmgabel oder bei Erdbeben, durch thermische Schallerre-

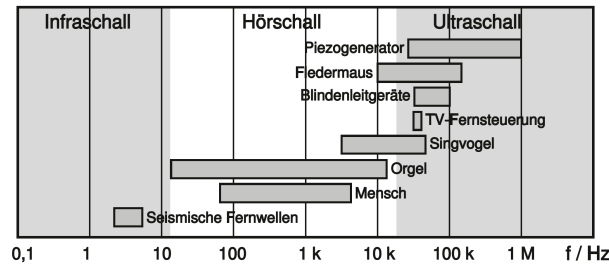


Abbildung 2.3: Akustischer spektralbereich von Luftschallquellen [41]

gung wie bei Donner oder auch durch photoakustische sowie aerophone Schallerregung, wie man sie häufig bei Musikinstrumenten findet. Schallquellen können somit natürlicher, aber auch künstlicher Natur sein. Eine Schallquelle ist aufgrund des Erregungsmechanismus immer durch die Funktion bestimmt, eine Zustandsänderung zum statischen Zustand herbeizuführen, also die Erzeugung eines Wechseldrucks modulierend um den statischen Druck. Somit ist jeder Körper, der eine Schwingung innerhalb eines Übertragungsmediums vollführt, eine Schallquelle.

2.2.2 Detektionsmechanismen von Schall

Schalldetektoren können auf Basis ihrer Wandlerprinzipien klassifiziert werden. Hierbei überwiegt in der schiereren Anzahl an Verfahren das Wandlerprinzip mit Membran im Vergleich zu Wandlerprinzipien ohne Membranen. Wandler mit Membranen gehen zurück auf eine Entwicklung von 1860 [42], sodass sich über die Zeit eine große Anzahl unterschiedlicher Verfahren entwickelt hat. Eine Übersicht hierzu findet sich im nachfolgenden Kapitel. Dort wird auch auf die Problematik der Mikrofone mit Membran eingegangen. Im Gegensatz dazu werden im darauffolgenden Kapitel Wandler ohne Membranen behandelt. Die Vielzahl der Verfahren ist nicht ganz so ausgeprägt. Es wird in diesem Kapitel zudem klar werden, weshalb diese Verfahren weniger bekannt und untersucht sind. Im weiteren Verlauf werden intrinsische und extrinsische Einflussfaktoren erörtert. Es wird zudem diskutiert, inwieweit intrinsische und extrinsische Einflussfaktoren bei beiden Wandlerprinzipien zu erwarten sind.

2.2.2.1 Schallwandler mit Membranen

Wandlerprinzipien mit Membranen ähneln vom Prinzip dem menschlichen Ohr. Eine Schallwelle der Intensität I lenkt eine Membran in einer Zeit t über einen Weg x mit einer Kraft $f(t)$ aus. Die Auslenkung der Membran folgt der Differentialgleichung [41]:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + k_F x = F(t). \quad (2.49)$$

Die Masse m ist die Summe aus der Masse der Membran und den mitschwingenden Luftanteilen. k_F ist die Federkonstante, die sich aus der Federkonstanten, der eingeschlossenen Luft und der Membran ergibt. Mit b wird die Dämpfung des Wandlers moduliert, was technisch mittels geeigneter Materialien umgesetzt wird. Dadurch werden schmalbandige Resonanzen der Membran mithilfe einer hohen Dämpfung verbreitert und der Frequenzgang des Mikrofons geglättet. Die Rückstellkraft F wirkt aufgrund der Federkonstanten k und der Masse m entgegen der Kraft, die auf die Membran wirkt und sorgt zum einen für eine Rückwirkung der Membran auf das Schallfeld und führt zum anderen zu einer systematischen Messabweichung aufgrund der eingeschränkten dynamischen Eigenschaften der Membran. Innerhalb der Klasse der Wandler mit Membranen wird zwischen folgenden Wandlern unterschieden [41]:

- Induktive Wandler
- Elektrodynamische Mikrofone
- Magnetische Mikrofone
- Kapazitive Wandler
- Niederfrequenz-Kondensatormikrofon
- Hochfrequenz-Kondensatormikrofon
- Piezowandler
- Optische Wandler mit Membran

All diese Wandler lassen sich mittels Gleichung 2.49 beschreiben. Einflüsse auf das Messsignal sind unter anderem systeminhärent. Das System ist ein Feder-Masse-System, durch das systematische Messabweichungen auftreten. Es treten Resonanzen auf, die mittels der Einstellung der Federkonstanten zwar gedämpft werden, dies geschieht jedoch unter dem Kompromiss der Verkleinerung des spektralen akustischen Messbereichs [41]. Der Frequenzbereich wird zudem durch die Massenträgheit der Membran eingeschränkt [41]. Die Membran ist mechanisch eingespannt, sodass Körperschall vom Gehäuse des Mikrofons auf die Membran übertragen wird [41]. Besonders Stöße, die in ihrer Form einem Dirac-Impuls ähneln, führen zu einer breitbandigen Anregung der Membran und zu einer ungewollten Messabweichung. In Kapitel 2.2.2.3 wird zudem der Einfluss des Mikrofons und der Membran als Sekundärschallquelle beschrieben. Hierbei tritt ein eingehendes Schallfeld mit Schallreflexionen am Mikrophon in Wechselwirkung.

2.2.2.2 Membranlose Schallwandler

Bewegliche mechanische Systeme unterliegen spezifischen dynamischen Eigenschaften und sind dadurch wartungsanfälliger als statische Systeme und unterliegen zudem externen Erschütterungen. So auch im Bereich der Schalldetektion. Akustische Wandler ohne Membran stellen trotz der Entkopplung von den Einflussfaktoren der Membran noch eine Seltenheit dar. Zeitweise wurden thermoelektrische Wandler zur Ortung von Geschützen entwickelt [41]. Aufgrund großer thermischer Zeitkonstanten ist dieses Wandlerprinzip jedoch nur eingeschränkt nutzbar. Einen großen Schritt zur membranlosen Schallmesstechnik hat Balthasar Fischer gemacht [43]. Hierbei nutzt er ein Messsystem auf der Basis eines Fabry-Pérot-Interferometers zur Detektion von Schallwellen. Die Schwankung in der Dichte der Luft führt zu einer Änderung der Phase im Interferometer. Mittels der Messung der Intensitätsschwankung des Lichts wird auf den Schall rückgeschlossen. Membranlose Techniken sind aufgrund ihrer geringen Empfindlichkeit nicht weit verbreitet. Dies liegt daran, dass der Messeffekt zur Schallmessung vergleichsweise klein gegenüber herkömmlichen Wandlerverfahren sind.

2.2.2.3 Intrinsische und extrinsische Einflussfaktoren auf die Schallmessung

Die tägliche Nutzung von Mikrofonen im Alltag lässt vergessen, dass die Messung von Schall nicht rückwirkungsfrei ist. Ist der Schallwiderstand unstetig, so wie beim Übergang zweier Medien, wird eine Schallwelle reflektiert. Der Mikrofonkörper, also auch dessen Membran, führt aufgrund der Schnittstelle zwischen Luft und Körper zu einer Reflexion der zu messenden Schallwelle. Das Mikrofon ist aufgrund seiner Reflexionseigenschaften ein Störkörper für das Schallfeld. Die reflektierte Welle überlagert sich mit dem einfallenden Schallfeld und beeinflusst damit Druck und Schnelle. Zudem treten Effekte wie Beugung, Streuung, Brechung oder Dämpfung auf – Effekte, die aus der allgemeinen Wellentheorie bekannt sind. Das Mikrofon wird daher als Sekundärschallquelle betrachtet. [41]

Mikrofone unterliegen neben intrinsischen Einflussfaktoren während der Schallmessung weiteren externen Faktoren, die zu Messabweichungen in der Schallmessung führen. Hierbei werden die Nutzschallkomponenten durch Signale aus fremden Quellen überlagert. Dies können Luftströmungen, bewegte mechanische Teile oder externe mechanische Anreger – beispielsweise durch Übertragung von Körperschall auf das Mikrofon über das Anschlusskabel – sein. Wind führt zu einem direkten Einfluss auf das Mikrofonsignal, da er aufgrund der Lüftströmung die Membran aktuiert. Er hat jedoch auch einen Sekundäreffekt aufgrund von mechanischen Hindernissen, welche die Luftströmung beeinflussen, sodass Turbulenzen und periodische Druckschwankungen entstehen, die als Rauschen in das Messsignal eingehen. [41]

2.3 Membranloses optisches Mikrophon

Mechanisch statische Systeme, also Systeme die ohne Membranen oder Filamente auf das sie umgebende Schallfeld reagieren, werden von der Änderung des Brechungsindex der Luft bzw. anderen Einflussfaktoren beeinflusst. Diese wird in den folgenden Kapiteln untersucht. Zuvor wird jedoch ein Blick darauf geworfen, welche Unterschiede zwischen Mikrofonen mit Membran und dem MeoM bestehen.

2.3.1 Direkte Messung der Luftdichte mittels des membranlosen optischen Mikrofons

Ein kleiner, aber feiner Unterschied besteht zwischen der Messung von Schall mit einem Membranmikrofon und einem MeoM. Ist es möglich die Schallmessung eines MeoMs mit der eines Membranmikrofons zu vergleichen? In Kapitel 2.2.1.1 wurde gezeigt, dass Schall mittels Schalldruck, der Dichte und der Schnelle beschrieben werden kann. Der Schalldruck ist eine beschleunigte Luftmasse die auf eine Fläche trifft. Bei einem Membranmikrofon beschleunigt eine Luftmasse eine Membran, da die Teilchen des Mediums ihre kinetische Energie teilweise an die Teilchen der Membranfläche abgeben. Der Rest der Energie wird reflektiert. Die direkte Messung der Teilchendichte ist damit nicht möglich. Andererseits ist es mittels des MeoMs nicht möglich, direkt den Schalldruck zu messen. Es ist jedoch möglich, die lokale Schwankungen der Dichte zu messen. Durchwandert eine Schallwelle den Messstrahl des MeoMs, ändert sich für einen kurzen Moment die Dichte des Mediums nach Gleichungen 2.54 und 2.55, sodass sich der Brechungsindex ändert und dadurch die Phasenlage des MeoMs verändert wird.

Die Änderung der Luftdichte ist ein direktes Resultat des Schalldrucks. Bildlich gesprochen nimmt ein Teilchen des Mediums an einer Schallquelle kinetische Energie auf, die es an seine Nachbarpartikel weitergibt. Dabei wandert das einzelne Teilchen nicht, es gibt nur seine Energie an die umgebenden Teilchen weiter, welche die Energie wiederum weitergeben. Bei der kurzzeitigen Auslenkung des Teilchens nähert sich dies einem anderen Teilchen, sodass dadurch die Dichte kurzzeitig lokal erhöht wird.

Das Messprinzip des MeoMs im Vergleich zum Membranmikrofon basiert nicht auf der Messung des Schalldrucks, sondern auf der Messung der Dichte des Mediums. Dies eröffnet nicht nur die Möglichkeit Schall zu messen, es erlaubt auch, spezifische Eigenschaften der Luft zu messen, wie beispielsweise den Kompressionsmodul.

2.3.2 Druckabhängigkeit des Brechungsindex in Luft

Der Brechungsindex n gibt den Grad der Retardierung der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 im Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit in einem Medium c_m an [39]:

$$n = \frac{c_0}{c_m}. \quad (2.50)$$

Die komplexe Schreibweise des Brechungsindex erweitert diesen im Imaginärteil um die Dämpfung der Lichtwelle mittels K dem Extinktionskoeffizienten, sodass:

$$\mathbf{n} = n + iK. \quad (2.51)$$

Ändert sich der Brechungsindex, muss sich auch der Zustand des umgebenden Mediums ändern. Prinzipiell ist die Änderung des Brechungsindex aufgrund von geringen Druck- bzw. Dichteänderungen durch Schallwellen sehr klein (ca. 10^{-8} bis 10^{-15} RIU, laut Kapitel 2.3.4) und kann in erster Näherung bei den gängigsten Anwendungen vernachlässigt werden. Im Bereich der Akustik ist der Brechungsindex nicht nur abhängig von den dynamischen Druckwechseln von Schallwellen, sondern auch vom Umgebungsdruck – der einige Größenordnungen größer als der Schalldruck ist – der Temperatur und dem Brechungsindex der Umgebung, der wiederum abhängig ist von der Zusammensetzung der Umgebung (z.B. absolute Luftfeuchte). In hinreichender Näherung kann ein gasförmiges Medium als nichtmagnetisches isotropes dielektrisches Medium beschrieben werden. [39]

Es gibt mehrere Möglichkeiten den Brechungsindex für ein Medium mathematisch herzuleiten. Die erste Möglichkeit basiert auf dem Ansatz, dass die dielektrische Verschiebung \vec{D} vom Brechungsindex abhängt und mittels der idealen Gasgleichung in eine Form gebracht werden kann, sodass Änderungen des Brechungsindex relativ zu Standardluft nach DIN EN ISO 6976 und Owens [44] bestimmt werden können. Eine zweite Variante ist die Verwendung der Edlén-Formel von 1966 [45], welche von Birch und Downs 1994 aktualisiert wurde [46].

2.3.2.1 Berechnung des Brechungsindex mittels der dielektrischen Verschiebung

Die dielektrische Verschiebung \vec{D} kann mittels der Polarisation \vec{P} in Verbindung mit der Permittivität im Vakuum ϵ_0 und der elektrischen Feldstärke \vec{E} sowie dem Quadrat des Brechungsindex n^2 angegeben werden [39]:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.52)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 n^2 \vec{E}. \quad (2.53)$$

Gleichsetzen von 2.52 und 2.53 sowie Auflösen nach der Polarisation \vec{P} ergibt:

$$\vec{P} = (n^2 - 1)\epsilon_0\vec{E}. \quad (2.54)$$

Die Polarisation \vec{P} definiert sich zudem über die Anzahl der Dipolmomente N pro Volumen V mit der Polarisierbarkeit α_p in einem elektrischen Feld \vec{E} . Im idealen Gas gilt daher [39]:

$$\vec{P} = \alpha_p \frac{N}{V} \vec{E}. \quad (2.55)$$

Das Gleichsetzen von 2.55 mit 2.54 und die Nutzung der idealen Gasgleichung $pV = Nk_B T$ führt mit der Temperatur T , dem Druck p und der Boltzmann-Konstanten k_B zu:

$$T \frac{n^2 - 1}{p} = \frac{\alpha_p}{\epsilon_0 k_B} = \text{const.} \quad (2.56)$$

Für n gegen 1 kann $n^2 - 1$ zu $2(n - 1)$ vereinfacht werden, sodass

$$T_{\text{St}} \frac{n_{\text{St}} - 1}{p_{\text{St}}} = T \frac{n - 1}{p} \quad (2.57)$$

erhalten wird. Hierbei beziehen sich die Größen mit Index „St“ auf einen Referenzzustand in einem gasförmigen Medium wie beispielsweise Standardluft nach DIN EN ISO 6976 und Owens [44]. Die Vereinfachung in 2.57 gilt für den Arbeitspunkt in Luft, da diese $n \approx 1$ genügt.

Auflösen von 2.57 nach dem Brechungsindex n und der Umbenennung der Variablen T zu T_0 und p zu p_0 führt zu:

$$n = \frac{T_{\text{St}} p_{\text{ges}}}{T_0 p_{\text{St}}} (n_{\text{St}} - 1) + 1 \quad (2.58)$$

bzw.

$$n(t) = \frac{T_{\text{St}} p_{\text{stat}} + p(t)}{T_0 p_{\text{St}}} (n_{\text{St}} - 1) + 1. \quad (2.59)$$

Das Einsetzen eines Umgebungsdrucks p_{stat} und des Schallwechseldrucks $p(t)$ einer sich ausbreitenden Schallwelle für p_{ges} führt sodann zu einem zeitabhängigen Brechungsindex $n(t)$, der in direktem Zusammenhang mit dem Schallwechseldruck steht [47].

Je höher der Druck p_{ges} und je kleiner die Temperatur T_0 , umso größer wird der Brechungsindex n .

Weiter vereinfacht sich 2.59 für den Fall, dass bei Standardparametern gemessen wird. Für $p_{stat} = p_{St}$ und $T_0 = T_{St}$ gilt dann:

$$n(t) = \frac{p(t)}{p_{St}}(n_{St} - 1) + n_{St}. \quad (2.60)$$

Bei dieser Formel wird der Einfluss der Luftfeuchtigkeit sowie der Einfluss von CO_2 nicht berücksichtigt. Sie führt jedoch dazu, dass eine Proportionalität zwischen Brechungsindex und Druck erkennbar wird:

$$n(t) \propto p(t). \quad (2.61)$$

2.3.2.2 Brechungsindex basierend auf der modifizierten Edlén-Formel

Für den Brechungsindex n an Luft hat das National Institute of Standards and Technology (NIST) im Zuge seiner Arbeit eine Näherungsformel veröffentlicht [48]:

$$n = 1 + 7,86 \cdot 10^{-4} \frac{p}{273 + T} - 1,5 \cdot 10^{-11} rLf(T^2 + 160). \quad (2.62)$$

Diese Formel ist nicht so genau wie die numerischen Berechnungen von Ciddor oder Edlén. Diese basieren auf Daten, die mittels hochgenauer Interferometrie ermittelt wurden [49]. Jedoch liegt die Abweichung bei einer Wellenlänge von 633 nm, einer Temperatur zwischen 19,5 °C und 20,5 °C, einem Druck von 90 kPa bis 110 kPa, 0 % bis 70 % relative Luftfeuchte rLf , und einer CO_2 -Konzentration zwischen 350 $\mu\text{mol/mol}$ und 550 $\mu\text{mol/mol}$ bei $5 \cdot 10^{-8}$ [48]. Die Näherungsformel beruht auf einer Vereinfachung der modifizierten Edlén-Formel [45, 46, 48, 50]. Modifiziert wurde die Gleichung von Birch und Downs sowie einer Arbeitsgruppe des NIST. Jedoch findet sich in dieser Näherungsformel kein Beitrag zur Wellenlänge. Diese wurde direkt verrechnet und liegt bei 633 nm. Eine eigene Vereinfachung der Edlén-Formel soll hierbei helfen. Die Wellenlänge liegt bei der des Lasers zur Messung der Schallwelle, also bei 1550 nm.

Da die Edlén-Formel in die Phase eines Michelson-Interferometers eingesetzt werden soll, wird direkt die Differenz der Brechungsindizes $n_1 - n_2$ angegeben. Folgende Annahmen werden dazu getroffen: Der umgebende Luftdruck p_{stat} , die Temperatur T und die relative Luftfeuchte rLf sind an den beiden Strahlarmen gleich. Somit ergibt sich unter der Verwendung von 2.1 und $A = 2,84 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$, $B = 0,003661 \text{ K}^{-1}$, $g = 0.601$, $l = -0.00972$

und $m = 10^8$ K Pa:

$$n_1 - n_2 = \Delta n = \frac{A(p_{stat} + p(1,t)) \left(\frac{(gIT)(p_{stat} + p(1,t))}{m} + 1 \right)}{BT + 1} \quad (2.63)$$

$$- \frac{A(p_{stat} + p(2,t)) \left(\frac{(gIT)(p_{stat} + p(2,t))}{m} + 1 \right)}{BT + 1}. \quad (2.64)$$

Der Term $\left(\frac{(gIT)(p_{stat} + p(r,t))}{m} + 1 \right)$ kann bei einer maximalen Abweichung im Bereich von 10^{-12} für Temperaturen über 0°C vernachlässigt werden. Somit ergibt sich die vereinfachte Gleichung unter der Verwendung von $C = 7,768$ K/Pa und $\Delta p(t) = p(1,t) - p(2,t)$:

$$\Delta n = \frac{C}{273,15 + T} \Delta p(t). \quad (2.65)$$

Mittels des Zusammenhangs

$$\frac{\rho}{p} = \frac{RT}{M}, \quad (2.66)$$

mit der universellen Gaskonstante R , der Temperatur T und der molaren Masse M wird 2.65 zu

$$\Delta n = \frac{DT}{273,15 + T} \Delta \rho(t) \quad (2.67)$$

mit $D = 223,007 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$. Somit ergibt sich ein vereinfachter Zusammenhang zwischen dem Brechungsindexänderung Δn und der Änderung der Luftdichte $\Delta \rho(t)$. Zwei Beobachtungen lassen sich daraus gewinnen. Zum einen ist Δn somit theoretisch unabhängig von der relativen Luftfeuchte und dem Umgebungsdruck. Zum anderen ist $\Delta \rho(t)$ proportional zu $\Delta p(t)$.

2.3.3 Abhängigkeit der Phase und Lichtintensität eines Interferometers vom Brechungsindex

Die Überlagerung mindestens zweier kohärenter elektromagnetischer Wellen wird Interferenz genannt, wobei zwischen konstruktiver und destruktiver Interferenz unterschieden wird. Diese wird mittels eines Interferometers erzeugt. Bei konstruktiver Interferenz haben die Teilstrahlen die gleiche Phase. Dies führt zu einer maximalen Lichtintensität am Ausgang des Interferometers, beispielsweise auf einem Detektor. Im Gegensatz dazu ist bei destruktiver Interferenz sind die Teilstrahlen um π phasenverschoben. Dies führt zu einer minimalen Lichtintensität am Ausgang des Interferometers. Interferometer als Mess-

aufnehmer ändern durch die Beeinflussung einer externen Messgröße, wie beispielsweise dem Brechungsindex n , die Phasenlage und damit auch die Lichtintensität. Beispielhaft hierfür sind ein Fabry-Pérot-Interferometer (FPI) und ein Michelson-Interferometer (MI), welche in den Abbildungen 2.4 und 2.5 dargestellt sind.

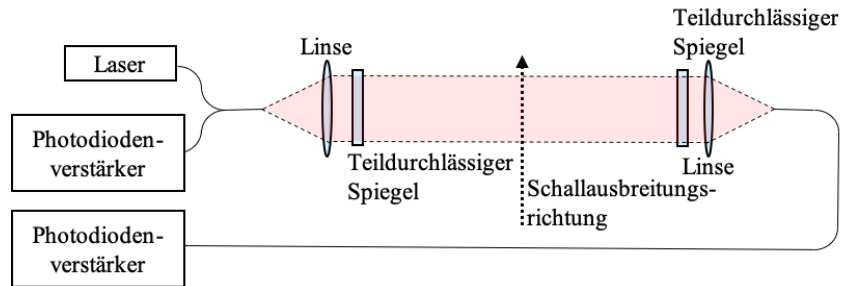


Abbildung 2.4: Skizze eines Fabry-Pérot-Interferometers mit Laserlichtquelle und Photodiodenverstärker [76]

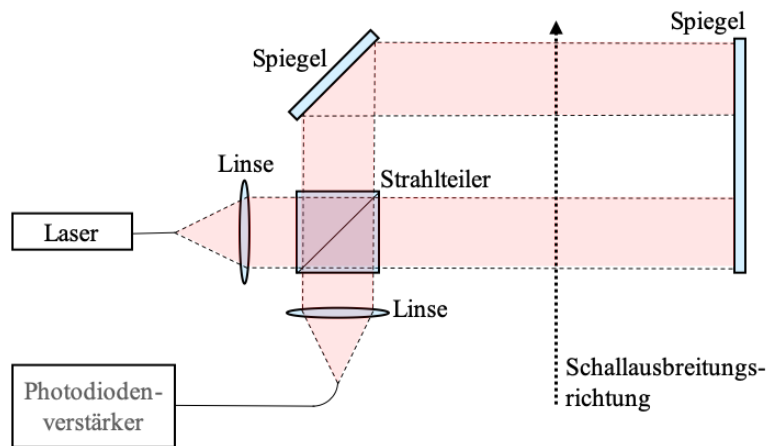


Abbildung 2.5: Skizze eines Michelson-Interferometers mit Laserlichtquelle und Photodiodenverstärker [76]

Die Phasen eines Fabry-Pérot-Interferometers Φ_{FPI} und die eines Michelson-Interferometers Φ_{MI} in Abhängigkeit von der Lichtwellenlänge λ , der Armlänge des Interferometers L und dem Brechungsindex in den Interferometerarmen n_i , sind [51]:

$$\Phi_{\text{FPI}} = \frac{4\pi L}{\lambda}(n_1), \quad (2.68)$$

$$\Phi_{\text{MI}} = \frac{4\pi L}{\lambda}(n_1 - n_2) \quad (2.69)$$

Der differentielle Term in 2.68 fällt aufgrund der nicht vorhandenen Aufspaltung in einen zweiten Strahlarm weg. Einsetzen von 2.65 in 2.68 und 2.69 führt zu:

$$\Phi_{\text{FPI}} = \frac{4\pi L}{\lambda} \frac{C}{273,15 + T} (p_{\text{stat}} + p_1(t)), \quad (2.70)$$

$$\Phi_{\text{MI}} = \frac{4\pi L}{\lambda} \frac{C}{273,15 + T} (p_1(t) - p_2(t)) = \underbrace{\frac{4\pi L}{\lambda} \frac{C}{273,15 + T}}_{\text{Arbeitspunkt}} \Delta p(t). \quad (2.71)$$

FPI und MI reagieren mit einer Änderung der Phasenlage bei einer Temperaturänderung laut 2.70 und 2.71 gleichermaßen. Hierbei entspricht die Phasenlage dem Arbeitspunkt der Interferometer, um den kleine Druckschwankungen zu kleinen Änderungen in der Intensität führen. Die Phase der Interferometer driftet dann aufgrund der Temperaturänderung. Bei einem FPI, also in 2.70 ist der Luftdruck p_{stat} enthalten, welcher bei einem MI aufgrund des Phasenversatzes beider Strahlarme um π kompensiert wird und keinen Einfluss hat. Trotzdem ist es möglich mittels eines MI Schalldruck zu messen, da die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls klein ist und somit in erster Näherung Schalldruckdifferenzen über die Zeit, also $p_1(t_0) - p_1(t_1)$ gemessen werden. Der Einfluss des Einfallswinkels einer Schallwelle auf die Phasenlage wird in Kapitel 5.1.1 und 6.2.3 genauer diskutiert.

Der Zusammenhang zwischen der Phase Φ und der Lichtintensität I eines MI wird durch Formel 2.72 dargestellt:

$$I_{\text{MI}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Phi_{\text{MI}}). \quad (2.72)$$

I_{MI} ist die Intensität am Interferometerausgang und setzt sich zusammen aus den Teilintensitäten I_1 und I_2 [51]. Die Änderung des Drucks $\Delta p(t)$ wird im MI aufgrund der Phasenverschiebung beider Strahlen um π differentiell ermittelt. Unter Verwendung der Vereinfachung aus Gleichung 2.60, der Annahme einer gleichen Länge der Interferometerarme und gleicher Intensitäten der kohärenten Strahlen $I_0 = I_1 = I_2$ vereinfacht sich 2.72 zu:

$$I_{\text{MI}} = 2I_0 + 2I_0 \cos\left(\frac{4\pi L}{\lambda} (n_1(t) - n_2(t))\right) \quad (2.73)$$

$$= 2I_0 + 2I_0 \cos\left(\frac{4\pi L}{\lambda} \frac{(n_{\text{St}}^2 - 1)}{p_{\text{St}}} (p_1(t) - p_2(t))\right) \quad (2.74)$$

$$= 2I_0 + 2I_0 \cos\left(\frac{4\pi L}{\lambda} \frac{(n_{\text{St}}^2 - 1)}{p_{\text{St}}} \Delta p(t)\right). \quad (2.75)$$

Die Intensität am Interferometerarm kann auch mittels der modifizierten und vereinfachten Edlén-Formel angegeben werden. Unter Verwendung von Gleichung 2.65 ergibt sich

damit:

$$I_{\text{MI}} = 2I_0 + 2I_0 \cos\left(\frac{4\pi L}{\lambda} \frac{C}{273,15 + T} \Delta p(t)\right). \quad (2.76)$$

Im Vergleich zu Gleichung 2.73 kommt Gleichung 2.76 ohne Standardwerte aus. Die Annahme, dass $T_0 = T_{\text{St}}$ ist, sodass der Temperaturterm in 2.73 wegfällt wird in 2.76 nicht benötigt.

Bei einem festen Arbeitspunkt und der Tatsache, dass der Einfluss des Schalls auf den Brechungsindex nur zu sehr kleinen Änderungen der Phase um den Arbeitspunkt führt, kann die Änderung von I_{MI} basierend auf Gleichung 2.76 mittels einer Kleinwinkelnäherung vereinfacht werden zu [122]:

$$\Delta I_{\text{MI}} = 8\pi \frac{I_0 L}{\lambda} \frac{C}{273,15 + T} \Delta p(t) \quad (2.77)$$

bzw.

$$\Delta I_{\text{MI}} = 8\pi \frac{I_0 L}{\lambda} \frac{DT}{273,15 + T} \Delta \rho(t) \quad (2.78)$$

Der vordere Teil von 2.71 beinhaltet den Term, der den Arbeitspunkt des Interferometers festlegt. Optimal liegt dieser Arbeitspunkt an der Stelle der maximalen Steigung der Gleichung 2.72:

$$\frac{d}{d\Phi_{\text{MI}}} I_{\text{MI}} = -\sqrt{I_1 I_2} \sin(\Phi_{\text{MI}}). \quad (2.79)$$

2.3.3.1 Verhalten des Michelson-Interferometers im Frequenzraum

Aufgrund des differentiellen Verhaltens des MI bzgl. des Drucks führt dies zu einem Frequenzband mit Kammfilterverhalten. In Abbildung 2.6 sind im Vergleich das Verhalten von MI und FPI über die Schallfrequenz f_s an einem potenziellen Photodiodenverstärker dargestellt. Die Berechnungen für das FPI basieren auf einer Spiegelreflektivität von 50%. Die y-Achse zeigt eine resultierende Spannung an einem Verstärkerausgang von $U_{\text{FPI}} < 1\mu\text{V}$. Im Vergleich dazu alterniert die Ausgangsspannung des Verstärkers mit einem MI als Sensor mit $1\mu\text{V} < U_{\text{MI}} \leq 4\mu\text{V}$.

Eine Besonderheit entsteht, wenn stehende Schallwellen mit einem MeoM in MI-Konfiguration betrachtet werden. Dies ist schematisch in Abbildung 2.7 für zwei Fälle dargestellt. Es wird hierbei die Dichteverteilung einer stehenden Schallwelle abgebildet. In Fall A (rechte Abbildung) kreuzen die Schallwellen die Interferometerarme. Die Interfe-

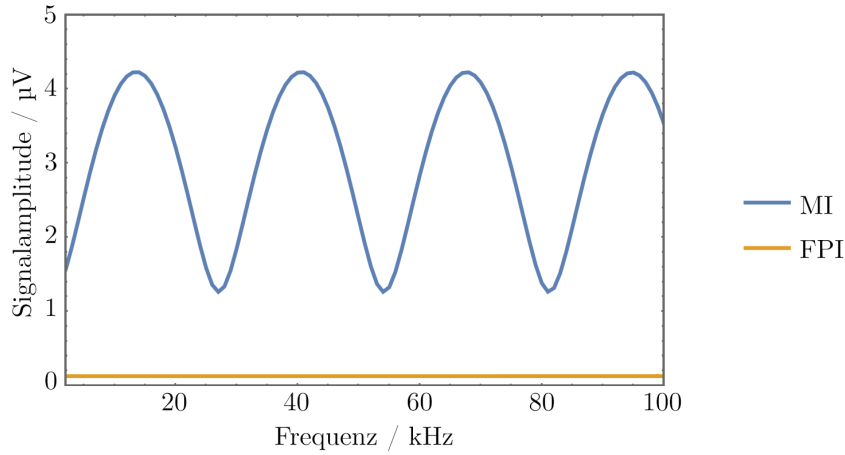


Abbildung 2.6: Übertragungsfunktion der MeoMs in der Konfiguration MI und FPI

rometerarme sind mit Punkten angedeutet und stehen normal zur Bildebene. Der rechte Interferometerarm erfährt dabei das Druckmaximum der Schallwelle p_{max} und der linke Interferometerarm das Druckminimum der Schallwelle p_{min} . Dieser Druck alterniert mit der Schallfrequenz f_s zwischen Maximum und Minimum symmetrisch um den statischen Luftdruck p_{stat} . In Fall B liegt der rechte Interferometerarm im Schallknoten und der linke Interferometerarm im Schallbauch. Nur am linken Interferometerarm alterniert der Schalldruck um den statischen Druck p_{stat} . Unter Verwendung von 2.73 wird für Fall A folgende Gleichung erhalten:

$$I_{MI} = 2I_0 + 2I_0 \cos \left(\frac{4\pi L}{\lambda} \frac{C}{273,15 + T} ((p_{max} - p_{stat}) - (p_{min} - p_{stat})) \right) \quad (2.80)$$

$$= 2I_0 + 2I_0 \cos \left(\frac{4\pi L}{\lambda} \frac{C}{273,15 + T} 2\Delta p(t) \right). \quad (2.81)$$

Unter der Verwendung von 2.73 wird im Fall B folgende Gleichung erhalten:

$$I_{MI} = 2I_0 + 2I_0 \cos \left(\frac{4\pi L}{\lambda} \frac{C}{273,15 + T} ((p_{max} - p_{stat}) - (p_{stat} - p_{stat})) \right) \quad (2.82)$$

$$= 2I_0 + 2I_0 \cos \left(\frac{4\pi L}{\lambda} \frac{C}{273,15 + T} \Delta p(t) \right). \quad (2.83)$$

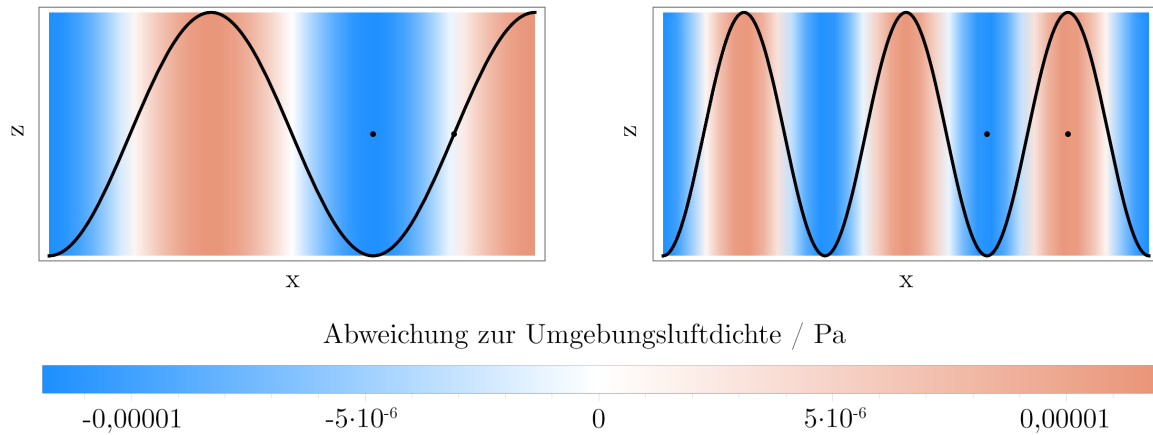


Abbildung 2.7: Stehende Schallwellen in einem MeoM in MI-Konfiguration (Fall A – rechte Abbildung, Fall B – linke Abbildung)

Das Messsignal von Fall A hat somit die doppelte Signalamplitude im Vergleich zu Fall B und damit die doppelte Empfindlichkeit.

2.3.4 Effektgröße der Brechungsindexänderung durch Schall und weitere Einflussfaktoren

Im vorigen Kapitel wurde beschrieben, wie sich die Empfindlichkeit des MeoMs mit der Schallfrequenz f_S ändert. Eine Änderung der Schallfrequenz hat somit einen großen Einfluss auf die Empfindlichkeit des MeoMs. Sie steht in Relation mit der Schallgeschwindigkeit c_S und der Wellenlänge λ_S :

$$c_S = \lambda_S f_S. \quad (2.84)$$

Die Schallgeschwindigkeit hängt jedoch auch von der Dichte ρ und dem Druck p sowie dem Adiabatenexponent κ eines klassischen, idealen Gases nach Gleichung 2.41 ab:

$$c_S = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}}. \quad (2.85)$$

Die Dichte eines Gases ρ wiederum ist abhängig vom Umgebungsdruck p , der Temperatur T und der spezifischen Gaskonstanten R_f für feuchte Luft. Diese berechnet sich

folgendermaßen [52]:

$$R_f = \frac{R_s}{1 - rLf \frac{p_d}{p} \left(1 - \frac{R_s}{R_d}\right)}. \quad (2.86)$$

Hierbei ist R_s die spezifische Gaskonstante für trockene Luft ($R_s = 287,058 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$), R_d die Gaskonstante für Wasserdampf ($R_d = 461,523 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$), rLf die relative Luftfeuchtigkeit und p_d der Sättigungsdampfdruck [52]. Unter der Nutzung von

$$\rho = \frac{p}{R_f T}, \quad (2.87)$$

wird folgende Gleichung für die Schallwellenlänge λ_S erhalten.

$$\lambda_S = f_s^{-1} \sqrt{\kappa R_f T} \quad (2.88)$$

$$= f_s^{-1} \sqrt{\kappa T \frac{R_s}{1 - rLf \frac{p_d}{p} \left(1 - \frac{R_s}{R_d}\right)}} \quad (2.89)$$

Bei einem Schalldruck von 1 Pa einer cosinusförmigen Schallwelle kann für ein Michelson-Interferometer die Brechungsindexänderung im Frequenzraum bestimmt werden, um den Einfluss von Temperatur, Druck und relativer Luftfeuchte (rLf) auf das Kammfilterverhalten darzustellen. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.8 gezeigt. In den Graphen ist ersichtlich, dass sich der Temperatureinfluss auf das Verhalten des MeOMs im Frequenzraum am stärksten auswirkt. Bei steigendem Temperaturunterschied zwischen dem Brechungsindex des einen Interferometerarms zum anderen Interferometerarm wandert die maximale Brechungsindexänderung zu höheren Frequenzen. Solch eine starke Verschiebung im Frequenzraum kann bei dem Einfluss des Drucks und der relativen Luftfeuchte nicht festgestellt werden.

Der Einfluss auf den relativen Brechungsindex der Größen Temperatur, Luftdruck und Wasserdampfdruck ist in Tabelle 2.1 dargestellt. Eine Änderung des Drucks von 1 Pa führt zu einer relativen Brechungsindexänderung von $+2,682 \cdot 10^{-9}$, sodass gerade noch hörbarer Schall bei 1000 Hz mit einem Schalldruck von 20 μPa [37] zu einer sehr geringen relativen Brechungsindexänderung von ca. 10^{-14} führt. Tabelle 2.1 enthält jedoch keine Aussage dazu, was bei einer Änderung der Wellenlänge λ einer Messeinrichtung geschieht. Dies ist für das MeOM von zentraler Bedeutung. Die Intensität des Messsignals aufgrund der Laserintensität, die Stabilität des Messsignals aufgrund der Wellenlängenstabilität des Lasers und die Kosten des Lasersystems hängen davon ab, zudem die Auswahl des passenden lichtempfindlichen Sensors und der nachfolgenden Verarbeitung mit einem Verstärker.

Tabelle 2.1: Relative Änderung des Brechungsindex durch verschiedene Einflussgrößen nach Naumann et al. [51]

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

Daher werden die Tabellenwerte und die Einflussgröße inkl. der Messwellenlänge mittels der eigens modifizierten Edlén-Formel berechnet. Diese basieren auf der Annahme, eines

Tabelle 2.2: Relative Änderung des Brechungsindex durch verschiedene Einflussgrößen nach der modifizierten Edlén-Formel

Relative Brechungsindexänderung $\Delta n/n$	Einflussgröße
$-0,947 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \Delta T$	ΔT Änderung der Lufttemperatur
$+2,651 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1} \Delta p$	Δp Änderung des Luftdrucks
$-8,68 \cdot 10^{-9} \%^{-1} \Delta rLf$	ΔrLf Änderung der rLf
$-8,165 \cdot 10^{-10} \text{ nm}^{-1} \Delta \lambda$	$\Delta \lambda$ Änderung der Wellenlänge

Luftdrucks von 101,325 kPa, einer Wellenlänge von 1550 nm, einer relativen Luftfeuchte von 50 % und einer Lufttemperatur von 20 °C.

Die berechneten relativen Abweichungen des Brechungsindex $\Delta n/n$ unterscheiden sich nur geringfügig von den Werten der Tabelle 2.1. Jedoch zeigt Tabelle 2.2 zwei weitere wichtige Einflussfaktoren. Zum einen die Änderung der relativen Luftfeuchte und zum anderen die Änderung der Lichtwellenlänge. Hierbei liegt die relative Änderung des Brechungsindex bei der Änderung der relativen Luftfeuchte ΔrLf in der gleichen Größenordnung wie die relative Änderung des Brechungsindex bei der Änderung des Drucks Δp . Für die Anwendung im Interferometer spielt dies jedoch keine Rolle, da die Luftfeuchte an beiden Interferometerarmen gleich ist und kompensiert wird. Keine Kompensation findet jedoch bei einer Änderung der Wellenlänge statt. Fluktuationen der Laserwellenlänge wirken sich somit direkt im Messsignal, laut 2.76 antiproportional, aus.

2.3.5 Abschätzung des Einflusses der Luftfeuchte auf die direkte Absorption des Messsignals

Mittels des MeoMs werden sehr kleine Schwankungen des Drucks als Schwankung in der Intensität des Messsignals detektiert. Hierbei stellt sich die Frage, ob Schwankungen in der Intensität durch weitere externe Effekte, wie beispielsweise der direkten Absorption,

ausgelöst werden können und dadurch ein photoakustisches Messsignal in der Signalamplitude verringert wird.

Die direkte Absorptionsmessung beschreibt eine Gruppe von Standardverfahren zur Konzentrationsmessung. Dies sind beispielsweise die direkte Absorptionsspektroskopie, FTIR-Spektroskopie, Cavity-Ringdown-Spektroskopie und weitere. All diese Verfahren beruhen auf der Abhängigkeit des Messsignals I_{abs} von der eingestrahnten Lichtintensität I_0 , dem zurückgelegten Lichtweg d durch das Material und dem Absorptionskoeffizienten α . Verknüpft sind diese Größen mittels des Lambert-Beer'schen Gesetzes

$$I_{abs} = I_0 \cdot \exp(-\alpha d). \quad (2.90)$$

Der Absorptionskoeffizient α ist hierbei definiert als:

$$\alpha = 2k \frac{\omega}{c_0}. \quad (2.91)$$

Über die Dispersionsrelation kann die Kreiszahl ω ausgedrückt werden als:

$$\omega = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{c_0}{n(\lambda)}, \quad (2.92)$$

sodass I_1 folgende Abhängigkeit hat:

$$I_{abs} = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{4\pi}{\lambda} \frac{k}{n} d\right). \quad (2.93)$$

Wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben ändert sich mit dem Druck p der Brechungsindex n , sodass die Intensität am Ausgang eines Interferometers I_0 druckabhängig wird. Die Größe der Druckabhängigkeit ist jedoch im Verhältnis zur Intensitätsänderung des Interferometers aufgrund von Schall gering. Bei einer Druckänderung von einem Pascal und der daraus resultierenden Brechungsänderung im Bereich von 10^{-9} RIU ändert sich die Intensität I_{abs} im Bereich von 10^{-28} und ist somit um ein Vielfaches kleiner als bei der konventionellen interferometrischen Schallmessung. Dabei wurde für den Extinktionskoeffizienten k der Wert von Wasser bei 25 °C angenommen, eine Abschätzung, die aufgrund der höheren Dichte wesentlich pessimistischer ist als bei Luft mit 100 % rLF.

2.4 Stand der Technik

2.4.1 Aktuelle kommerzielle photoakustische Systeme zur Messung von Gaskonzentrationen

Aktuell bieten mindestens sechs unterschiedliche Firmen in Europa photoakustische Messsysteme für Gase an. Dies sind LumaSense, Gasera, PAS-Analytik, KNESTEL, ECO PHYSICS und AEROVIA. Bei diesen Systemen wird die photoakustische Anregung des Messmediums zum aktuellen Zeitpunkt mittels schwarzer Strahler, Laser oder LEDs realisiert. Die Lichtquellen werden elektrisch gepulst oder mittels eines mechanischen Chopperrades in der Intensität moduliert. Die verwendeten photoakustische Messzellen variieren dabei stark in Form und Größe. Die Detektion bzw. Messung der angeregten Schallwellen beruht je nach Messmedium auf folgenden Prinzipien:

- Detektion bzw. Messung der Schallwellen mittels einer bzw. mehrerer zur Schwingung angeregten Membranen mit kapazitiver oder induktiver Messung der Signale
- Detektion bzw. Messung der Schallwellen mittels einer zur Schwingung angeregten Membran und optischer Abstandsmessung (Triangulationsverfahren, Interferometrische Verfahren) der Membran
- Detektion bzw. Messung der Schallwellen mittels eines piezoresistiven Schwingquarzes

Alle genannten Systeme basieren darauf, dass eine Schallwelle auf eine eingespannte Fläche trifft und diese in Abhängigkeit der Schallamplitude bzw. der resultierenden Kraft auf die Fläche auslenkt. Tabelle 2.3 enthält eine Übersicht über Eigenschaften und Charakteristika photoakustischer Messsysteme. Die kommerziellen Systeme erreichen in der Regel je nach Gasart Empfindlichkeiten im Bereich von ppb, je nachdem wie lange ein Messdurchlauf benötigt. Bis auf das System von ECO PHYSICS sind alle Systeme multigasfähig, das heißt, je nach Wahl der Lichtquelle oder optischer Filter, können unterschiedliche Gase in ihrer Konzentration gemessen werden. Der größte Unterschied in der Anwendung ist jedoch der maximale Durchfluss, den die Systeme gewährleisten. Hierbei variiert der Volumenfluss im Bereich von 0,2 l/min bis 1 l/min.

Tabelle 2.3: Übersicht der Eigenschaften und Charakteristika kommerzieller photoakustischer Messsysteme

PAS-System	Gasart	Lichtquelle	Akustischer Sensor	Empfindlichkeit	Reaktionszeit	Volumen der Messkammer	Maximaler Durchfluss
LumaSense - INNOVA	Multigas	IR-Strahler mit optischen Filtern	Mikrofon	ppb	> 13 s	60 ml	300 ml/min
Gasera - LP1	Multigas	Laser	MEMS-Cantilever mit Laserinterferometer	ppb	> 5 s	30 ml	1000 ml/min
Gasera - F10	Multigas	IR-Strahler mit optischen Filtern	MEMS-Cantilever mit Laserinterferometer	ppb	> 30 s	30 ml	1000 ml/min
Gasera - Zubehör für FTIR-Spektrometer	Multigas	Laser	MEMS-Cantilever, FTIR-Spektrometer	ppb	abhängig von FTIR-Spektrometer	30 ml	1000 ml/min
PAS-Analytik	Multigas	Laser	Mikrofon	ppb	gering	gering	keine Angabe
KNESTEL - PAS-OEM	Multigas	LED, DFB-Laser, QCL	Mikrofon	ppb	< 1 s	70 ml	1000 ml/min
ECO PHY-SICS - PAS87	NH ₃	QCL	Mikrofon	ppb	> 50 s	keine Angabe	200 ml/min
AEROVIA - QC Nose	Multigas	QCL	Mikrofon	ppb	< 1 s	< 20 ml	keine Angabe

2.4.2 Optische photoakustische Systeme zur Messung von Gaskonzentrationen

Zum aktuellen Zeitpunkt ist kein rein optisches photoakustisches System bekannt, das ohne Membranen auskommt. Photothermische Systeme sind hiervon ausgeschlossen. Daher basiert der folgende Überblick auf dem aktuellen Forschungsstand photoakustischer Systeme, deren Wandler Änderungen in der Intensität messen, FBG-basiert sind oder auf Interferometern basieren, die lediglich die Auslenkung einer Membran oder eines Cantilevers messen. Der Vorteil dieser technologischen Ansätze ist, dass die Messelektronik auch weiter entfernt von der photoakustischen Messkammer platziert werden kann. Dadurch ist es möglich, Messungen bei hohen elektromagnetischen Feldern, hohen Temperaturen oder in explosiven und korrosiven Umgebungen durchzuführen. [14]

2.4.2.1 Intensitätsmodulierte akustische Sensoren in photoakustischen Systemen

Die einfachste Art von optischen Sensoren für akustische Messungen sind die intensitätsmodulierten akustischen Sensoren. Diese werden nicht nur in photoakustischen Systemen verwendet, sondern finden sich vor allem im Bereich der Magnetresonanztomographie. Aufgrund dessen sind diese Sensoren auch im Massenmarkt angekommen. [53, 54]

De Paula et al. berichtet von einer Membran an einer photoakustischen Messzelle, die mit einem Laserstrahl abgetastet wird. Durch die Bewegung der Membran wird der Laserstrahl abgelenkt und die Ablenkung mittels eines Sensors detektiert. [55]

Diese Methodik lässt sich auch mit einem Quartz-Enhanced Photoacoustic System (QE-PAS) kombinieren. Auch hier wird mittels eines Fotodetektors die Ablenkung eines Laserstrahls gemessen. Statt dass der Laserstrahl auf eine Membran trifft, trifft er in dem Fall auf den Zinken einer kleinen Stimmgabel. [56, 57]

Cantilever basierte Systeme, welche technisch gesehen in Rasterkraftmikroskopen verwendet werden, werden genauer in Suchanek et al. [58] untersucht. Hierbei konnte die Empfindlichkeit mit speziell entwickelten Cantilevern, die sowohl aus Glimmer als auch aus Graphen hergestellt wurden, um das Fünffache gegenüber konventionellen Mikrofonen gesteigert werden. [58]

Statt von einer freischwingenden Membran wird in der Literatur auch von einer freischwingenden unbeschichteten optischen Faser gesprochen, deren freies Ende mit der photoakustisch erzeugten Schallwelle mitschwingt. Aufgrund der Änderung des Biegeradius der optischen Faser ändert sich lokal die Intensität auf einem Quadrantendetektor [59]. In diesem Fall ist das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) fünf Mal größer als mit einem konventionellen Kondensatormikrofon. Die Empfindlichkeit für NO_2 wurde mit 50 ppm

angegeben. Allgemein sind intensitätsmodulierte akustische Sensoren stark abhängig von der Stabilität der Lichtquelle. [14]

2.4.2.2 Faser-Bragg-Gitter als akustische Sensoren in photoakustischen Systemen

Faser-Bragg-Gitter (FBG) sind optische Lichtwellenleiter, in die ein optisches Gitter eingeschrieben ist. Das Gitter basiert auf der periodischen Modulation des Brechungsindex im Material, womit die spektrale Transmission bzw. spektrale Reflexion kontrolliert wird. Verändert sich die Gitterkonstante aufgrund von Temperatureinfluss oder einer mechanischen Belastung, verändert sich die spektrale Antwort des FBGs. Vor allem in Hochtemperaturanwendungen, in denen normale photoakustische Messsysteme nur unter Verwendung eines Bypasses oder offline verwendet werden können, sind FBG vergleichsweise robust. Dies wird von Wu et al. in [60] beschrieben. Hierbei wird ein FBG-basierter Vibrationssensor in einer photoakustischen Messzelle betrieben, der bei Temperaturen bis 800 °C verwendet werden kann. PAS-WRAP ist eine Methode, in der eine optische Faser mit zwei FBGs um ein Fenster einer photoakustischen Messzelle gewickelt wird. Mittels eines kommerziellen optischen Faserinterferometers wird der Abstand zwischen beiden FBG gemessen. Der Abstand zwischen beiden FBG wird mit der Schallamplitude bei der Messfrequenz moduliert. [61]

2.4.2.3 Akustische Sensoren in photoakustischen Systemen basierend auf Interferometern

Funktionalisierte Interferometer zur Detektion von Schallwellen sind aufgrund ihrer Vielfältigkeit und ihrer hohen Empfindlichkeit attraktive optische Messsysteme. In Zweistrahl- oder Vielstrahl-Interferometern werden kleine Änderungen der optischen Pfadlänge detektiert und führen zu einer Änderung der Lichtintensität. Prinzipiell basiert die Idee, Interferometer in der photoakustischen Spektroskopie zu verwenden auf den intensitätsmodulierten akustischen Sensoren in photoakustischen Systemen. Aufgrund der schallverursachten Auslenkung von Membranen oder lichtführenden Interferometerarmen, wie man sie in Faserinterferometern findet, werden Intensitätsmodulationen am Ausgang der Interferometer detektiert. [57, 62, 63]

Optische Fasern werden als Faserinterferometer beispielsweise in einem Mach-Zehnder-Aufbau verwendet. Hierbei werden die Fasern des einen Interferometerarmes um die Messzelle gewunden, wie in Munir et al. [64] oder Leslie et al. [65] beschrieben. Der Referenzarm wird isoliert innerhalb der Messzelle verlegt. Bei Schalleinfluss wird die Messzelle gedehnt, sodass sich die optischen Fasern in der Länge ändern. Dies führt zu einer Veränderung

der optischen Pfadlänge und zu messabren Intensitätsschwankungen am Ausgang des Interferometers. Hierbei wurden Empfindlichkeiten gegenüber NO_2 von 50 ppb erzielt. [14]

2.4.3 Optische Mikrofone

Den in der Literatur verwendeten Begriff des „Optischen Mikrofons“ in Kombination mit der photoakustischen Spektroskopie findet man erstmals in der Veröffentlichung von Bre-guet et al. in *Sensors and Actuators A* aus dem Jahr 1995 [66]. Seitdem wird der Begriff für eine Klasse von optischen Sensoren verwendet, die mittels der Interferometrie oder mittels der intensitätsabhängigen Reflexion an einer Membran ein gaskonzentrationsabhängiges Lichtintensitätssignal erzeugen. Hierbei basiert jedoch jeweils die Signalgeneration auf der Interaktion der Schallwelle mit einer zur Schwingung angeregten Membran. Eine Übersicht der Transduktionstechniken ist in Bilaniuk 1997 aufgeführt [62].

2010 wurde in der Veröffentlichung von Fischer von einem membranlosen optischen Mikrofon gesprochen. Dieses basiert auf einem Fabry-Pérot-Interferometer. [67]

In Abbildung 2.9 ist die Klassifizierung nach Bilaniuk [62] dargestellt. Diese ist aufgeteilt in drei Kategorien: die Intensitätsmodulation, die Polarisationsmodulation und die Phasenmodulation. Innerhalb der Phasenmodulation gibt es den Bereich der Interferometer sowie der Gittersensoren. Die Interferometer sind in die klassischen Interferometer aufgeteilt. Eine Unterscheidung zwischen membranlosen und membranhabenden Mikrofonen erfolgt jedoch nicht. Dies liegt daran, dass membranlose Mikrofone im akustischen Bereich auf Basis von Interferometern bis dato nicht aufgebaut wurden. Eine Ausnahme ist jedoch das optische Mikrofon von Fischer, das auf einem Fabry-Pérot-Interferometer basiert [67]. Fischer hat zudem ein Mach-Zehnder-Interferometer zur Messung von Schallwellen aufgebaut. Ein Michelson-Interferometer wurde bisher noch nicht zur Messung von Schallwellen verwendet. Der Sensorkopf des von Fischer entwickelten optischen Mikrofons besteht aus einem Etalon aus Pyrex mit einer dielektrischen Beschichtung. Mittels einer geklebten optischen Faser ist das Etalon an einen hochwertigen Faserlaser angeschlossen sowie mit der Auswerteelektronik verbunden. Pyrex hat einen kleinen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, sodass thermische Schwankungen nur einen geringen Einfluss auf die Phasenlage und somit auch nur einen geringen Einfluss auf den Arbeitspunkt des Mikrofons haben. Die dielektrische Beschichtung sorgt für einen optimierten Brechungsindexübergang zu Luft. Dieser lässt sich mittels der Fresnelgleichungen bestimmen. Neben dem System von Fischer gibt es bisher keine kommerziellen optischen membranlosen Mikrofone.

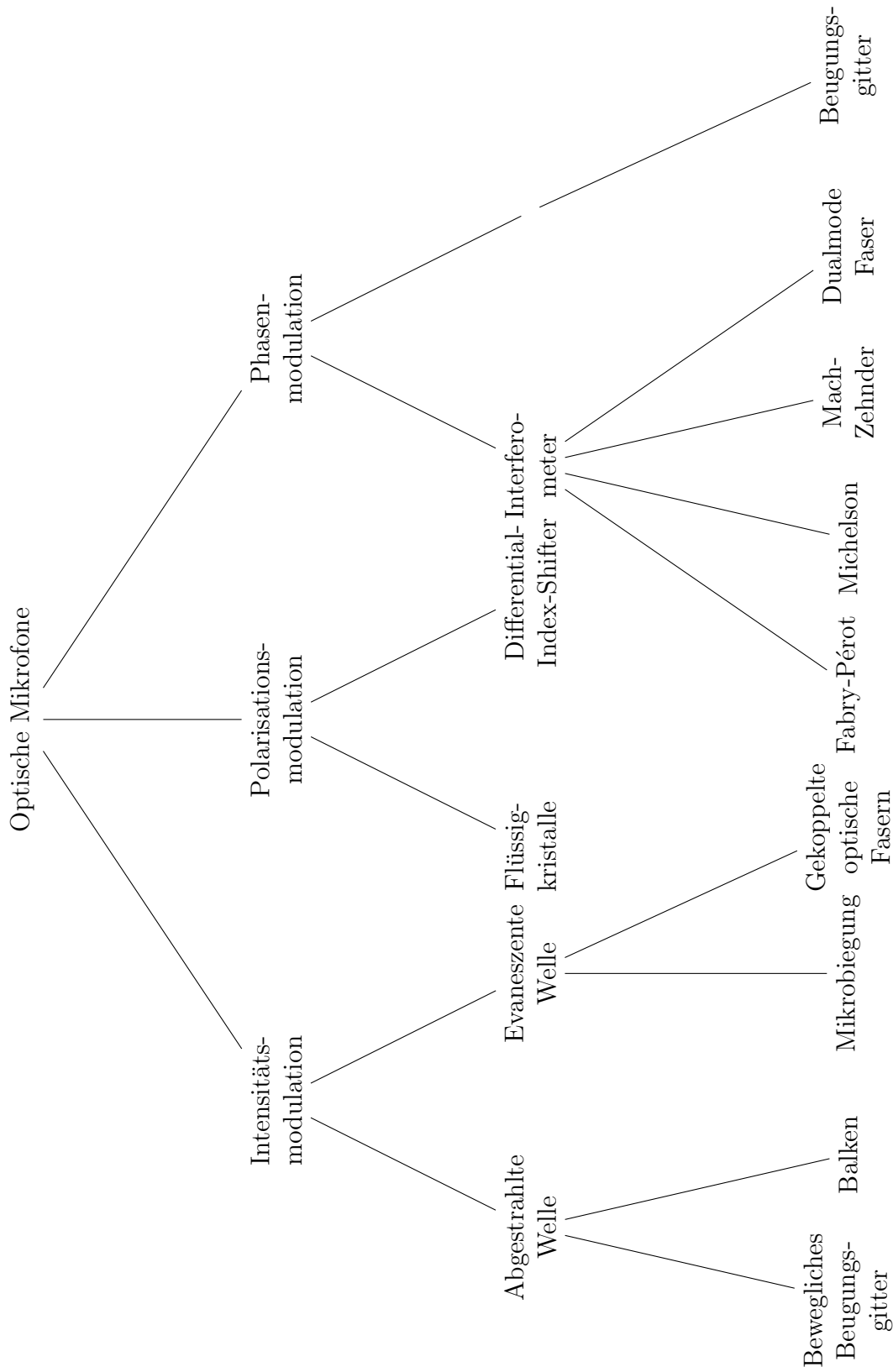


Abbildung 2.9: Technologien und Prinzipien von optischen Mikrofonen nach Bilaniuk [62]

Kapitel 3

Photoakustische Interferometrie – Konzept der MeoM-PAS

In diesem Kapitel wird das Konzept der MeoM-PAS beschrieben. Wie die Abkürzung MeoM-PAS schon erkennen lässt, begründet sich die Methode der Kombination aus membranlosem optischen Mikrofon (MeoM) und photoakustischer Spektroskopie (PAS). Daher wird in diesem Kapitel die Abhängigkeit geklärt, welcher Parameter des MeoMs für die akustische Auslegung der Messzelle von Bedeutung ist. Mit dieser Information wird dann die Konzeptionierung der photoakustischen Messzelle aus akustischer Sicht und darauf folgend aus optischer Sicht beschrieben.

3.1 Konzeptionierung des membranlosen optischen Mikrofons

In der Basis besteht das MeoM zur Messung von Schall aus einem Michelson-Interferometer mit zwei parallelen Armen. Im Vergleich zu anderen optischen Aufbauten sind alle Komponenten an Quarzglasstäben anstatt rostfreiem Stahl befestigt. Im Vergleich zu Standardkonstruktionsbauteilen aus rostfreiem Stahl ($\alpha_{\text{Stahl}} = 11 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) haben diese den Vorteil, dass der lineare Wärmeausdehnungskoeffizient α von Quarzglas ($\alpha_{\text{Quarzglas}} = 0,54 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) etwa um den Faktor 20 kleiner ist. Damit soll einer Drift des Arbeitspunktes aufgrund von Temperatureinflüssen verringert werden. Das MeoM wird mit einer kohärenten Laserlichtquelle betrieben. Mittels eines FiberPorts wird das Licht kollimiert, sodass ein definierter Laserstrahl auf einen Strahlteiler fällt. Der Strahlteiler besteht aus einem Rhomboid und einem Prisma nach Abbildung 3.1 und 3.2. Das Prisma hat eine verspiegelte Endfläche, sodass der einfallende Laserstrahl in zwei parallele Laserstrahlen

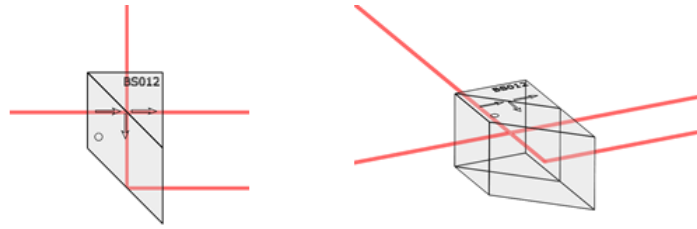


Abbildung 3.1: Rhomboid und Prisma bilden gemeinsam den Strahlteiler des MeoMs. In Rot ist der Laserstrahl des Interferometers dargestellt. Die linke Abbildung zeigt die Draufsicht, die rechte eine perspektivische Ansicht.

gleicher Intensität aufgeteilt wird. Rhomboid und Prisma sind mittels Adhesivtechnik zusammengefügt und bilden eine stabile Einheit. Beide Laserstrahlen werden auf einen justierbaren Spiegel ausgerichtet. Die reflektierten Strahlen werden mittels des Strahlteilers wieder rekombiniert und durch den zweiten FiberPort an den Photodiodenverstärker geleitet. Der Abstand beider Strahlarme z_{int} ist maßgeblich für die akustische Auslegung der photoakustischen Messzelle entscheidend, da an den Strahlarmen die maximale und minimale Druckamplitude einer Schallwelle gemessen werden soll (Fall A). Dies entspricht einer halben Schallwellenlänge, also $\lambda_s/2$. Der Abstand beider Strahlarme z_{int} beträgt ca. 14 mm und findet sich als Vielfaches im Kantenmaß der Messzelle. Die gleiche Auslegung der Messzelle sieht es vor, dass sich ein Strahlarm in Druckmaximum bzw. Druckminimum befindet und der andere Strahl währenddessen in einem Schallknoten liegt, in dem der Druck konstant ist (Fall B). Hierbei beträgt die Frequenz der Schallwelle die Hälfte der Frequenz im Vergleich zum oberen Fall A, das heißt, die Schallwellenlänge entspricht $\lambda_s/4$. Für beide Fälle ist dies in Abbildung 3.2 in Grün dargestellt.

3.2 Auslegung der photoakustischen Messzelle

Die akustische Auslegung der photoakustischen Messzelle basiert auf der Nutzung der akustischen Resonanz. Diese wurde in Kapitel 2.2.1.3 beschrieben. Für die Messzelle heißt dies, dass die darauf basierende Positionierung der Lichtquelle, eine geeignete Auswahl der Modulationsfrequenz des Anregungslasers und eine optimierte Positionierung der Gasanschlüsse zu einer stehenden Schallwelle führen. Durch den Abstand der Strahlarme des Interferometers z_{int} ist die longitudinale Größe der Messzelle basierend auf Gleichung 2.47 und 2.48 in n-Vielfachen von z_{int} festgelegt.

Durch den Abstand der Strahlarme wird die Modulationsfrequenz des Anregungslasers der Messzelle festgelegt. Nach Formel 2.48 aus Kapitel 2.2.1.3 für eine stehende Welle ergibt sich bei einem Strahlabstand z_{int} von 14 mm, also $z_{int} = \lambda_s/2$ und einer Schallgeschwindig-

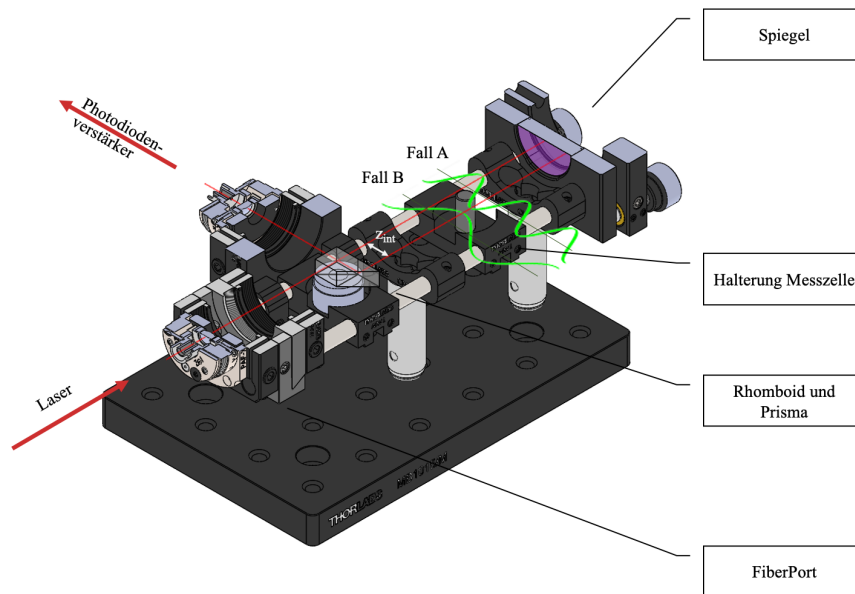


Abbildung 3.2: Halbschnitt in isometrischer Ansicht des zum membranlosen optischen Mikrofon umgebauten Michelson-Interferometers. In Rot ist der Strahlengang inkl. der Kennzeichnung des Strahleneinlass und dem Ausgang des Interferometers dargestellt. In Grün ist der Schalldruck über die Zeit von Fall A (Druckmaximum und -minimum liegen in den Strahlarmen) und Fall B (ein Strahlarm liegt im Schalldruckknoten und der andere Strahlarm im Druckmaximum oder -minimum) dargestellt.

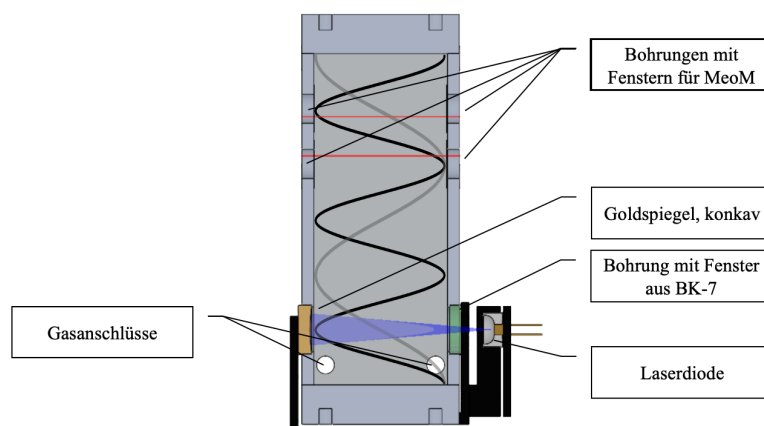


Abbildung 3.3: Draufsicht auf die photoakustische Messzelle. Beispielhaft sind stehende Wellen nach Fall A (schwarz) und Fall B (grau) eingezeichnet.

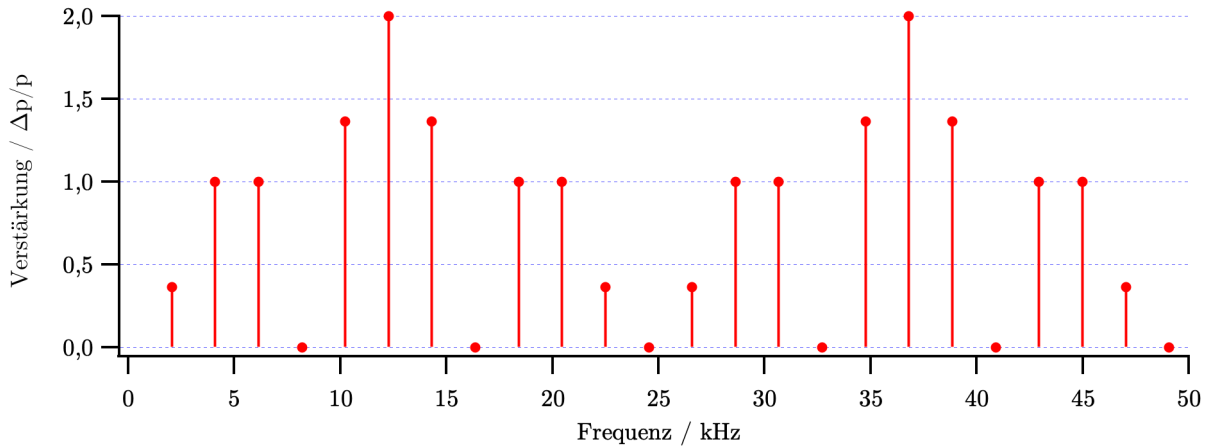


Abbildung 3.4: Resonante Moden stehender Wellen in der photoakustischen Messzelle. Maximale Amplituden werden bei ca. 12 kHz und 36 kHz erhalten.

keit c_s eine Schallfrequenz f_{res} von 12,250 kHz, sodass ein Strahlarm im Druckminimum und ein Strahlarm im Druckmaximum liegt. Dies ist in Abbildung 3.3 in Schwarz für Fall A dargestellt. Fall B der gleichen Abbildung, jedoch in Grau, zeigt den Fall, dass einer der Strahlarme im Schallknoten liegt – also dauerhaft auf dem Niveau des Umgebungsdrucks – und der andere Strahlarm in einem Druckmaximum oder Druckminimum. Dadurch halbiert sich die akustische Anregungsfrequenz auf 6,125 kHz. Zudem gibt es weitere Randbedingungen, die beachtet werden müssen. Die Strahlführung des MeoMs erfolgt durch die bündige Integration optischer Gläser mit hoher Transparenz im IR-Bereich, sodass die Strahlen der Interferometerarme die Messkammer nahezu verlustfrei durchdringen können. Für eine hohe Empfindlichkeit müssen die Gläser so angebracht werden, dass die Strahlarme durch einen Schallbauch und -antibauch verlaufen. Desweiteren muss eine Lichtquelle zur photoakustischen Anregung des Messgases in einem Schallbauch untergebracht werden sowie Zu- und Abfluss der Gasleitungen in einem Schallknoten. In Summe werden für die Messzelle daher zwei Druckmaxima, ein Druckminimum und ein Druckknoten benötigt. Für die Wahl der (006)-Mode (Fall A) spricht das Kammfilterverhalten des MeoMs, das bei dieser Frequenz ein Maximum hat. Die Übersicht der longitudinalen Moden der photoakustischen Messzelle in Abhängigkeit des Kammfilterverhaltens des MeoMs ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Dadurch ergibt sich als Innenmaß der Messzelle eine Kantenlänge von 84 mm. Eine Abbildung der stehenden Schallwelle im Messaufbau ist in den Abbildungen 3.5 und 3.6 dargestellt.

Die Lichtquelle regt das Messgas photoakustisch an, sodass darin der Gasdruck steigt. In diesem Bereich wird dadurch ein Gaswechseldruck erzeugt, der sich als Schallwelle ausbreitet. Es ist daher in erster Instanz naheliegend, die Lichtquelle innerhalb der Messzelle zu positionieren um eine maximale Signalstärke zu erhalten. Die Lichtquelle wird jedoch au-

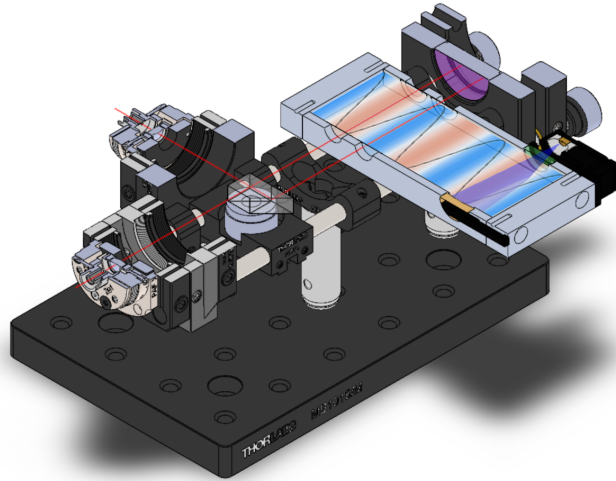


Abbildung 3.5: Isometrische Darstellung des des MeoM-PAS mit einer stehenden Welle der (006)-Mode nach Fall A.

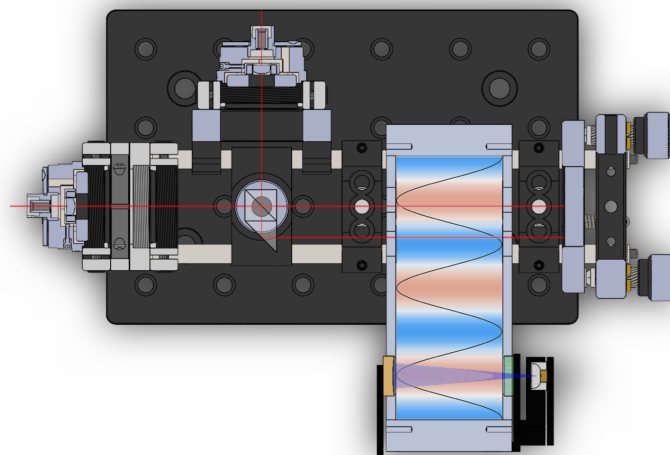


Abbildung 3.6: Draufsicht auf das MeoM-PAS mit einer stehenden Welle der (006)-Mode nach Fall A.

ßerhalb der Messzelle positioniert, da eine Positionierung innerhalb der Messzelle zu einem hörbaren, vom MeoM detektierten Hintergrundsignal führt [79]. Dieses Hintergrundsignal entsteht aufgrund der periodischen thermischen Ausdehnung des Halbleitermaterials, welches das Licht zur Anregung des Gases erzeugt. Dadurch wird die Lichtquelle gleichzeitig zu einer ungewollten Schallquelle. Um dies zu verhindern wird das Licht durch ein Fenster aus BK-7, mit hoher optischer Transparenz im UV-Bereich bündig zur Innenwand in die Zelle integriert. Gegenüber davon befindet sich ein konkaver Spiegel, welcher das Licht reflektiert und die Bündelung des Lichts erhöht. Für den Abstand der Lichtquelle zu beiden Strahlarmen des Interferometers muss für Fall A der Abstand ein Einfaches oder Vielfaches der halben akustischen Wellenlänge betragen.

Zu- und Abfluss der Gasleitungen werden in ein Druckknoten gelegt. In einem Druckknoten ist die Differenz zwischen Schalldruck und Umgebungsdruck im Idealfall 0 Pa. Wird eine Bohrung für einen Gaszu- oder -abfluss jedoch in einem Druckbauch gesetzt, so führt dies zu einem akustischen Kurzschluss mit der Folge, dass sich die Resonanzfrequenz der Messzelle ändert. [68]

Das Designprinzip der Messzelle ist es, Messvolumina möglichst klein zu halten. Je höher das Messvolumen, umso stärker die medienabhängige Dämpfung der Schallwelle. Die minimale Höhe der Messzelle wird durch den Durchmesser der Abstrahlfläche der Lichtquelle von 12 mm definiert. Daher beträgt die Höhe 14 mm. Aufgrund der gleichmäßigen Abstrahlung der Lichtquelle über die Höhe entstehen in dieser Richtung keine stehenden Wellen. Die Breite der Messzelle ist durch die Abmessungen des optischen Aufbaus um die Messkammer festgelegt und beträgt 34 mm. Je schmaler die Messzelle ist, umso weniger Gasmoleküle werden angeregt. Jedoch weitet sich der Anregungsstrahl der Lichtquelle bei einer schmalen Messzelle nicht weit auf und führt zu einem schärferen Anregungspeak im Messgas. Durch die quaderförmigen Innenmaße der Messzelle entstehen nicht nur longitudinale akustische Moden, sondern es werden auch weitere axiale, tangentiale und oblique akustische Moden nach Gleichung 2.48 angeregt.

Prinzipiell vollzieht sich die Ausbreitung der Moden in einer zylindrischen Messzelle effizienter. Jedoch führt dabei die Platzierung der optischen Komponenten aufgrund von nicht planaren Abschlüssen an den Wänden zu Verlusten der Schallenergie. [69]

3.3 Anforderungen an die Lichtquellen

3.3.1 Anforderungen an die Lichtquelle zur photoakustischen Anregung

Wie in Kapitel 2.1 beschrieben, ist die Lichtquelle zur Anregung des Messgases ein Basisbestandteil eines photoakustischen Messsystems. Neben der Emissionswellenlänge und der Intensität gibt es weitere Faktoren, die beachtet werden müssen. Dies sind beispielsweise der Abstrahlwinkel oder auch die Stabilität der Lichtquelle hinsichtlich der Intensität und der Wellenlänge.

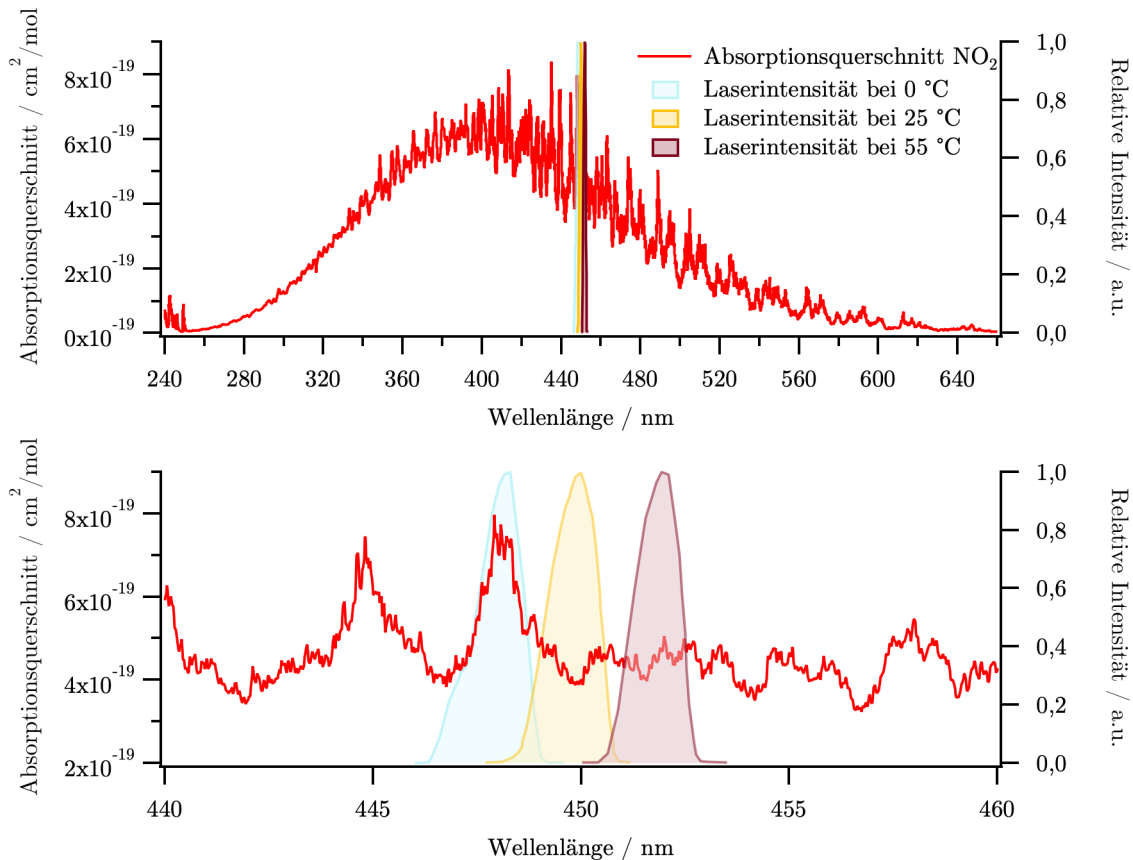


Abbildung 3.7: Absorptionsquerschnitt überlagert mit der relativen Intensität des Anregelasers bei 0 °C, 25 °C und 55 °C [70, 71]

Die Auswahl der Lichtquelle richtet sich nach dem zu messenden Gas und dessen spektralen Absorptionseigenschaften. In Abbildung 3.7 ist das Absorptionsspektrum von NO_2 gegenüber dem Emissionsspektrum einer geeigneten Laserdiode dargestellt. Im Absorptionsspektrum von NO_2 ist zu sehen, dass ein starkes Absorptionsband im Bereich um 400 nm liegt. Aufgrund der Anschaffungskosten wird bewusst auf teure Laser verzichtet

und ein Fokus auf Diodenlaser gelegt, die mit einer Wellenlänge von 450 nm preiswert zu erhalten sind. Die Stabilität von Lasern hängt unter anderem von der Temperaturstabilität ab. Ändert sich die Temperatur, verändert sich die Mittenwellenlänge und die Lichtintensität [70]. Dies ist für die Temperatur in Abbildung 3.7 für einen Laser mit 450 nm Emissionswellenlänge und einer durchschnittlichen Intensität von 3,5 W bei unterschiedlichen Temperaturen dargestellt. Befindet sich das System im energetischen Gleichgewicht mit der Umgebung, kann bei Temperaturen unter 85 °C auf eine passive Kühlung zurückgegriffen werden.

3.3.2 Anforderungen an die Lichtquelle des MeoMs

Die Lichtquelle des MeoMs unterliegt bestimmten Anforderungen, die sich unter anderem aus Gleichung 2.76 ablesen lassen. Dies sind die Intensität I_0 und die Wellenlänge λ . Daraus lässt sich ableiten, dass zeitliche Schwankungen der Intensität sowie Schwankungen in der Laserwellenlänge einen Einfluss auf das Zeitsignal des MeoMs haben.

Laut Gleichung 2.76 geht die Intensität proportional und linear in das Ausgangssignal ein. Das heißt, dass eine hohe Laserleistung zu einem hohen Ausgangssignal führt. Die Wellenlänge λ geht antiproportional in die Phase ein. Dies wiederum heißt, dass sich mit der Wellenlänge der Arbeitspunkt des MeoMs verändert, welcher jedoch periodisch und daher nur von sekundärer Bedeutung für das MeoM ist. Eine hohe zeitliche Stabilität der Wellenlänge wird mittels einer Temperaturregelung realisiert. Hierzu ist ein thermoelektrischer Kühler sowie ein Thermistor in das Lasergehäuse eingebaut. Eine Photodiode überwacht die Intensität der Laserleistung und hält den Laserdiodenstrom bzw. die Ausgangsleistung des Lasers nahezu konstant. Die Linienbreite des Lasers wird mittels eines FBGs gewährleistet, mit dem ein scharfer Peak mit einer Linienbreite von 0,015 nm entsteht. Dies ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

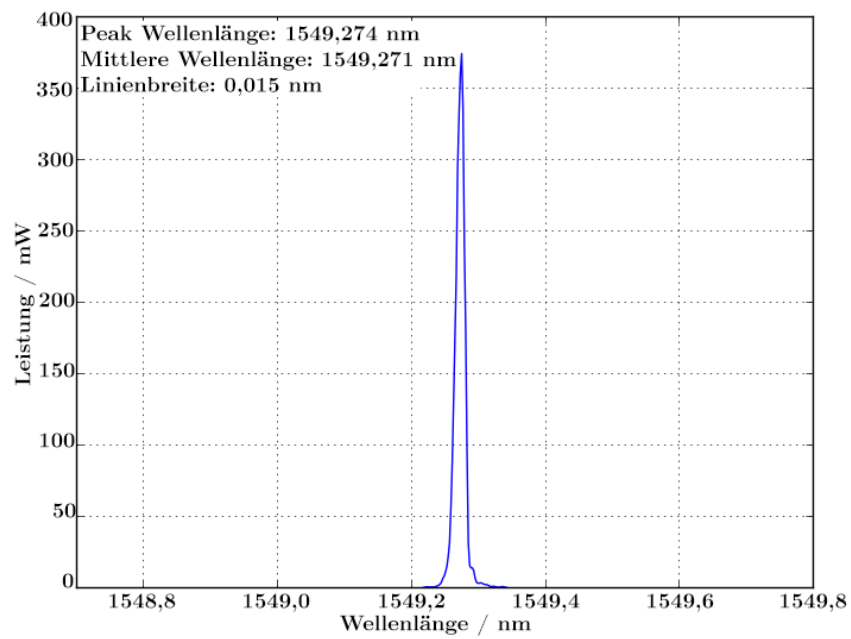


Abbildung 3.8: Laserdiode FNLD-100S-1550-BTF-FBG-A: Leistung über die Wellenlänge

Kapitel 4

Signalverarbeitung

In diesem Kapitel wird die Signalkette des photoakustischen Messsystems vorgestellt. Hierbei wird auf den Signalfluss und besonders auf die Umwandlung des Messsignals, das aus der Änderung einer Zustandsgröße besteht, in andere Größen eingegangen. Auf die hardware- und softwareseitige Verarbeitung wird gesondert eingegangen.

Wie in den ersten Kapiteln beschrieben, resultiert das photoakustische Signal aus der Anregung mittels elektromagnetischer Strahlung mit der Leistung Φ_e , sodass sich das Medium durch den Energietransfer in einem Wechselzustand von Temperaturerhöhung bzw. -verringerung befindet. In einer abgeschlossenen Messzelle führt dies zu einer lokalen Dichteänderung $\Delta\rho$ bzw. Druckänderung Δp . Aufgrund von Gleichung 2.67 bzw. 2.65 ändert sich mit der Dichte bzw. dem Druck der Brechungsindex Δn , was zu sehr kleinen Schwankungen in der Phase Φ_{MI} und in der Intensität I_{MI} am Ausgang eines Interferometers führt.

Abbildung 4.1 soll diese Schwankungen über die Zeit verdeutlichen. Beispielhaft sind in der Abbildung vier Punkte im Phasenraum dargestellt. Sie stellen mögliche Arbeitspunkte I_{dc} des Interferometers dar. Um diese Punkte herum finden periodische Intensitätsschwankungen I_{ac} aufgrund der periodischen Modulation des Brechungsindex und damit der Phase statt. Somit setzt sich ein Messsignal I_{MI} aus der Summe von I_{dc} und I_{ac} zusammen. Im Maximum (schwarz) und im Minimum (grün) führen kleine Brechungsindexmodulationen nur zu sehr kleinen relativen Intensitätsänderungen. Im Gegensatz dazu finden an den Flanken, in Rot und Blau dargestellt, die größten relativen Intensitätsänderungen aufgrund der Brechungsindexmodulation statt. Es liegt daher nahe, dass mit einer geschickten Wahl des Arbeitspunktes an der Flanke des Phasenverlaufs die maximale Signalamplitude bei gleichbleibendem Eingangssignal erhalten wird. Somit

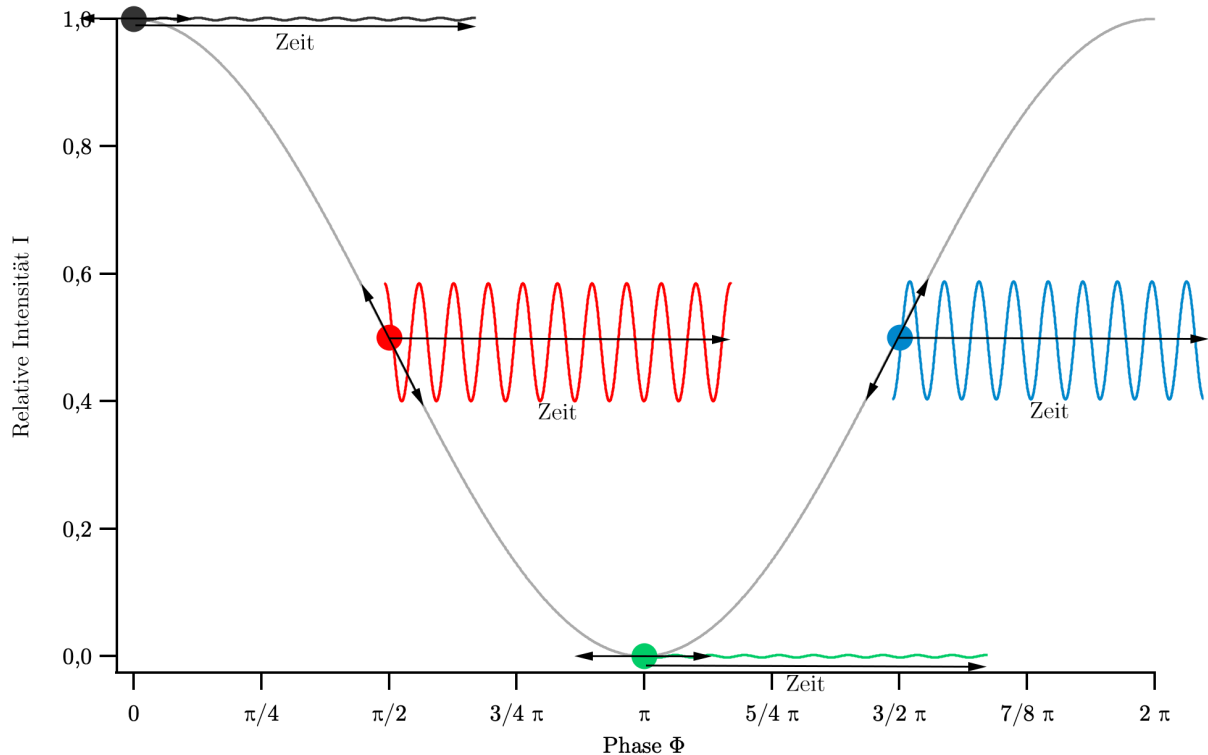


Abbildung 4.1: Vier unterschiedliche Arbeitspunkte des MeoMs und die dazugehörigen periodischen Intensitätsänderungen welche durch eine periodische Brechungsindexmodulation mittels Schallwellen verursacht wurden.

ist dies der Punkt der maximalen Empfindlichkeit. Die Signalamplituden sind mehrere Größenordnungen kleiner als die Signalintensität des Arbeitspunktes.

Die Lichtintensität I_{MI} kann mittels einer Photodiode gemessen werden. Im vorliegenden Fall wird an einer Photodiode ein relativ großer Strom durch I_{dc} generiert, der mit sehr kleinen Schwankungen durch I_{ac} überlagert ist. Eine Verstärkung des Messsignals mit einem hohen Verstärkungsfaktor ist nötig, um die kleinen Intensitätsmodulationen I_{ac} mit der vollen Bandbreite eines Analog-Digital-Konverters (ADC) umzuwandeln und aufzunehmen. Dies führt den ADC allerdings aufgrund der hohen Signalstärke von I_{dc} am Arbeitspunkt in den Sättigungsbereich, sodass Modulationen von I_{ac} nicht mehr zu einer verwertbaren Veränderung am Ausgang des ADC führen. Eine Lösung für dieses Problem wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

4.1 Hardware

Kleine Intensitätsmodulationen von I_{ac} im Messsignal können mit aktueller Hardware nur mithilfe von Verstärkern gemessen werden. Dabei wird die Lichtintensität I_{MI} durch ei-

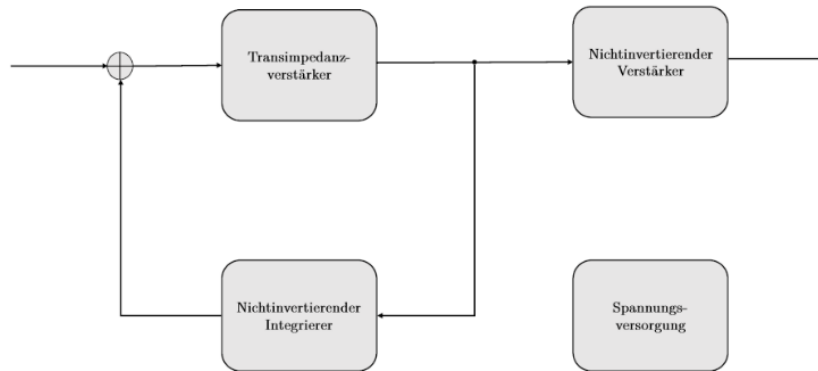


Abbildung 4.2: Blockschaltbild des Verstärkers [80]

ne Photodiode in einen äquivalenten Strom und durch einen Verstärker in eine messbare Spannung umgewandelt. Durch die Überlagerung mit dem sehr dominanten Signal des Arbeitspunktes I_{dc} kann dies jedoch nur realisiert werden, wenn I_{dc} kompensiert wird. Dies erfolgt durch das Herausstellen von I_{ac} aus dem Frequenzbereich. Tiefe Frequenzen, in denen das akustische Rauschen des Raumes liegt sowie I_{dc} , das durch den Arbeitspunkt bestimmt wird, werden stark gedämpft. Ein im Aufbau einfacher Transimpedanzverstärker (TIV) mit einer Kapazität zwischen Photodiode und Operationsverstärker, also ein aktiver Hochpassfilter erster Ordnung, führte zu einem großen Rauschen und je nach Größe der Kapazität zum Schwingen des Systems. Das zum Nutzsignal verhältnismäßig große Signal der Intensität im Arbeitspunkt I_{dc} wird daher mittels eines nichtinvertierenden Integrierers stark kompensiert. Der in der Photodiode generierte Strom wird durch einen I/U-Transimpedanzverstärker verstärkt. Die Spannung eines nichtinvertierenden Integrierers – entsprechend dem I_{dc} -Anteil des Messsignals – wird dem I/U-TIV gegengekoppelt, zurückgeführt und kompensiert. Dies ist in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt. Zurück bleibt ein Messsignal, das von I_{dc} und niederfrequentem Rauschen befreit ist. Ein weiterer nichtinvertierender Verstärker passt die Verstärkung an die maximale Eingangsspannung eines ADCs an. Ein Frequenzdiagramm ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Frequenzen unter 1 kHz und über 100 kHz werden gefiltert. Der Verstärker hat eine Kleinsignalverstärkung von ca. 3,9 Mio.

4.2 Software

Die softwareseitige Signalverarbeitung erfolgt direkt während einer photoakustischen Messung. Hierbei wird aus dem aufgenommenen Messsignal des ADCs über eine definierte Zeit das fouriertransformierte Signal berechnet und parallel zur Messung aktualisiert. Das Messsignal, welches als Spannung vorliegt, wird in den Frequenzraum transformiert, sodass die photoakustische Signalamplitude $S(f_{res})$ erhalten wird. Weitere Auswertun-

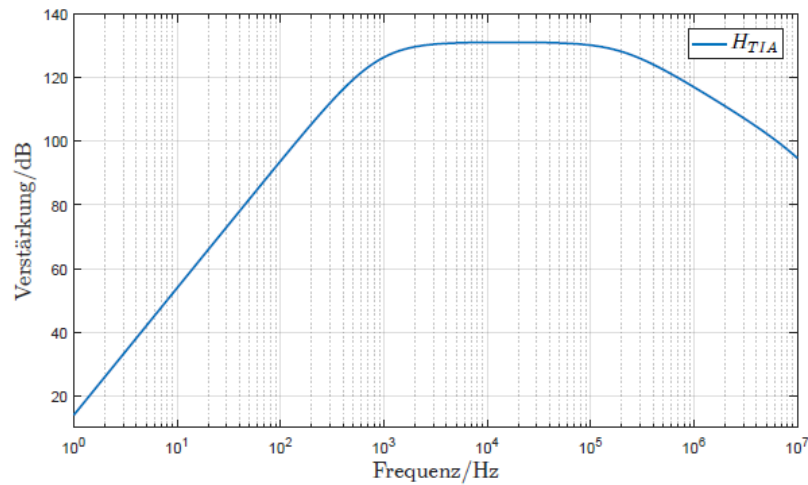


Abbildung 4.3: Frequenzgang des Verstärkers mit Kompensation von I_{dc} [80]

gen werden mittels folgender Methoden aus dem Messsignal erhoben. Da die zeitliche Änderung der Amplitude des Messsignals von Interesse ist, wird ein Sonogramm generiert. Die Frequenz der photoakustischen Anregung wird aus dem Sonogramm extrahiert. Die Höhe der Amplitude ist sodann ein Maß für die Energieabsorption im Gas die zu einer Schallwelle geführt hat. Durch eine Modulation der Anregungsfrequenz um die leicht variierende Resonanzfrequenz wird zum einen die derzeitige Resonanzfrequenz und zum anderen die zur Resonanzfrequenz gehörige maximale Amplitude erhalten. Neben einem photoakustischen Messsignal wird zusätzlich ein externes Referenzsignal generiert. Schwankungen im Referenzsignal aufgrund von äußeren Einflüssen sind auch im photoakustischen Messsignal sichtbar und können kompensiert werden. Umweltparameter wie Luftdruck, Temperatur, Luftfeuchtigkeit sowie Gasflussgeschwindigkeit werden gleichzeitig mit der Messung erhoben. Auch diese Parameter können zur Stabilisierung des Messsignals verwendet werden. Darauf wird in Kapitel 6.2.3 eingegangen. Die Größe der Einflussfaktoren von Luft und Luftdruck wird in Kapitel 2.3.4 diskutiert.

Kapitel 5

Simulationen

In der Akustik gibt es diverse Verfahren zur Berechnung von Schall im Raum, beispielsweise das numerische Lösen partieller Differentialgleichungen. Hauptvertreter der Simulationen basieren auf der Finite-Elemente-Methode (FEM) bzw. auf der Randelemente-Methode (BEM). Aufgrund der großen akustischen Bandbreite des MeoMs ist es jedoch wichtig ein Verfahren zu nutzen, welches auch im Ultraschallbereich ein effizientes Werkzeug ist. FEM, BEM und auch die Finite-Differenzen-Methode (FD) in ihrer ursprünglichen Form, sind aufgrund der kleinen räumlichen Diskretisierung bei hohen Schallfrequenzen langsam. Dies liegt an der großen Anzahl benötigter Stützstellen innerhalb einer Wellenlänge. Zudem sind sie langsam wegen einer kleinen zeitlichen Diskretisierung. Im Ortsraum ist die Pseudo-Spektral-Methode (PS) ein Verfahren, das den Rechenprozess beschleunigt. Parallel dazu wird das k-Raum-Verfahren angewendet, um zeitlich effiziente Lösungen entlang der Zeitachse zu finden. [72]

Die Finite-Differenzen-Methode ist ein einfaches Verfahren um partielle Differentialgleichungen numerisch zu lösen. Die Pseudo-Spektral-Methode ist eine Erweiterung der FD. Die lineare Interpolation zwischen den Stützstellen, beziehungsweise die Ableitung von Polynomen höherer Ordnung werden appliziert, um den Gradienten zwischen zwei Stützstellen im Ortsraum zu bestimmen. Je mehr diskret verteilte Punkte verwendet werden, umso näher liegt die geschätzte numerische Lösung am mathematisch analytischen Wert. PS basiert im Vergleich zu FD darauf, dass das physikalische Problem im Spektralraum betrachtet wird. Hierbei werden Fourierreihen mittels einer Parameterschätzung an die Daten angepasst. Dabei bedarf es im Vergleich zu FD nur zwei Stützstellen pro Wellenlänge, da die Fourierreihe auf trigonometrischen Funktionen beruht. Für FD werden im Vergleich dazu zwischen 6-10 Stützstellen pro Wellenlänge benötigt. Zudem können die Amplituden der Fourierkomponenten mithilfe der schnellen Fouriertransformation (FFT) effizient berechnet werden. Der Rechenaufwand sinkt somit durch PS. [72, 73]

Ein Nachteil entsteht aufgrund der Periodizität der Lösung mittels FFT. Hierbei wird am Rand des Simulationsgebietes eine fortsetzende Verbindung zum gegenüberliegenden Rand benötigt. Dies führt dazu, dass eine gegen den Rand laufende Welle auf der gegenüberliegenden Seite wieder auftaucht. Um diesen Effekt zu unterdrücken wird das Perfectly-Matched-Layer-Verfahren (PML) verwendet. Hierbei wird das Simulationsgitter über den Rand hinweg erweitert, sodass die Schallwellen außerhalb des Randes vollständig absorbiert werden. Somit erscheinen die Schallwellen nicht mehr am gegenüberliegenden Rand und beeinträchtigen auch nicht das Simulationsergebnis. [72]

Bei der Finite-Differenzen-Methode erfolgt eine Interpolation von einem Zeitschritt zum nächsten. Die Stabilität der Approximation nimmt dabei zu je kleiner die Zeitschritte werden. Mittels der k-Raum-Methode können die Zeitabstände bei jedoch gleicher Genauigkeit der Ergebnisse größer gewählt werden. In homogenen Medien führt die Berechnung mittels des k-Raum-Verfahrens zu annähernd exakten Lösungen. Somit steigt mit der Simulationsdauer die Effizienz der Simulation, wenn das k-Raum-Verfahren verwendet wird. [72]

Zur Akustiksimulation wird k-Wave, eine quelloffene Matlab Toolbox verwendet. Sie nutzt die Vorteile von PS und PML. k-Wave wurde von Bradley Treeby, Ben Cox (University College London) und Jiri Jaros (Brno University of Technology) entwickelt. Mittels der Toolbox wird ein Simulationsgitter erstellt, wobei jeder Gitterpunkt die Information über die Dichte und die Schallgeschwindigkeit des Materials enthält. Neben der Definition des Simulationsgebietes sind drei unterschiedliche Anregungsmöglichkeiten in k-Wave implementiert. Dies sind die Schalldruckverteilung am Simulationsanfang, Schalldruckquellen und Schallschnellequellen. Wird einer Simulation eine Schalldruckverteilung vor Simulationsbeginn vorgegeben, so lassen sich Ausgleichs- und Abklingvorgänge untersuchen. Mittels der Schalldruckquellen und der Schallschnellequellen werden während einer Simulation periodische und aperiodische Schallsignale eingebracht. Es ist möglich, den Druckverlauf über die Zeit an jedem Gitterpunkt der Simulation aufzuzeichnen. Für die folgenden Simulationen werden die Werte nach Tabelle 5.1 gewählt.

Tabelle 5.1: Simulationsparameter

Parameter	Parametergröße
Schallgeschwindigkeit Luft	344 m/s
Schallgeschwindigkeit der Wand	6320 m/s
Dichte der Luft	1,204 kg/m ³
Dichte der Wand	2720 kg/m ³

5.1 Simulation des membranlosen optischen Mikrofons

Die Simulation des membranlosen optischen Mikrofons erfolgt mittels k-Wave, das im vorigen Kapitel vorgestellt wurde. Aufgrund der Symmetrie des Mikrofons wird die Simulation zweidimensional auf der xz -Ebene durchgeführt. Es werden die Richtungsabhängigkeit und das Frequenzverhalten des Mikrofons ermittelt. Hierbei wird in einem Abstand von 150 mm eine Schallquelle relativ zum MeoM in einem Simulationsgitter mit 50 mm x 190 mm und einer räumlichen Auflösung von 0,5 mm positioniert. Abbildung 5.1 zeigt den Ausschnitt einer Simulation. Die Quelle emittiert einen Schallimpuls, der sich in Luft mit einer Dichte von $1,204 \text{ kg/m}^3$ mit der Schallgeschwindigkeit von 344 m/s in Richtung des MeoMs ausbreitet. Dies befindet sich im Fernfeld der Schallquelle, sodass die Wellenfront annähernd ungekrümmt ist. Zuerst trifft der Schallimpuls auf das Haltegestänge des MeoMs, das in beiden Teilabbildungen aus 5.1 durch je vier schwarze Kreise dargestellt ist. Dort wird die Schallwelle aufgrund der vergleichsweise hohen Dichte des Materials reflektiert. Danach durchquert der Schallimpuls die Laserstrahlen des Interferometers. An diesen beiden Positionen wird der Schalldruck ermittelt und zur späteren Auswertung gespeichert. Das Simulationsergebnis besteht aus zwei Signalverläufen, die an den Positionen der Interferometerarme ermittelt werden. Um das MI in die Simulation zu integrieren, das die Phasenverschiebung um π zwischen den Armen des Interferometers berücksichtigt, wird einer der Signalverläufe invertiert und zu dem anderen Signalverlauf addiert. Der neue Signalverlauf ist proportional zur Lichtintensität am Ausgang des Interferometers.

5.1.1 Richtungsabhängigkeit des Mikrofons

Mittels unterschiedlicher Simulationen wird der Einfallswinkel eines Schallimpulses auf das MeoM untersucht. Hierbei werden Winkel von 0° , 30° , 60° und 90° simuliert. Beispielhaft sind Ausschnitte der Simulation bei einem Einfallswinkel von 0° und 90° in Abbildung 5.1 zusammengefasst. Der Unterschied der beiden Simulationen basiert auf der Ausrichtung der beiden Strahlarmlen relativ zum Einfallswinkel der Schallwelle.

Im Falle von 0° trifft der Schallimpuls zuerst auf den ersten Interferometerarm und aufgrund des lateralen Abstands maximal verzögert auf den zweiten Interferometerarm. Im Falle eines Einfallswinkels von 90° erreicht der Schallimpuls beide Interferometerarme zur gleichen Zeit. Beide Simulationen stellen Extremfälle unter den möglichen Einfallswinkeln dar. Noch deutlicher wird der Umstand durch die Bestimmung der zeitlichen Differenz zwischen dem Eintreffen des Schallimpulses im ersten und zweiten Interferometerarm. Diese Differenz ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Aufgrund der Symmetrie des MeoMs werden die Werte für 120° , 150° und 180° aus der Invertierung von 60° , 30° und

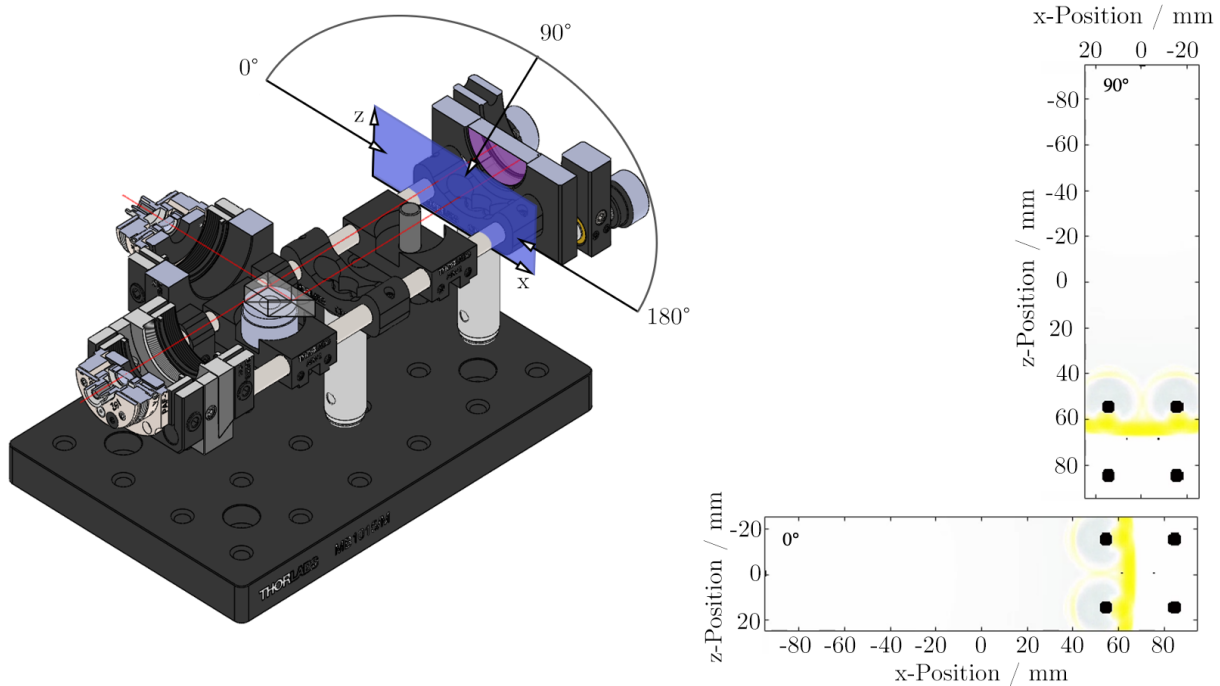


Abbildung 5.1: Halbschnittansicht des MeoMs mit eingezeichneter xz -Ebene (blau). Simulationen der Schallausbreitung eines Schallimpulses. In der unteren rechten Abbildung trifft die Schallwelle unter einem Winkel von 0° auf das MeoM, in der oberen rechten Abbildung unter einem Winkel von 90° . Die beiden Punkte deuten jeweils die Laserstrahlen des MeoMs an. Die vier großen Kreise zeigen den Schnitt durch die Haltestangen.

0° erhalten. Die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen des Schallpulses an beiden Interferometerarmen nimmt mit zunehmendem Winkel von 0° bis 180° ab und zwar von $40 \mu\text{s}$ bis $-40 \mu\text{s}$. Die Zeitdifferenz nimmt negative Werte an, da der Schallimpuls bei Winkeln über 90° zuerst den zweiten Interferometerarm erreicht. Die Simulationsergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den dargestellten Berechnungen. Aus dem Simulationsergebnis kann gefolgert werden, dass ein Schallimpuls aus einer orthogonalen Richtung auf das MeoM trifft, wenn die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen der Schallpulse klein wird. Das heißt jedoch auch, dass bei betragsmäßig großen Zeitdifferenzen der Schallimpuls eher aus einer seitlichen Richtung kommt. Die Detektion von Schallimpulsen aus orthogonaler Richtung bedarf einer hohen zeitlichen Messauflösung. Die Richtungsempfindlichkeit des MeoMs wird durch die Samplefrequenz eines ADCs festgelegt. Diese ist in Abbildung 5.2 in Grau dargestellt. Ein Messaufnehmer mit einer maximalen Samplefrequenz von 200 kHz löst basierend auf dem Abtast-Theorem ein Signal mit maximal 100 kHz auf. Das heißt, dass Signale mit einem Einfallswinkel kleiner $82,5^\circ$ und größer $97,5^\circ$ gerade noch messbar sind.

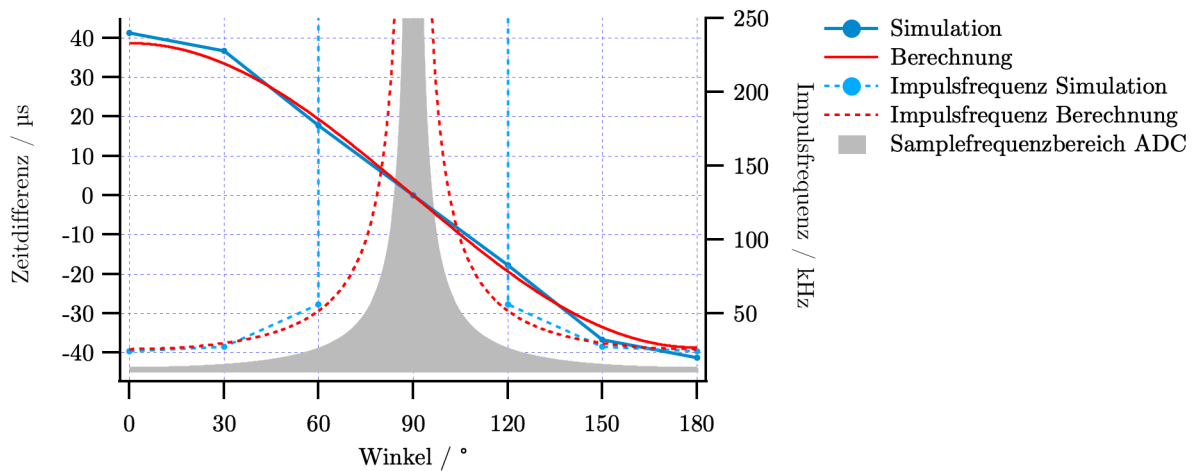


Abbildung 5.2: Zeitdifferenz in Abhängigkeit vom Einfallswinkel eines Schallpulses auf das optische Mikrofon. Simulierte Werte sind in Blau und berechnete Werte in Rot dargestellt. Der Samplebereich eines potenziellen Analog-Digital-Konverters ist in Grau abgebildet.

5.1.2 Frequenzverhalten des membranlosen optischen Mikrofons

Die Übertragungsfunktion des MeoMs wird mithilfe eines simulierten Schallimpulses ermittelt. Hierzu wird in der Simulation ein Schallimpuls von $1\ \mu\text{s}$ generiert, der unter einem Winkel von 0° auf das Mikrofon trifft. Das verarbeitete Messsignal und dessen Fouriertransformierte sind in Abbildung 5.3 und 5.4 dargestellt. Das Zeitsignal in Abbildung 5.3 zeigt folgenden Verlauf: Bei circa $118\ \mu\text{s}$ schlägt die Amplitude deutlich in den positiven Achsenabschnitt aus. Bei circa $145\ \mu\text{s}$ schlägt sie mit gleicher Intensität in negativer Richtung aus. Der positive Ausschlag der Amplitude zeigt den Durchgang durch den ersten Interferometerstrahlarm, der negative Ausschlag der Amplitude zeigt den Durchgang durch den anderen Strahlarm. Der zeitliche Abstand zwischen Maximum und Minimum liegt bei ca. $37\ \mu\text{s}$. Neben den genannten Ausschlägen gibt es darauffolgende Schwankungen der Amplitude, die aus der elastischen Schwingung der Luftmoleküle resultieren. Das hochfrequente Rauschen wird Simulationsartefakten zugeordnet. Diese entstehen aufgrund der Diskretisierung des Simulationsgitters. Abbildung 5.4 zeigt die Fouriertransformation des Zeitsignals aus Abbildung 5.3. Auf der y-Achse ist die Magnitude der Fouriertransformierten dargestellt. Hauptaugenmerk liegt auf den regelmäßig erscheinenden Wellen, die einer Kammstruktur gleichen. Diese Wellen haben einen Abstand von circa $27\ \text{kHz}$. Der Frequenzabstand resultiert aus dem zeitlichen Abstand des Maximums zum Minimum aus Abbildung 5.3. Dies sind $37\ \mu\text{s}$ also $1/37\ \mu\text{s} = 27\ \text{kHz}$. Die Übertragungsfunktion hat die typische Form eines Kammfilters, so wie dieser in Kapitel 2.3.3.1 vorgestellt wurde.

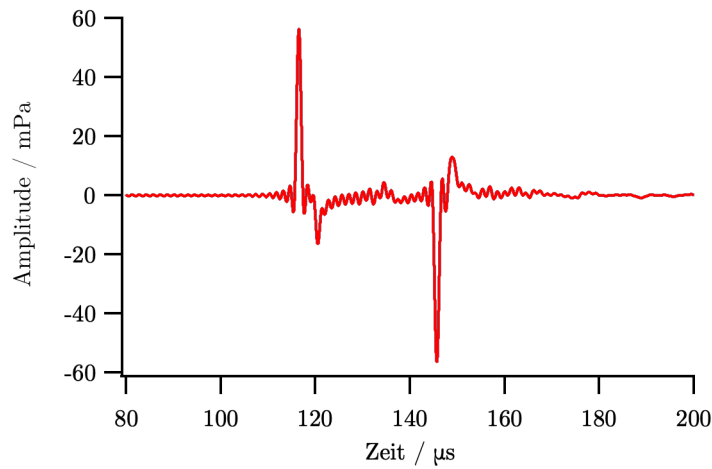


Abbildung 5.3: Druckverlauf eines simulierten Schallimpulses

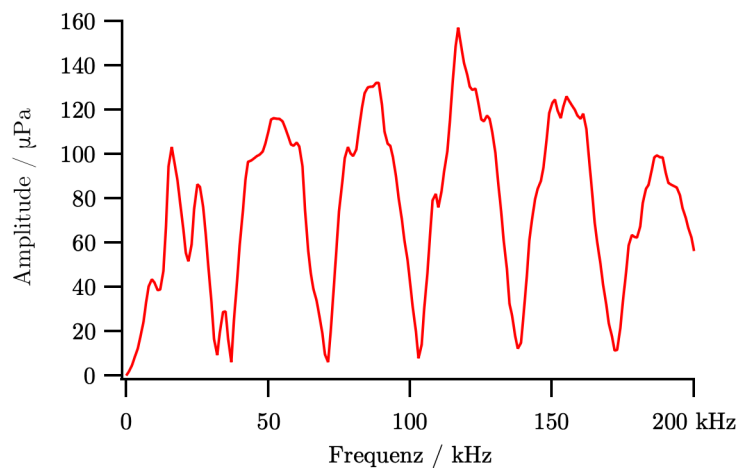


Abbildung 5.4: Fouriertransformation eines simulierten Schallimpulses

5.2 Simulation der photoakustischen Messzelle

Die photoakustische Messzelle, die in Kapitel 3 konzeptioniert wurde, wird in diesem Kapitel durch eine Simulation mit k-Wave verifiziert. Es soll geklärt werden, ob die Position der Laserdiode zur photoakustischen Anregung des Gases sowie die Position der Strahlarme des Interferometers bei einer Anregungsfrequenz von ca. 12,3 kHz korrekt bestimmt sind. Wie im vorhergehenden Kapitel wird die Simulation zweidimensional und in der xz -Ebene durchgeführt. Es werden wieder die Parameter nach Tabelle 5.1 zugrunde gelegt.

Der Innenraum der photoakustischen Messzelle besteht in der Simulation aus Luft und die Wände aus Aluminium. Ihre Maße sind nach Kapitel 3 festgelegt. Die Höhe der Messkammer beträgt 14 mm, da sie ansonsten nicht in das Cage-System eingebaut werden kann. Die

Länge beträgt 84 mm. Die Lage der Interferometerarme im Schallfeld kann Abbildung 5.6 entnommen werden. Der Abstand zwischen ihnen ist aufgrund der Rhomboid-Prisma-Kombination auf ca. 14 mm festgelegt. Ein Interferometerarm liegt hierbei potenziell in einem Druckmaximum und der andere Interferometerarm in einem Druckminimum. Die Lichtquelle wird als Kreisquelle mit dem mittleren Strahldurchmesser der Laserdiode modelliert.

In Abbildung 5.5 ist das Simulationsergebnis, also der Schalldruck über die Zeit einer sich aufbauenden stehenden Schallwelle, abgebildet. Darin finden sich drei zeitliche Verläufe des Schalldrucks. Der blaue und der schwarze Graph zeigen den Schalldruck an den Strahlarmen des MeoMs. In Rot ist die Schalldruckdifferenz dargestellt, welche proportional zur Lichtintensität am Ausgang des Interferometers ist. Alle drei Graphen entwickeln eine sich steigernde Amplitude, was auf ein Resonanzverhalten in der Messzelle zurückzuführen ist. Die Schalldruckdifferenz in Rot hat dabei, verglichen mit den Schalldruckamplituden in den einzelnen Strahlarmen die doppelte Schalldruckamplitude. An der oberen Achse der Abbildung sind markante Zeitpunkte benannt, die sich in Abbildung 5.6 wiederfinden. Die Intensität des Schalldrucks ist dabei in Gelb dargestellt und kann mithilfe von Abbildung 5.5 ermittelt werden. Im Verlauf von A bis H entwickelt sich die Schallwelle von der Quelle aus in den Leerraum der Messzelle. Ab Buchstabe F hat sich eine stehende Schallwelle entwickelt, deren Schwingung anhand von G und H nachvollzogen werden kann. Eine weitere wichtige Beobachtung ist, dass sich die Strahlarme des MeoMs immer im Druckminimum oder Druckmaximum befinden. Genauso verhält es sich auch mit der Anregungsquelle. Diese erreicht ihre maximale Amplitude, sobald sich in der Mitte der Messzelle ein Druckmaximum befindet. Dieses ist dann genau eine Schallwellenlänge λ_s von der Anregungsquelle entfernt. Die Schalldruckverteilung entspricht daher der Konzeptionierung wie sie in Kapitel 3 vorgestellt wurde.

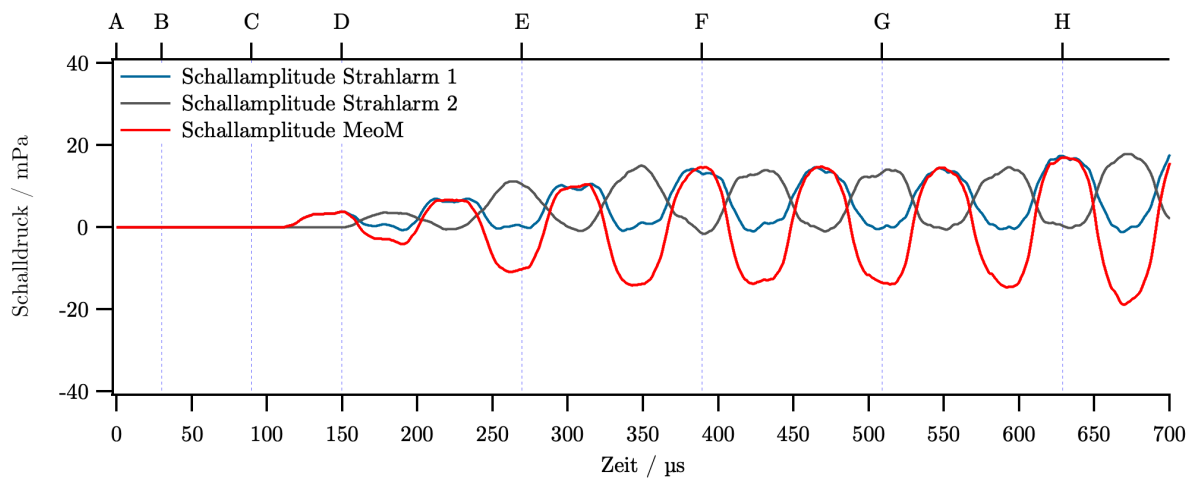


Abbildung 5.5: Zeitlicher Verlauf einer simulierten Schallwelle von ca. 12,3 kHz. Die Amplituden in Blau und Grau wurden an den Positionen der Interferometerstrahlarme erhoben. In Rot ist das verarbeitete Signal dargestellt, welches proportional zur Intensität am Interferometerausgang ist.

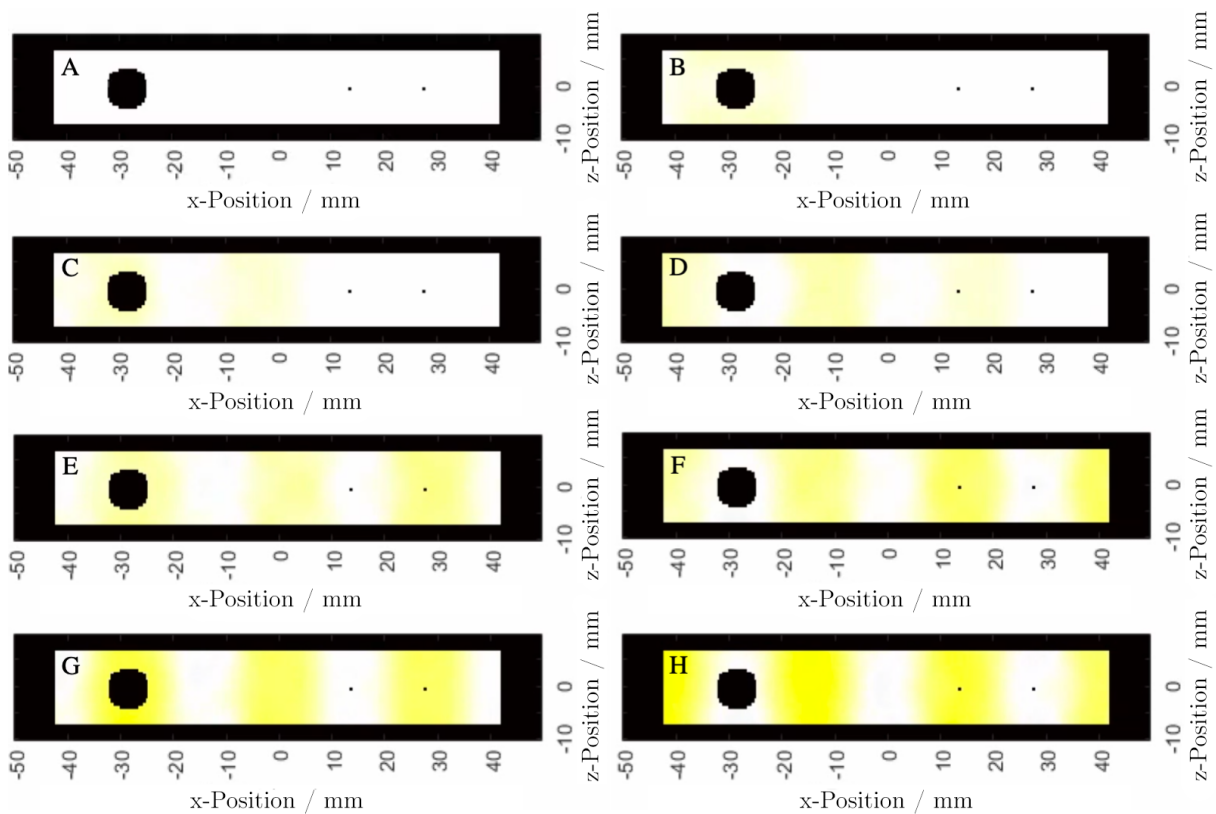


Abbildung 5.6: Ausschnitte aus dem Simulationsvideo, das die Ausbreitung der Schallwellen zeigt.

Kapitel 6

Experimentelle Untersuchung der photoakustischen Messzelle und des membranlosen optischen Mikrofons

Mit dem Betreten von unerforschtem Gebiet eröffnet sich unter dem Forscherdrang ein unendlicher Kosmos an Fragen, deren Antworten wieder einen weiteren Kosmos an Fragen aufwerfen. Ein sehr kleiner Teil soll in diesem und im nächsten Kapitel abgedeckt werden. Zuallererst wird die photoakustische Messzelle in ihren akustischen Eigenschaften untersucht, da diese die Basis für ein photoakustisches Messsystem ist. Danach erfolgt die Untersuchung des membranlosen optischen Mikrofons. Es beginnt damit, dass dieses in seinen Eigenschaften als Mikrofon untersucht wird, da sich die ganz grundsätzliche Frage stellt, ob ein Interferometer zur Schallmessung verwendet werden kann und ob es zudem für den Betrieb mit einer photoakustischen Messzelle geeignet ist. Eine Verifizierung des differentiellen Schallmessprinzips des MeoMs erfolgt durch die Untersuchung einer elektrischen Bogenentladung. Eine Bogenentladung erzeugt einen sehr kurzen Schallimpuls, mit dem der charakteristische Signalverlauf verifiziert wird. Ein Vergleich mit dem Simulationsergebnis aus Kapitel 5.1.2 soll das Ergebnis bestärken. Bei linear steigendem Schalldruck wird erwartet, dass das Ausgangssignal des MeoMs auch linear steigt. Dies wird mittels eines Breitbandlautsprechers untersucht, dessen Kennlinie mit einem Schalldruckmessgerät zuvor vermessen wird. Einflussfaktoren, wie beispielsweise die Temperatur, haben eine Auswirkung auf das Messsystem. Es soll daher der Versuch unternommen werden, diese zu kompensieren. Ein Zwischenfazit wird die Erkenntnisse kurz zusammenfassen, um damit auf das Folgekapitel vorzubereiten.

6.1 Resonanzfrequenz und Güte der photoakustischen Messzelle

Die photoakustische Messzelle wurde daraufhin konzeptioniert, dass sie in Kombination mit dem membranlosen optischen Mikrofon zu einem möglichst hohen Messsignalpegel bei hohem SNR führt. Um zu überprüfen, ob die Messzelle in Kombination mit dem MeoM geeignet ist, wird diese in ihren akustischen Eigenschaften untersucht. Besonders wichtig ist hierbei eine abgestimmte Resonanzfrequenz, also der Abstand eines akustischen Wellenberges und Wellentales einer stehenden Welle im Abstand der Interferometerarme. Zudem wird die akustische Güte der Messzelle für unterschiedliche Resonanzfrequenzen bestimmt

6.1.1 Experimenteller Aufbau

Die Übertragungsfunktion der photoakustischen Messzelle wird mittels externer Anregung durch die Time-delayed-Spectrometry (TDS) untersucht. Die dabei entstehenden Schallwellen werden mittels des MeoMs erfasst. Dies hat den Vorteil, dass hierbei die Übertragungsfunktion des MeoMs direkt mit in die Auswertung einfließt. Zur Messung der Übertragungsfunktion wird die Software Room EQ Wizard verwendet. Hauptfunktion der Software ist es, Räume und die Impulsantwort von Lautsprechern mittels TDS zu analysieren und zu simulieren. Dafür wird durch den Gaseinlass der Messzelle mithilfe eines kleinen Lautsprechers ein sinusoidales Schallsignal mit linear steigender Frequenz eingekoppelt. Mittels des MeoMs wird das Schallsignal daraufhin erfasst und über ein Audiointerface am Computer automatisch analysiert. Die Position des Lautsprechers entspricht nicht der Position der Lichtquelle zur photoakustischen Anregung. Es wird daher erwartet, dass die Intensität bestimmter Moden niedriger ausfällt als erwartet. Zur Untersuchung der generellen Frequenzeigenschaften ist dies dennoch ausreichend. Die Güte wird mittels der Halbwertsbreite (FWHM) und Gleichung 2.16 berechnet.

6.1.2 Messergebnis und Diskussion

In Abbildung 6.1 ist die Übertragungsfunktion der Messzelle, also das Messergebnis (rot) und die Simulation (blau) der photoakustischen Messzelle, dargestellt. Zudem sind an der oberen Achse die berechneten akustischen longitudinalen Moden in z -Richtung eingetragen. Die Messung und die berechneten Moden stimmen bis zur (006)-Mode gut miteinander überein. Höhere berechnete Moden bis 20 kHz liegen unter den experimentell ermittelten Moden. Der Vergleich zwischen Messung und Simulation zeigt, dass die Amplituden der Resonanzfrequenzen stark voneinander abweichen. Hierbei wird der Einfluss der Position des Lautsprechers sichtbar. In der Simulation liegt die Schallquelle genau

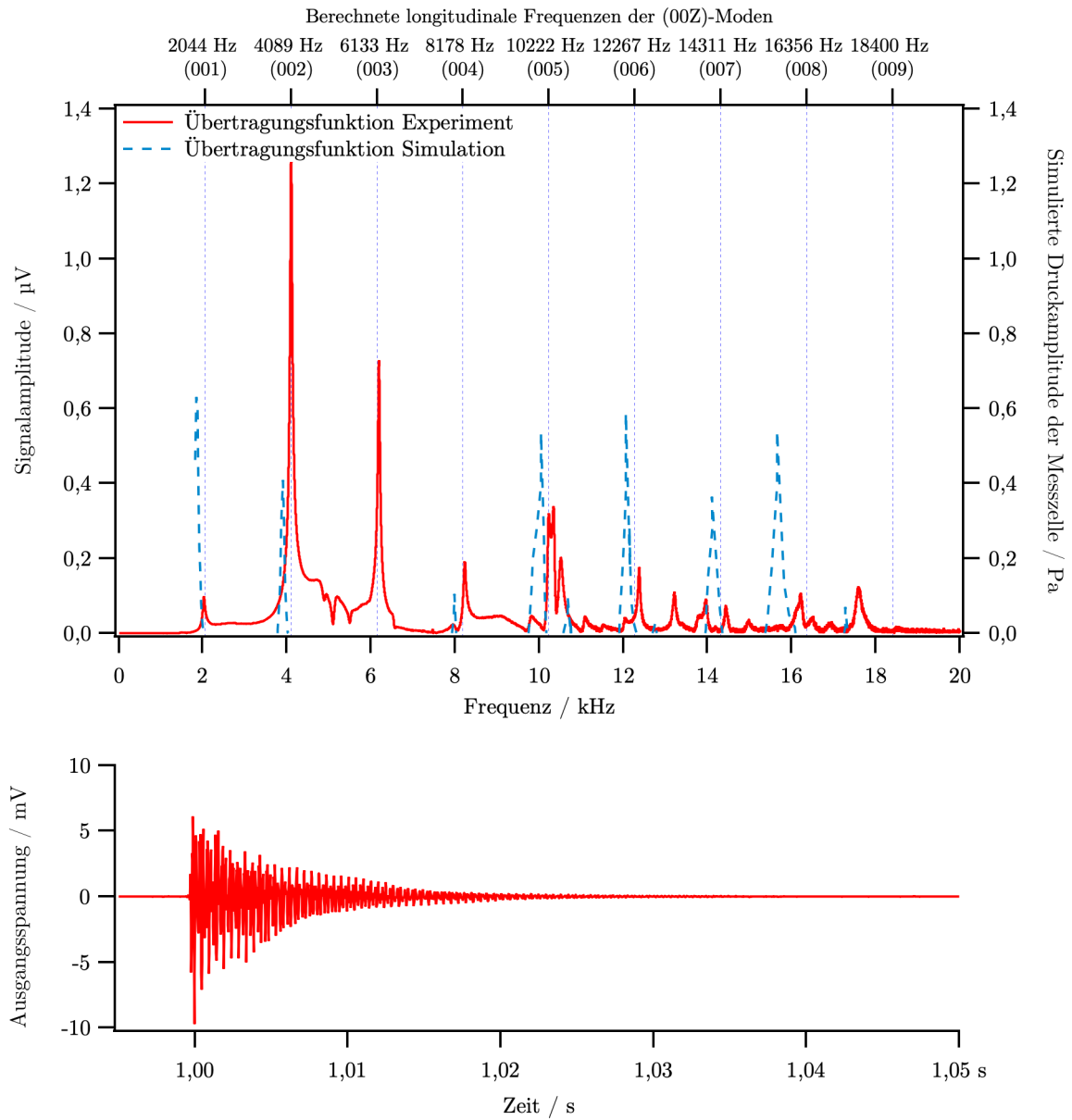


Abbildung 6.1: Experimentell ermittelte Übertragungsfunktion der photoakustischen Messzelle und im Vergleich dazu das Ergebnis einer akustischen Simulation; unten: Messergebnis der Impulsantwort der photoakustischen Messzelle

bei $1/6$ der Länge der Messzelle, sodass beispielsweise die (003)-Mode vollständig unterdrückt wird. Im Experiment liegt die Schallquelle jedoch genau auf Höhe der Gaszufuhr, was zu einer Diskrepanz der Amplitudenwerte zwischen Experiment und Simulation führt. Im Bereich der Resonanzfrequenzen werden kleine Abweichungen erhalten. Die Resonanzfrequenzen der Simulation sind in der Gesamtheit leicht zu tieferen Frequenzen verschoben, was auf geringere Schallgeschwindigkeit in der Simulationsumgebung zurückzuführen

ist. Besonders wichtig ist die (006)-Mode, mit der das System photoakustisch angeregt werden soll. Diese ist aufgrund der Position der Schallquelle wie erwartet schwächer ausgeprägt. Im Vergleich zu den Moden (001) und (002) ist die Güte der (006)-Mode wesentlich erhöht. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die Kopplung der Mode mit der akustischen (100)-Mode durch die Höhe der Messzelle. Eine Zuordnung der Moden die aus der Übertragungsfunktion des Experiments erhalten wurden und deren Güte ist in Tabelle 6.1 dargestellt.

Tabelle 6.1: Zuordnung der Güte der Messzelle zu den akustischen Moden

Mode	Güte
(001)	23
(002)	49
(006)	153

Die Verteilung der Frequenzen deckt sich annähernd mit den Ergebnissen aus Simulation und Berechnungen. Die (006)-Mode ist zwar schwach ausgeprägt, trotzdem ist sie aufgrund der hohen Güte als resonante Mode für photoakustische Messungen geeignet.

6.2 Charakterisierung und Eigenschaften des membranlosen optisches Mikrofons

Dieses Kapitel widmet sich der zweiten Hauptkomponente des Gesamtsystems: dem membranlosen optischen Mikrophon. Hierbei wird anhand eines Michelson-Interferometer-Aufbaus zunächst der experimentelle Nachweis der Funktionalität des Wirkprinzips erbracht. Dies erfolgt mithilfe eines kurzen Schallimpulses einer Lichtbogenentladung.

Danach wird die Messsignalamplitude des auf dem Michelson-Interferometer basierenden MeoMs untersucht und mit der eines kalibrierten Messmikrofons verglichen.

Das membranlose optische Mikrophon besteht aus folgenden 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,
- dem Interferometer, das aus optischen Standardkomponenten in einem 30-mm-Cage-System (Thorlabs GmbH, Dachau) auf einer optischen Platte aufgebaut ist,
- dem Photodiodenverstärker, dem ein Messmodul (DT9847, Measurement Computing, Bietigheim-Bissingen) folgt.

6.2.1 Nachweis des Wirkprinzips zur membranlosen optischen Messung von Schall

In diesem Kapitel wird der experimentelle Nachweis erbracht, dass die Messung von Schall aufgrund der Änderung des Brechungsindex bzw. eines Schallpulses mittels eines Michelson-Interferometers möglich ist. Dieser Nachweis kann nur erbracht werden, da die Interferometerarme in einem definierten Abstand zueinander stehen und dadurch eine Schallwelle zuerst den einen Interferometerarm und nach einer definierten Zeit den anderen Interferometerarm erreicht. Das Experiment erfolgt analog zu den Simulationen aus Kapitel 5.1.1., indem ein einfacher Schallpuls in einem definierten Winkel auf das MeoM gelenkt wird. Es wird daher erwartet, dass ein einziger Schallimpuls zwei Signale mit unterschiedlichen Vorzeichen generiert. Zudem wird erwartet, dass es bei einer Änderung des Einfallswinkels der Schallwelle ebenfalls zu einer Änderung der Zeitdifferenz zwischen den Extremwerten der generierten Signale kommt.

6.2.1.1 Experimentelle Anordnung und Parameter

In einem Abstand von ca. 15 cm wird mittels einer Kondensatorentladung ein Funkenüberschlag generiert. Dazu wird ein Kondensator mit einer Kapazität von $C = 470 \mu\text{F}$ mit einer Spannung von 30 V geladen. Die Entladung erfolgt an einer Kupferlitze, die an einer um das MeoM rotierbaren Halterung angebracht ist. Dadurch ist es möglich, Schallimpulse mit unterschiedlichen Einfallswinkeln von -90° bis 90° mittels des MeoMs zu vermessen. Durch den großen Abstand zwischen der Bogenentladung und dem MeoM kann der Einfluss einer Wärmewelle ausgeschlossen werden.

6.2.1.2 Ergebnisse und Diskussion

Mittels des MeoMs werden Lichtbogenentladungen auf der xz-Ebene aufgenommen. In Abbildung 6.2 ist in Blau der zeitliche Verlauf des Signals bei einem Schalleinfallswinkel von 0° dargestellt. Die Signalamplitude schlägt bei ca. $110 \mu\text{s}$ in positive Richtung stark aus. Eine Bewegung in die entgegengesetzte Richtung findet sich bei ca. $150 \mu\text{s}$. Danach fluktuiert das Messsignal und nimmt in der Amplitude ab. In der gleichen Abbildung ist zum Vergleich das Simulationsergebnis (grau) dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde das Signal der Simulation mit dem Signal des Experiments durch eine Verschiebung auf der Zeitachse zur Überlappung gebracht. Zudem wurde die Skalierung der rechten y-Achse, die der Simulation zugeordnet wird zur besseren Vergleichbarkeit an die Skalierung der y-Achse des Experimentes angepasst. Beide Signale zeigen eine zeitliche Überlappung an dem positiven und negativen Extremwert bei $110 \mu\text{s}$ und $150 \mu\text{s}$. Die Zeitdifferenz zwischen den Extremwerten beträgt im Experiment ca. $37 \mu\text{s}$, in der Simulation liegt sie bei ca. $38 \mu\text{s}$. Diese Zeitspanne entspricht der Zeit, die eine Schallwelle von einem Interferome-

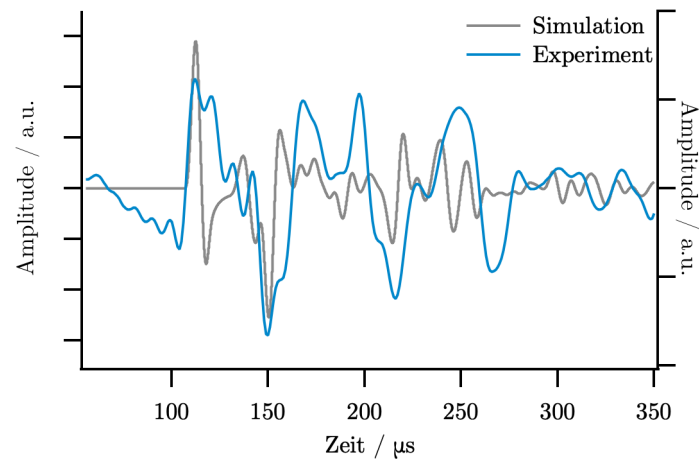


Abbildung 6.2: Messergebnis und Simulationsergebnis der Schallausbreitung einer Kondensatorentladung unter einem Einfallswinkel der Schallwelle von 0° auf das Messsystem [76].

terarm bis zum nächsten Interferometerarm benötigt. Die Schallgeschwindigkeit beträgt bei 21°C circa 342 m/s , sodass sich im Experiment ein Abstand zwischen den Interferometerarmen von ca. $1,3\text{ cm}$ ergibt. Dieses Ergebnis deckt sich bis auf 1 mm genau mit den Randbedingungen der Simulation. In Abbildung 6.3 sind die Mess- und Simulationsergebnisse der Zeitdifferenzen des Eintreffens eines Schallimpulses an den Interferometerarmen unter den Winkeln 0° bis 180° in 30° -Schritten dargestellt. Wie in Kapitel 5.1.1 beschreibt der Winkel von 0° und 180° einen waagrechten Einfallswinkel und ein Winkel von 90° einen senkrechten Einfallswinkel. In Blau sind die Simulationsergebnisse dargestellt, in Rot der Mittelwert aus drei Messungen inklusive deren Standardabweichungen. Die Messwerte sind in Grau dargestellt. Die Zeitdifferenzen in der Simulation und im Experiment fallen bei steigendem Winkel von circa $40\ \mu\text{s}$ auf circa $-40\ \mu\text{s}$. Der Verlauf der Simulationsdaten und des Mittelwertes aus den Experimenten weichen um maximal $9\ \mu\text{s}$ voneinander ab. Dies entspricht einem Winkelfehler von ca. 12° .

Die in der Einleitung des Kapitels geschilderte These, dass bei einem Schallimpuls zwei Messsignale unterschiedlichen Vorzeichens entstehen, kann bestätigt werden. Gestützt wird das Ergebnis mit den erhobenen Simulationsdaten, die mit den experimentellen Daten in guter Übereinstimmung liegen. Zudem entspricht der zeitliche Abstand der Extremwerte der Dauer, die eine Schallwelle benötigt, um die ca. $1,4\text{ cm}$ Strahlabstand zurückzulegen. Die symmetrische Auslenkung der Extremwerte bei $110\ \mu\text{s}$ beziehungsweise bei $150\ \mu\text{s}$ lässt den Schluss zu, dass die Teilintensitäten der Strahlen etwa gleich sind und somit ein Verhältnismaß zur Kontrolle der Kalibrierung vorhanden ist. Da die Extremwerte in zwei unterschiedliche Richtungen ausschlagen und zudem der Schallimpuls nicht zu einer Verwindung des Messaufbaus führt, kann davon ausgegangen werden, dass die

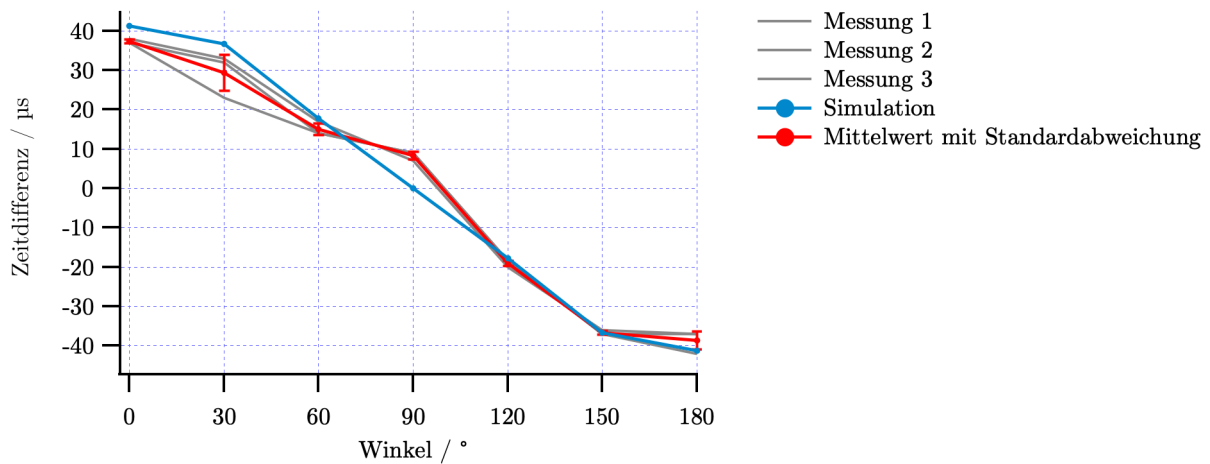


Abbildung 6.3: Messergebnisse und Simulationsergebnisse der Zeitdifferenz des Eintreffens eines Schallimpulses von Kondensatorentladungen an einem Interferometerarm unter den Winkeln 0° bis 180° in 30° -Schritten [76].

gemessenen Signale auf die Brechungsindexänderung im Interferometer zurückzuführen sind. Damit ist eindeutig nachgewiesen, dass Schall mittels des MeoMs zumindest detektiert werden kann.

6.2.2 Schalldruckmessung mittels des membranlosen optischen Mikrofons

In diesem Kapitel wird das Verhalten des MeoMs bei unterschiedlichen Schalldruckwerten und unterschiedlichen Frequenzen untersucht. Vergleichswerte werden mittels eines kalibrierten Audio- und Akustik-Analysators (XL2, NTi Audio AG, Schaan, Lichtenstein) aufgenommen. Die Schalldruckwerte bei unterschiedlichen Frequenzen werden mithilfe eines Breitbandlautsprechers generiert.

6.2.2.1 Experimentelle Anordnung und Parameter

Mit einem Breitbandlautsprecher werden Schallwellen mit Frequenzen von 200 Hz bis 5000 Hz bei Eingangsspannungen in den Lautsprecher von 0,5 V bis 10 V mit einem Frequenzgenerator erzeugt. Dieser wird in einem Abstand von ca. 90 cm zu einem Analysator positioniert. Vergleichsmessungen mit dem MeoM werden bei gleichem Abstand durchgeführt.

6.2.2.2 Ergebnisse und Diskussion

Die Generierung der Schallwellen bei Eingangsspannungen in den Lautsprecher von 0,5 V bis 10 V resultieren in Schalldruckwerten von 0,008 Pa bis ca. 0,6 Pa. Abbildung 6.4 zeigt die Kennlinien des Lautsprechers, die mit dem kalibrierten Messaufbau aufgenommen wurden. Mit zunehmender Eingangsspannung nimmt auch der Schalldruck zu. Die Kennlinien verlaufen nicht linear, da bei bestimmten Frequenzen, wie beispielsweise bei 3 kHz, Resonanzeffekte im Lautsprecher auftreten, sodass der gemessene Schalldruck trotz gleichbleibender Eingangsleistung zunimmt.

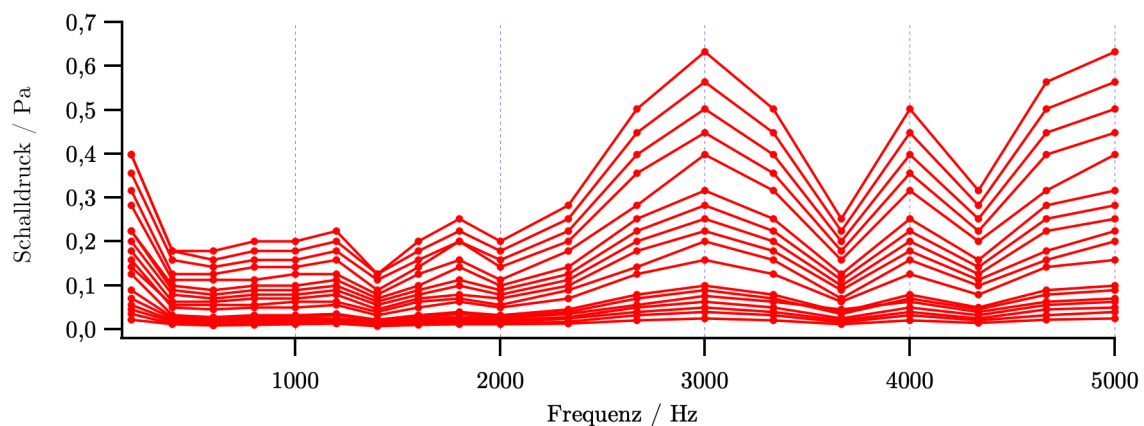


Abbildung 6.4: Kennlinien des Lautsprechers bei unterschiedlichen Spannungsamplituden (aufgenommen mittels XL2)

Bei festen Frequenzen nimmt der Schalldruck linear mit der Eingangsspannung des Lautsprechers zu. Dieses Verhalten ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Von Hellgrau über Schwarz bis Rot ist in der Grafik die Zunahme des Schalldrucks für unterschiedliche Frequenzen für das XL2 dargestellt. Aus den Daten wird eine Kennlinie bestimmt, die als XL2 - mittlerer Fit im Graphen angegeben ist. Diese sagt aus, dass bei zunehmender Lautsprecherspannung der Schalldruck linear ansteigt. Die Messdaten des MeoMs werden auf den Schalldruck des kalibrierten Analysators normiert, sodass die Werte zwischen XL2 und MeoM vergleichbar sind. Daraufhin wird die Kennlinie des MeoMs bestimmt, die als MeoM - mittlerer Fit angegeben ist. Diese steigt im Vergleich zur Kennlinie des XL2 weniger stark an. Dies lässt darauf schließen, dass bei steigender Schallamplitude des Lautsprechers die systematische Messabweichung des MeoMs zunimmt.

6.2.3 Stabilisierung mittels Temperaturkompensation

Der in Gleichung 2.80 ersichtliche Zusammenhang zwischen Temperatur und Ausgangssignal des Michelson-Interferometers und den Erkenntnissen aus den Kapiteln 2.3.3 und

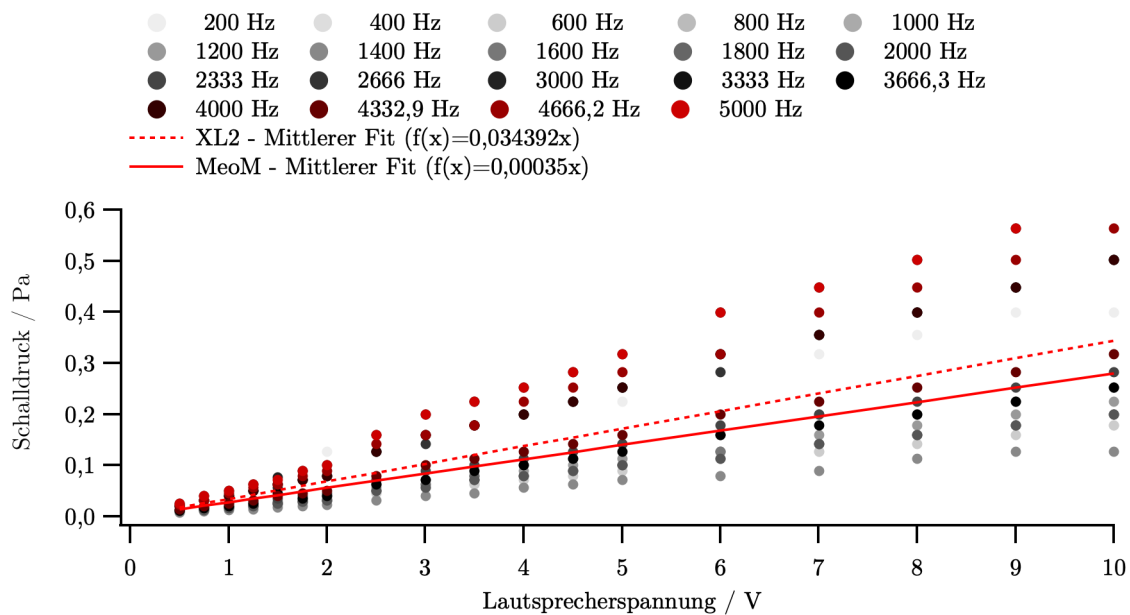


Abbildung 6.5: Gemittelter Schalldruck erfasst mittels XL2 und MeoM

2.3.4 führt zu der Annahme, dass die Messsignalamplitude einem Temperatureinfluss unterliegt. Hierbei wird die These aufgeworfen, dass der Temperatureinfluss den Arbeitspunkt des MeoMs, also die Phase, verschiebt und ein linearer Zusammenhang zwischen Temperatur und Messsignalamplitude besteht. Ziel ist die Kompensation des Temperatureinflusses auf das MeoM.

6.2.3.1 Experimentelle Anordnung und Parameter

Der experimentelle Aufbau sieht eine Langzeitmessung vor, in der die Temperatur mit dem Tag-Nacht-Rhythmus einhergeht. Dazu wird eine Schallquelle nahe dem MeoM positioniert und dies über 48 h mit gleichbleibender Amplitude beschallt. Während der Messung wird das Messsignal des MeoMs alle 10,4 s erfasst. Dieses wird mit I_{ac} bezeichnet. Parallel dazu wird die Höhe der Gleichstromkompensation im Messverstärker gemessen, welche ein Maß für die Gesamtintensität des MeoMs ohne das Messsignal ist. Es enthält also den Arbeitspunkt und wird daher mit I_{dc} bezeichnet. Zudem werden Temperatur und Luftdruck erfasst.

6.2.3.2 Ergebnisse und Diskussion

Das Messergebnis ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Es zeigt den Verlauf von I_{dc} , der Messsignalamplitude I_{ac} , der Temperatur und dem Druck. Nachdem das System eingeschwungen ist, haben alle Messsignale bis auf den Druck eine hohe lineare Korrelation r_i mit-

einander. Hierbei laufen I_{ac} und I_{dc} der Temperatur nach. Die Korrelationskoeffizienten sind:

- $r_{I_{ac},I_{dc}} = 0,96$
- $r_{I_{ac},\text{Temperatur}} = 0,91$
- $r_{I_{dc},\text{Temperatur}} = 0,89$

Die Korrelation der optischen Messsignale I_{ac} und I_{dc} zum Druck liegt im Bereich um 0,6.

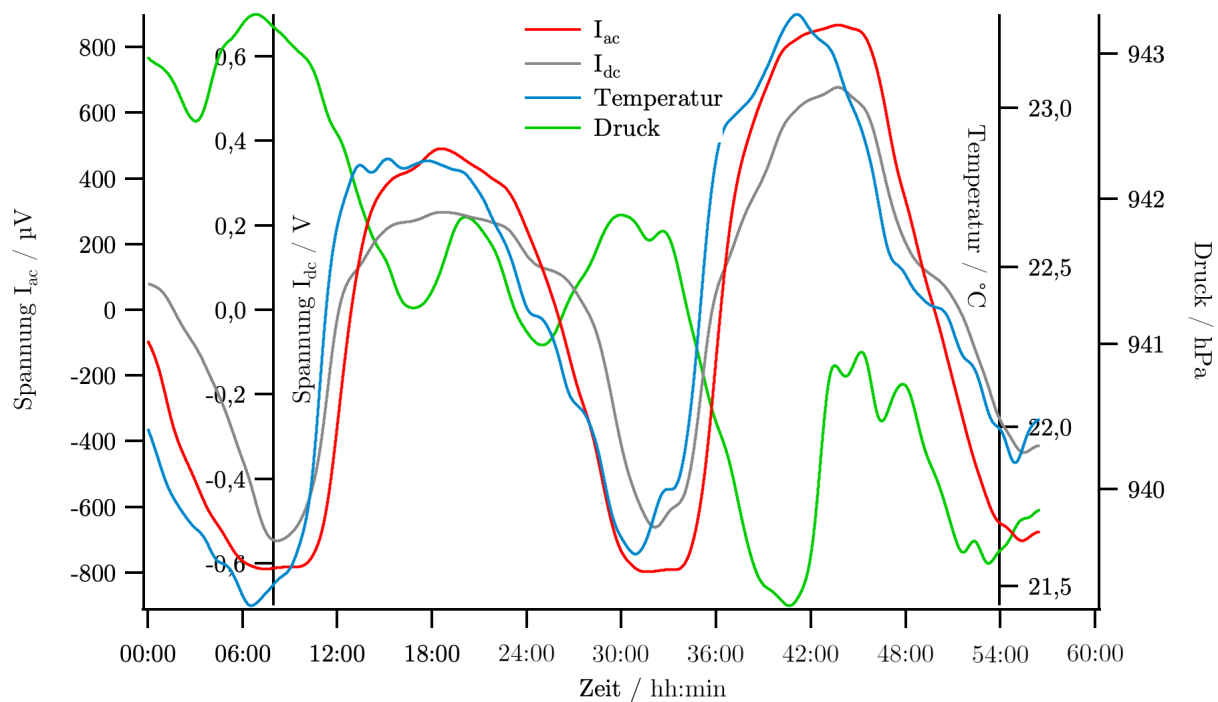


Abbildung 6.6: Signalverläufe von I_{ac} und I_{dc} , der Temperatur und dem Druck während einer Langzeitmessung

Aufgrund der hohen Korrelationskoeffizienten $r_{I_{ac},\text{Temperatur}} = 0,91$ und $r_{I_{dc},\text{Temperatur}} = 0,89$ zwischen I_{ac} bzw. I_{dc} und der Temperatur, kann mit hoher Wahrscheinlichkeit von einem Temperatureinfluss auf die Messsignale des MeoMs ausgegangen werden. Wie erwartet besteht zudem eine hohe Korrelation von $r_{I_{ac},I_{dc}} = 0,96$ zwischen den optischen Signalen. Da der Einflussfaktor der Brechungsindexänderung aufgrund von Schall niedrig ist (siehe Kapitel 2.3.4), kann die Wirkrichtung $I_{ac} \rightarrow I_{dc}$ ausgeschlossen und der umgekehrte Fall angenommen werden, sodass $I_{dc} \rightarrow I_{ac}$ gilt. I_{dc} ist nach Gleichung 2.77 proportional zur Wellenlänge λ , dem geometrischen Abstand zwischen Spiegel und Strahlteiler L und der Temperatur T sowie zu Intensität I_0 . Der Laser des MeoMs ist durch ein Faser-Bragg-Gitter (FBG) und durch eine Temperaturregelung wellenlängenstabilisiert und konstant

in der Intensität. Dies wird zudem gestützt durch eine sehr niedrige Korrelation von Laserleistung, Laserstrom und Lasertemperatur mit dem Messsignal des MeoMs. Dies wurde bei weiteren Untersuchungen festgestellt. Die Korrelationskoeffizienten liegen insgesamt unter 0,03. Es liegt daher nahe, dass L und T potentiell Einfluss auf das Messsignal des MeoMs haben. Die Länge der Interferometerarme wird durch den Abstand des Spiegels zum Strahlteiler bestimmt. Die Komponenten sind an einem Cage-System, also an vier Metallstangen aufgehängt, welche einer Längenänderung bei Temperaturänderung unterliegen, sodass der Zusammenhang $L(T)$ gilt. Gleichung 2.76 wird daraufhin mit der temperaturabhängigen Ausdehnung α_i nach Meschede et al. [39] erweitert und $273,15 + T$ mit T_K ersetzt. Die Längenänderung des Interferometerarms basiert auf der Temperaturabhängigkeit von Stahlstäben, an denen der optische Messaufbau aufgehängt ist. Zur besseren Übersichtlichkeit wird der Temperaturterm, der für die Längenausdehnung verantwortlich ist, mit $T_{K,Stahl}$ bzw. dessen Änderung mit $\Delta T_{K,Stahl}$ sowie die Temperatur der Luft in Kelvin mit $T_{K,Luft}$ bzw. deren Änderung mit $\Delta T_{K,Luft}$ bezeichnet.

$$\Delta I_{MI} = 8\pi \frac{I_0 L(T_{K,Stahl})}{\lambda} \frac{C}{T_{K,Luft}} \Delta p(t) \quad (6.1)$$

$$\Delta p = \frac{I_{MI} T_{K,Luft} \lambda}{8\pi C I_0 L_0 T_{K,Stahl} \alpha_{Stahl}}. \quad (6.2)$$

Bei einer Temperaturänderung von ΔT_K führt dies zu:

$$\Delta I_{MI} \approx 8\pi \frac{I_0 L_0 (1 + \alpha_{Stahl} \Delta T_{K,Stahl})}{\lambda} \frac{C}{\Delta T_{K,Luft}} \Delta p(t). \quad (6.3)$$

Die Temperaturänderung der Stahlstäbe und der Lufttemperatur unterliegt unterschiedlichen Zeitkonstanten τ , basierend auf dessen spezifischer Wärmekapazität C_p und Wärmeleitfähigkeit λ_{th} bzw. dem Temperaturwiderstand R_{th} . Der Zusammenhang zwischen aktueller Temperaturänderung ΔT und dem anfänglichen Temperaturunterschied ΔT_0 ist:

$$\Delta T = \Delta T_0 \cdot \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right] \quad (6.4)$$

$$= \Delta T_0 \cdot \exp\left[-\frac{t}{R_{th} C_p}\right]. \quad (6.5)$$

Der Temperaturwiderstand R_{th} ist hierbei definiert als:

$$R_{th} = \frac{\tilde{l}}{\lambda_{th} A}. \quad (6.6)$$

Hierbei ist \tilde{l} die charakteristische Länge, die sich aus dem Quotienten aus Volumen V

und Fläche A der Stäbe zusammensetzt. Somit ergibt sich für die Temperaturänderung in Abhängigkeit von der Zeit und der Stablänge l folgender Zusammenhang:

$$\Delta T = \Delta T_0 \cdot \exp \left[-4\pi l \frac{\lambda_{th}}{C_p} t \right]. \quad (6.7)$$

Auffällig an dieser Gleichung ist der materialabhängige Quotient aus Wärmeleitfähigkeit λ_{th} und der spezifischen Wärmekapazität C_p . Für verschiedene beispielhafte Materialien ergeben sich daraus die Werte, die in Tabelle 6.2 angegeben sind. Steigt der Wert des Quotienten, so passt sich ein Bauteil in Abhängigkeit von der Materialdichte schneller der Umgebungstemperatur an. Bei gegebener Länge l des Interferometerarms ergeben sich für eine Anpassung auf 63 % der Umgebungstemperatur bei einem Temperaturunterschied von $\Delta T_0 = 1$ K folgende Werte:

Tabelle 6.2: Verhältnis zwischen der Wärmeleitfähigkeit λ_{th} und der spezifischen Wärmekapazität C_p

Material	$\frac{\lambda_{th}}{C_p} \left[\frac{1}{m \cdot s} \right]$	Zeit bis zum Anpassen auf 63 % von ΔT_0 [s]
Luft	0,00003	0,1
Quarzglas	0,00196	2,5
Rostfreier Stahl	0,04468	0,4
Aluminium	0,26339	0,02

Die Zeit zum Anpassen an die Umgebungstemperatur reiht sich nicht direkt in die aufsteigende Reihe der Quotienten von $\frac{\lambda_{th}}{C_p}$ ein. Dies liegt an den unterschiedlichen Dichten der Materialien, insbesondere der niedrigen Dichte von Luft.

Die Verzögerung in der Temperaturanpassung an die Umgebung zeigt die starke Abhängigkeit von der Temperatur, je nachdem welches Trägermaterial für das optische System verwendet wird. In Abbildung 6.6 ist dies anschaulich dargestellt. Die Werte von I_{dc} (grau) und I_{ac} (rot) laufen der Temperatur (blau) nach. Dies wird besonders am Temperaturanstieg im Bereich 8 h bis 12 h nach Messbeginn deutlich. Die zeitlichen Verzögerungen im Bereich zwischen 21,5 °C und 22,5 °C entsprechen jedoch nicht den errechneten Werten aus Tabelle 6.2. Die Verzögerungen liegen nicht im Sekundenbereich sondern im Bereich von ca. 30 - 70 min. Da alle Messsignale parallel mittels des gleichen ADC erfasst wurden, kann die Messelektronik als Ursache ausgeschlossen werden.

Aufgrund der hohen Korrelationskoeffizienten liegt die These nahe, dass I_{ac} mittels I_{dc} und der Temperatur kompensiert werden kann. Die Strategie der Kompensation beruht auf einem zweistufigen Verfahren, zuerst mit der größten, danach mit der zweitgrößten

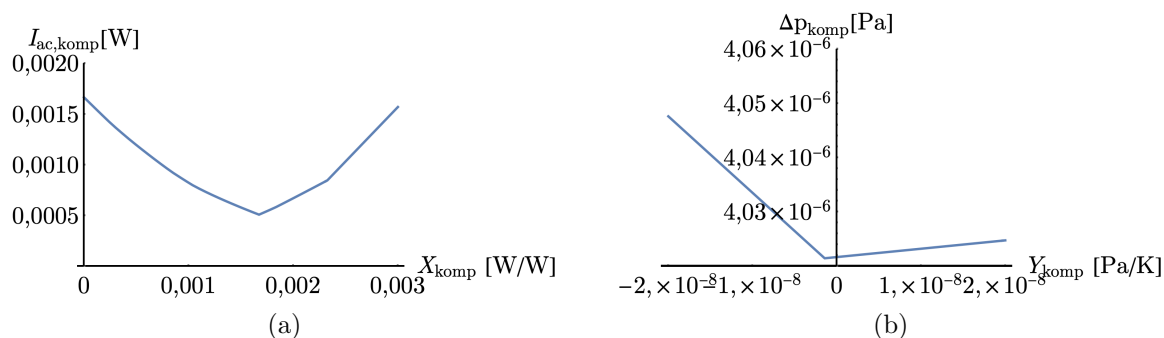


Abbildung 6.7: Funktionen zur Bestimmung der Minimalwerte zur Kompensation

Korrelation. Ausgang der Überlegung ist, dass die Einflussfaktoren hauptsächlich systematischer Natur sind. Daher ist der Ansatz für die kompensierte optische Intensität $I_{ac,komp}$ und den kompensierten Druckunterschied Δp_{komp} :

$$I_{ac,komp} = I_{ac} - \epsilon_I(I_{dc}) \quad (6.8)$$

$$\Delta p_{komp} = \Delta p - \epsilon_p(T_K). \quad (6.9)$$

In Abbildung 6.6 bewegt sich das Messsignal I_{ac} zwischen einem Maximalwert und einem Minimalwert. Gleiches geschieht auch mit dem Messsignal I_{dc} , mit dem kompensiert werden soll. Gesucht wird daher eine lineare Funktion $\epsilon_I(I_{dc})$, sodass der Abstand zwischen Maximal- und Minimalwert von I_{ac} kleinstmöglich wird. Der lineare Ansatz wird gewählt, da I_{ac} annähernd linear von I_{dc} abhängig ist, wie mit Gleichung 2.71 und 2.80 gezeigt wurde. Das gleiche Verfahren wird für ein neu gewonnenes $I_{ac,komp}$ angewendet. $I_{ac,komp}$ wird jedoch mittels der Gleichung 6.1 in eine Druckdifferenz Δp umgewandelt. Δp ist linear von der Temperatur abhängig, sodass auch hier ein linearer Ansatz gewählt wird. Wie im ersten Schritt wird wieder eine Funktion gesucht, damit der minimale Abstand zwischen Maximalwert und Minimalwert von Δp_{komp} erhalten wird. Minimalwerte von $I_{ac,komp}$ und Δp_{komp} können rechnerisch bestimmt werden. Graphisch dargestellt ist dies in Abbildung 6.7. Minimalwerte erscheinen bei $X_{komp} = 1,67291 \cdot 10^{-3}$ W/W und $Y_{komp} = 1,5 \cdot 10^{-8}$ Pa/K.

$$I_{ac,komp} = I_{ac} - X_{komp} I_{dc} \quad (6.10)$$

$$\Delta p_{komp} = \Delta p - Y_{komp} T_K \quad (6.11)$$

In Abbildung 6.8 ist die kompensierte und die unkompensierte Schalldruckdifferenz dargestellt. Ideal würde der Differenzdruck eine Gerade bilden. Die Standardabweichung der

kompensierten Schalldruckdifferenz $\sigma_{\Delta p, komp}$ beträgt ca. $1,3 \cdot 10^{-6}$ Pa, die der unkompensierten $\sigma_{\Delta p, unkomp}$ beträgt ca. $4,5 \cdot 10^{-6}$ Pa. Eine Kompensation des Ursprungssignals hat also stattgefunden.

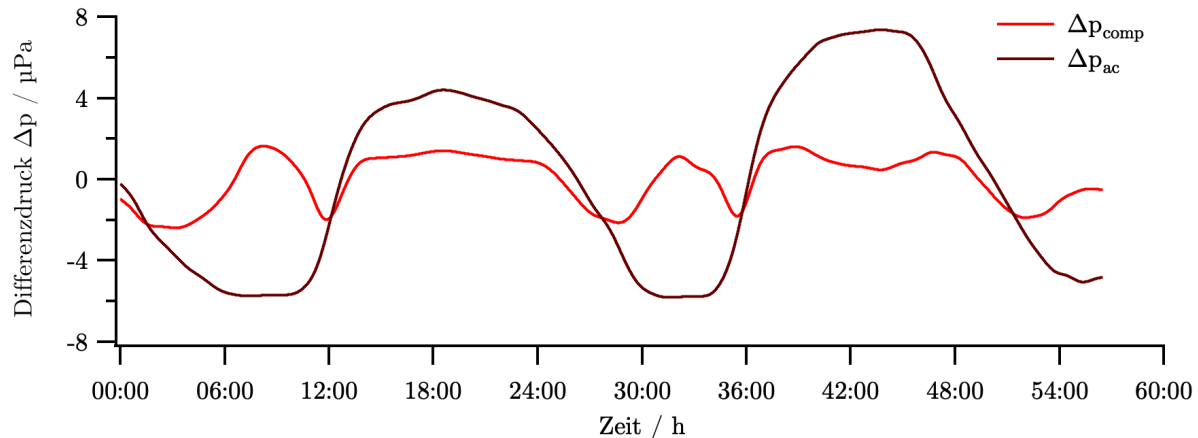


Abbildung 6.8: Kompensierter Schalldruckverlauf im Vergleich zu errechnetem Schalldruckverlauf (unkompensiert)

Da der Einfluss der Temperatur auf das Messsystem nicht in ausreichendem Maß kompensiert werden konnte, wurde der Messaufbau geändert, sodass die Stahlstäbe durch Quarzglasstäbe ersetzt wurden. Dadurch konnte eine Reduzierung des Temperatureinflusses erreicht werden, der sich dadurch erklären lässt, dass Quarzglasstäbe durch eine geringere Längenänderung schwächer auf Temperaturänderungen reagieren.

Zwischenfazit

Die photoakustische Messzelle wurde mittels der TDS auf ihre Charakteristika untersucht. Das Hauptergebnis ist, dass die Messzelle in der (006)-Mode eine Resonanzfrequenz von ca. 12,3 kHz hat. Besonders die Güte von 153 führt zu einer guten Speicherfähigkeit akustischer Energie und somit zu einer hohen Verstärkung.

Das membranlose optische Mikrofon wurde in seiner Funktionsweise mittels eines Schallimpulses einer Bogenentladung verifiziert. Das Potenzial als Mikrofon im nichttechnischen Bereich ist jedoch eingeschränkt, da nach Kodrasi et al. [74] kein stabiler inverser Filter existiert, um das erhaltene Messsignal wieder in das Ursprungssignal umzuwandeln. Dies wurde von Neely et al. [75] experimentell validiert. Es konnte gezeigt werden, dass das Ausgangssignal linear mit der Schallamplitude eines externen Signals zunimmt. Das MeoM unterliegt einer Richtungsabhängigkeit, welche experimentell bestimmt wurde. Schallwellen aus longitudinaler Richtung werden mit der maximalen Empfindlichkeit erfasst. Tangentiale oder oblique Moden werden hingegen nur mit reduzierter Empfindlichkeit erhoben. Dies ist für photoakustische Anwendungen von Vorteil, da vor allem stehende

Schallwellen mit longitudinaler Mode mit voller Empfindlichkeit gemessen werden sollen und externer Schall aus nicht-longitudinaler Richtung dementsprechend abgeschwächt erfasst wird. Es wurde ermittelt, dass eine Kompensation des Temperatureinflusses auf das Messsignal mittels eines zweistufigen linearen Ansatzes realisiert werden kann. Damit kann die Standardabweichung bei großen Temperaturschwankungen um den Faktor drei reduziert werden.

Die photoakustische Messzelle und das MeoM scheinen potentiell geeignet zu sein, um in Kombination photoakustische Messungen durchzuführen. Die Messzelle trägt dazu mit einer hohen akustischen Güte der (006)-Mode bei, der Beitrag des MeoMs erfolgt durch die Verstärkung infolge des Kammfilterverhaltens und aufgrund der longitudinalen Empfindlichkeit.

6.3 Photoakustische Interferometrie mittels MeoM-PAS

In Kapitel 6.1 und Kapitel 6.2 wurde zum einen auf die Frequenzeigenschaften der photoakustischen Messzelle eingegangen, zum anderen auf die Eigenschaften des membranlosen optischen Mikrofons. Im folgenden Kapitel werden nun die photoakustische Messzelle sowie das membranlose optische Mikrophon kombiniert, um damit ein Messsystem der photoakustischen Interferometrie zu realisieren. Die durch die Kombination entstehende Messtechnik wird MeoM-PAS (Membranloses optisches Mikrophon - Photoakustische Spektroskopie) genannt. Es stellt also eine Kombination aus den beiden vorher genannten Komponenten dar. Die Benennung erfolgt analog zu bereits entwickelten Techniken wie: WRAP-PAS, Quartz-Enhanced Photoacoustic Spectroscopy (QEPAS) oder FTIR-PAS.

Das neuartige Messsystem wird in seinen modalen Systemcharakteristika analysiert, der Einfluss der optischen Anregungsdauer mithilfe von Lichtpulsen wird ermittelt und der Einfluss der Gaskonzentration auf das photoakustische Signal wird untersucht. Als Grundlage der Messungen dient Stickstoffdioxid in einer Konzentration von 500 ppm in Luft, das durch einen UV-Laser mit 450 nm Wellenlänge angeregt wird. Zudem wird während der Untersuchungen Stickstoff verwendet, der bei dieser Anregungswellenlänge photoakustisch inert ist.

Der experimentelle Aufbau richtet sich nach Abbildung 6.9. Das membranlose optische Mikrophon wird mittels einer Laserquelle mit 1,55 μm Wellenlänge sowie einer Leistung von ca. 80-100 mW betrieben. Das Gas innerhalb der Messzelle wird durch einen UV-Laser mit 450 nm Wellenlänge und einer Leistung von ca. 3,5 W angeregt. Mithilfe eines Lasertreibers wird der UV-Laser mit einem maximalen Strom von 2,5 A bei einer maximalen Ausgangsspannung von 24 V betrieben. Die Pulsung der Laserdiode wird über den Lasertreiber mit einem Frequenzgenerator realisiert. Dieser generiert definierte Spannungssignale mit konstanten Frequenzen, Frequenzgänge bei fester Ausgangsspannung sowie unterschiedliche Pulsbreiten bei festen und variablen Frequenzen. Gasein- und -auslass, die es ermöglichen photoakustische Messungen im Gasfluss, aber auch im ruhenden Medium durchzuführen, werden an die Messkammer angeschlossen.

Das Messsystem hat relativ viele Freiheitsgrade aus denen ebenso viele Experimente abgeleitet werden können. Dabei werden die Laserintensität des UV-Lasers und des Lasers des MeoMs sowie deren Wellenlänge nicht variiert. Diese Parameter dienen der Optimierung der Laserausgangsleistung und führen nur zu mäßigem Erkenntnisgewinn. Jedoch werden folgende Freiheitsgrade variiert: die Pulsfrequenz des Anregungslasers, die Pulsdauer des Anregungslasers, die Gasflussgeschwindigkeit sowie die Gaszusammensetzung.

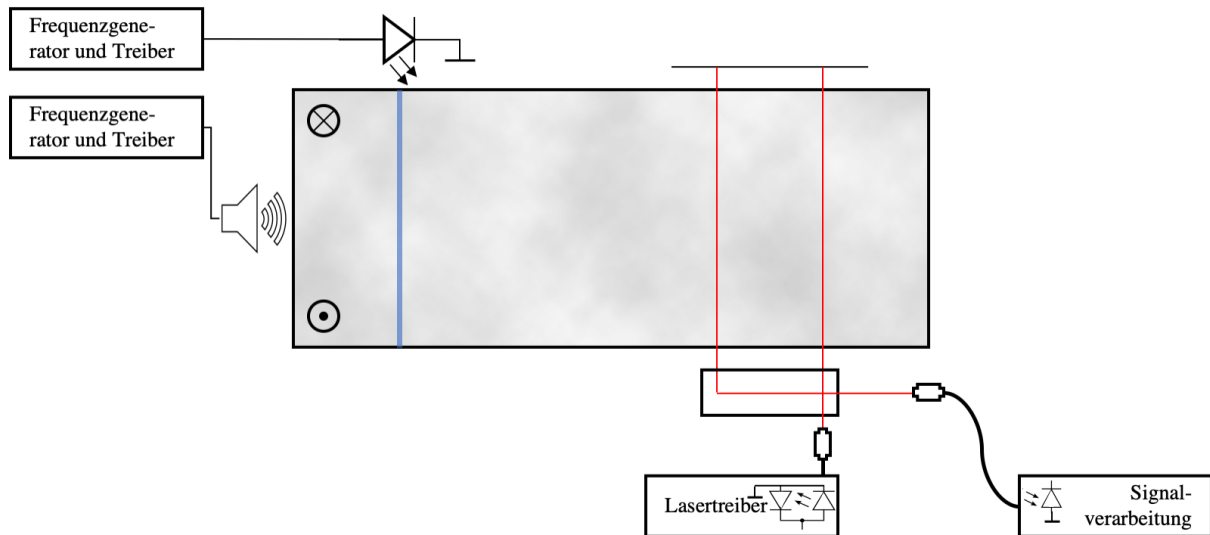


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung des MeoM-PAS-Aufbaus

Die Umweltparameter werden mittels unterschiedlicher Sensoren überwacht. Zum einen ist dies ein Temperaturanemometer (testo 405 i, Testo SE & Co. KGaA, Titisee-Neustadt), mit dem die Flussgeschwindigkeit des Gases am Auslass sowie die Temperatur des Gases am Auslass bestimmt werden sowie ein Sensorchip (BME280, Bosch Sensortec GmbH, Reutlingen) mit dem Einlasstemperatur, Druck und Luftfeuchte gemessen werden.

6.3.1 Modale Eigenschaften

Die akustische Auslegung der Messzelle und des membranlosen optischen Mikrofons sind nach Kapitel 6.1 und 6.2 aufeinander abgestimmt. Dies wird im Gesamtsystem untersucht, indem das Frequenzverhalten des Messsystems genauer betrachtet wird.

6.3.1.1 Experimentelle Anordnung und Parameter

Zur Untersuchung wird die Messzelle mit NO_2 mit einer Konzentration von 500 ppm in Luft durchströmt. Der Frequenzgenerator führt mehrere Frequenzdurchläufe von einer Frequenz ab 1 kHz bis 50 kHz durch. Die dabei entstehenden Messsignale werden mittels des membranlosen optischen Mikrofons aufgenommen und am Computer analysiert. Da die Messsignale tendenziell schwach sind, wird ein Algorithmus zur Messdatenauswer-

tung verwendet, welcher in Kapitel 4.2 beschrieben ist. Das Ergebnis ist eine Verteilung der photoakustischen Signalamplituden, die auf einen diskreten Frequenzgang abgebildet werden.

6.3.1.2 Ergebnisse und Diskussion

Für diesen Versuch sind Signalamplituden im Frequenzraum in Abbildung 6.10 in Rot dargestellt. In dieser Abbildung ist zudem der Frequenzgang des membranlosen optischen Mikrofons ohne eine Messzelle dargestellt sowie der simulierte Frequenzgang der photoakustischen Messzelle.

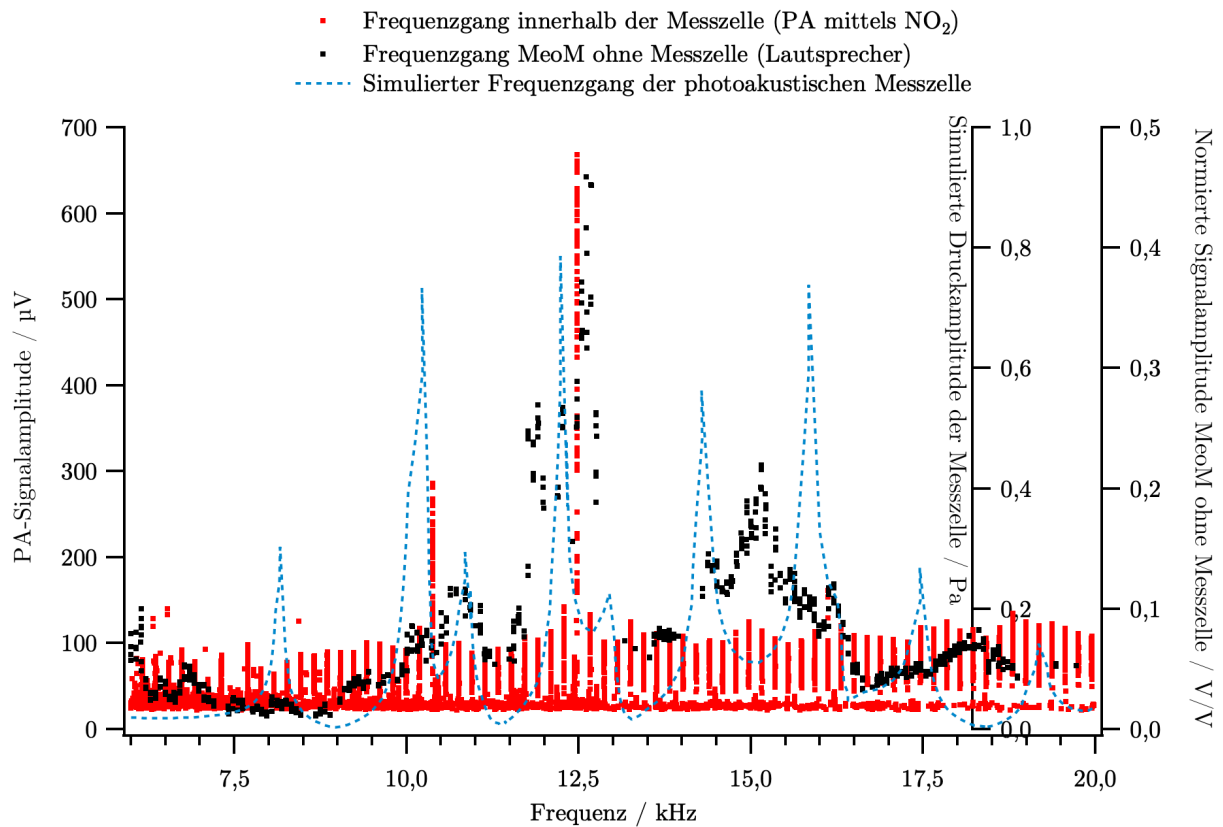


Abbildung 6.10: Übertragungsfunktionen des MeoMs ohne Messzelle, mit Messzelle sowie mit Messzelle und photoakustischer Anregung

Der Verlauf in Rot zeigt einzelne Peaks der Moden (005) mit 10382 Hz und (006) mit 12482 Hz, die in diesem Experiment am stärksten vertreten sind. Die stärksten Moden des Frequenzgangs des MeoMs ohne Messzelle (schwarz) sowie des simulierten Frequenzgangs der photoakustischen Messzelle (blau) liegen wie im photoakustisch ermittelten Fall (rot) auch zwischen 12 kHz und 13 kHz. Diese Moden scheinen laut Abbildung zusammenzufallen, so wie es im Konzept vorgesehen war. Dies resultiert in der Erhöhung der (006)-Mode

im Vergleich zu allen anderen Moden. Konkret heißt dies, dass die maximale Amplitude aufgrund des Kammfilterverhaltens des membranlosen optischen Mikrofons und durch die akustische Resonanz der Messzelle vergrößert wird.

Eine genauere Abbildung der (006)-Mode ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Hierbei wird die Messzelle mit NO_2 mit 500 ppm in Luft durchströmt und ein Frequenzdurchlauf um die Resonanzfrequenz von 12472 Hz durchgeführt. Die Auswertung der Daten erfolgt wie im vorherigen Experiment. Die erhobenen Messwerte sind wiederum in Rot abgebildet. Sie folgen dem Verlauf einer klassischen Resonanzkurve, die mittels einer Lorentzfunktion (blau) angenähert wird. Die ermittelte Resonanzfrequenz x_0 beträgt 12472 Hz. Die Halbwertsbreite der Lorentzfunktion ermittelt sich aus dem Faktor B , sodass aus diesem und aus der Resonanzfrequenz die Güte Q des MeoM-PAS mittels der Gleichung 2.16 berechnet werden kann. Diese liegt bei 194 und ist somit höher als die ermittelte Güte des akustischen Resonators von 153. Dies lässt sich dadurch erklären dass die photoakustische Anregung genau in einem Bereich erfolgt ist, in dem Schallmaximum beziehungsweise -minimum entstehen.

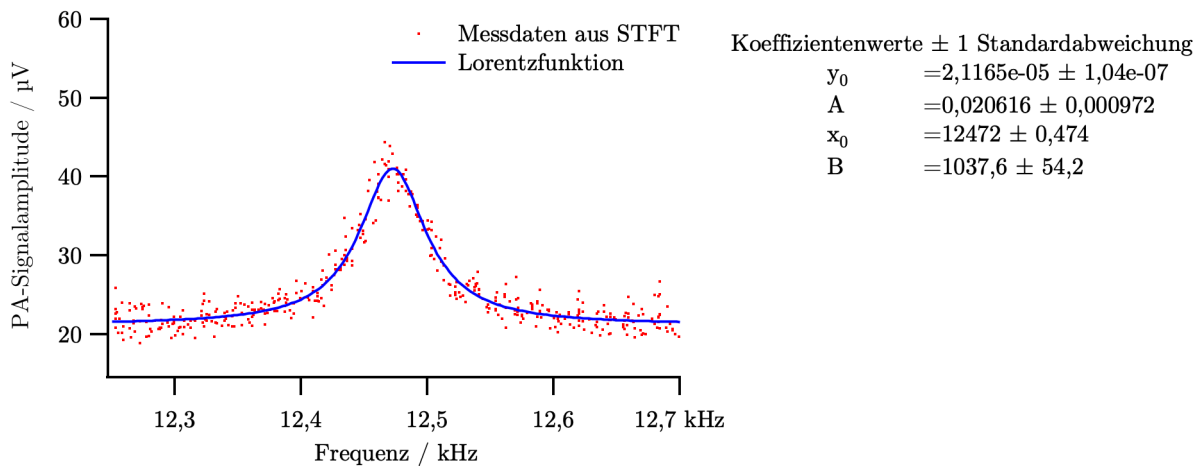


Abbildung 6.11: Verlauf der Resonanzfrequenz um 12472 Hz inklusive des Lorentzfit

Es kann konstatiert werden, dass die Abstimmung zwischen membranlosem optischen Mikrophon sowie der photoakustischen Messzelle aus akustischer Sicht zu einer Erhöhung der (006)-Mode geführt hat. Diese zeigt zudem eine hohe akustische Güte, was gleichbedeutend ist mit einer hohen Verstärkung eines Schallsignals.

6.3.2 Unterschiedliche Pulsdauern bei photoakustischer Anregung

Die Dauer von Lichtpulsen auf ein anzuregendes Gas hat maßgeblichen Einfluss auf die Stärke des photoakustischen Signals. Dies wird im folgenden Fall untersucht.

6.3.2.1 Experimentelle Anordnung und Parameter

NO₂ mit 500 ppm in Luft wird in die Gasmesszelle eingeleitet. Bei der ermittelten festen Resonanzfrequenz von 12505 Hz wird das Gas mit unterschiedlichen Pulsdauern von 10 µs, 20 µs, 30 µs, und 40 µs jedoch mit gleicher Lichtstärke angeregt. Die erhobenen Messdaten werden mittels einer Fouriertransformation in den Frequenzbereich transformiert. Aufgrund der Unschärfe des Peaks wird der Amplitudenverlauf über die Frequenz mittels einer Lorentzfunktion gefittet.

6.3.2.2 Ergebnisse und Diskussion

Mit steigender Pulsdauer nimmt die Amplitude des photoakustischen Signals zu. Dieses Ergebnis ist in Abbildung 6.12 und Abbildung 6.13 für unterschiedliche Pulsdauern dargestellt. In Abbildung 6.14 ist die Zunahme des Messsignals mittels der Maximalwerte der Lorentzfunktionen dargestellt. Bei Pulsdauern von 20 µs - 40 µs nimmt der Maximalwert der Lorentzfunktion linear zu. Ein Ausreißer ist der Maximalwert der Lorentzfunktion bei einer Pulsdauer von 10 µs. Dieser liegt unterhalb eines gedachten linearen Fits der Daten von 20 µs - 40 µs. Dafür gibt es zwei mögliche Erklärungen. Zum einen ist der Laserdiodentreiber nur bis zu einer Frequenz von 50 kHz spezifiziert, sodass Pulse unter 20 µs nicht mehr wie in der ursprünglichen Rechteckform an die Laserdiode weitergegeben werden, sondern verlieren an Schärfe und somit auch an Energie. Dies führt dazu, dass weniger Lichtenergie in das System übertragen wird. Zum anderen wird ab einer Pulsdauer von mehr als 10 µs - 20 µs thermische Energie im System gespeichert. Dies führt wiederum dazu, dass zu den photoakustischen Signalen ein thermischer Anteil hinzukommt. Gegen diese These spricht jedoch, dass thermische Wellen nur begrenzt ausbreitungsfähig sind, da sie über kein klassisches Fernfeld verfügen.

Die Diffusionslänge μ ist ein Maß dafür, wie weit sich eine thermische Welle im Medium ausbreitet bevor sie auf 1/e abgefallen ist. Die Berechnung innerhalb der photoakustischen Messzelle erfolgt mittels:

$$\mu = \sqrt{\frac{\alpha_{th}}{\pi f}} = \sqrt{\frac{k_{th}}{\rho c_p \pi f_{th}}} \quad (6.12)$$

Hierbei ist α_{th} die thermische Diffusivität, die sich aus der Temperaturleitfähigkeit k_{th} , der Dichte ρ und der Wärmekapazität c_p zusammensetzt. f_{th} beschreibt die Frequenz der

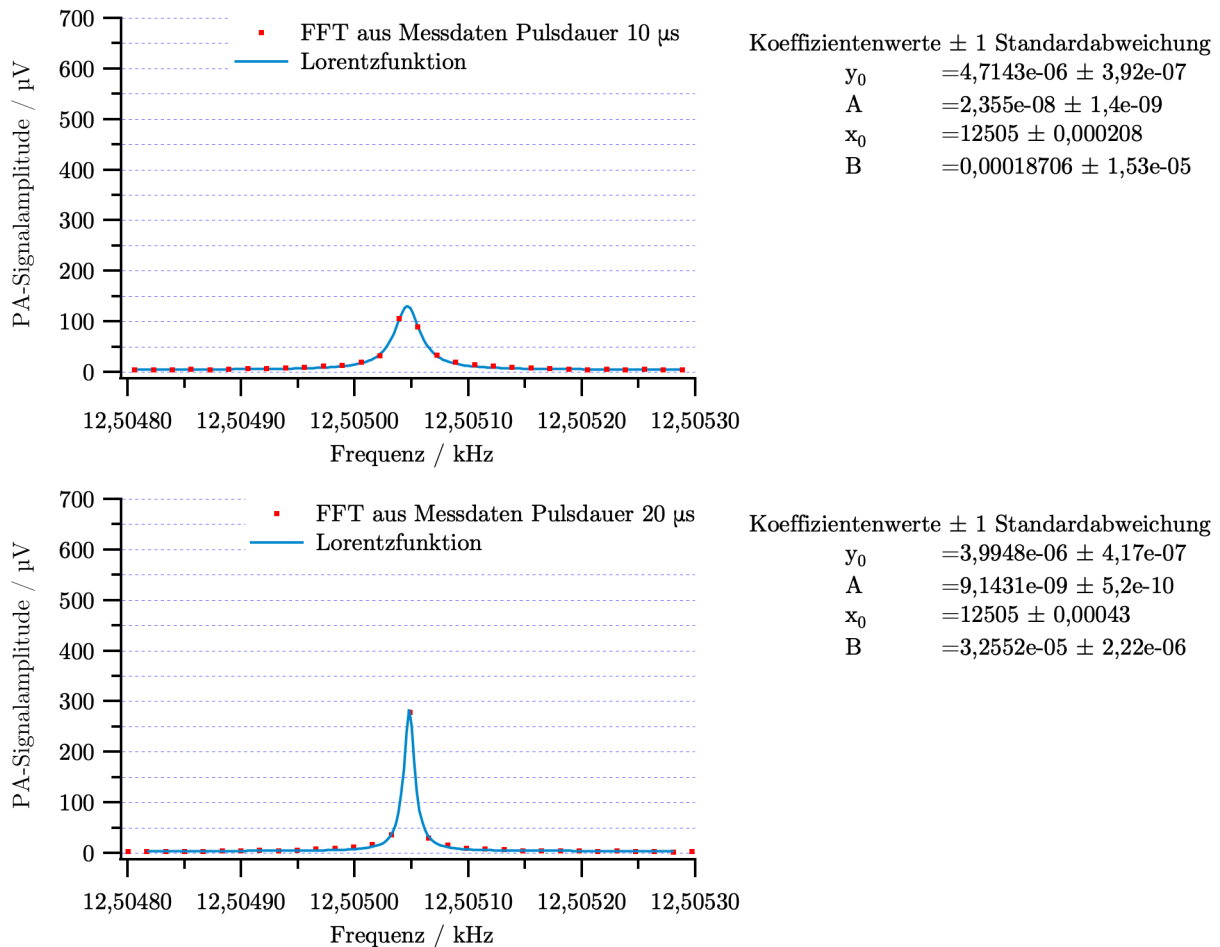


Abbildung 6.12: FFT der photoakustischen Signale bei einer Pulsdauer von 10 μs (oben) bzw. 20 μs (unten) inklusive Lorentzfit

thermischen Welle. Die Diffusionslänge für Luft ist in Abbildung 6.15 dargestellt. Über Frequenzen von 1 kHz erreicht diese eine Länge von unter 0,1 mm. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die These des Einflusses einer thermischen Welle auf das MeoM verworfen werden muss und die Absenkung des Maximalwertes der Lorentzfunktion bei einer Pulsdauer von 10 μs im Vergleich zu den anderen Messwerten an der Maximalfrequenz des Lasertreibers von 50 kHz liegt.

6.3.3 Photoakustische Konzentrationsmessungen von Stickstoffdioxid

Die folgenden Experimente basieren auf bisher ungeprüften Freiheitsgraden des Messsystems. Es werden die Gaszusammensetzung und die Gasflussgeschwindigkeit in der photoakustischen Messzelle verändert sowie die Pulsfrequenz des UV-Lasers, sodass der Einfluss

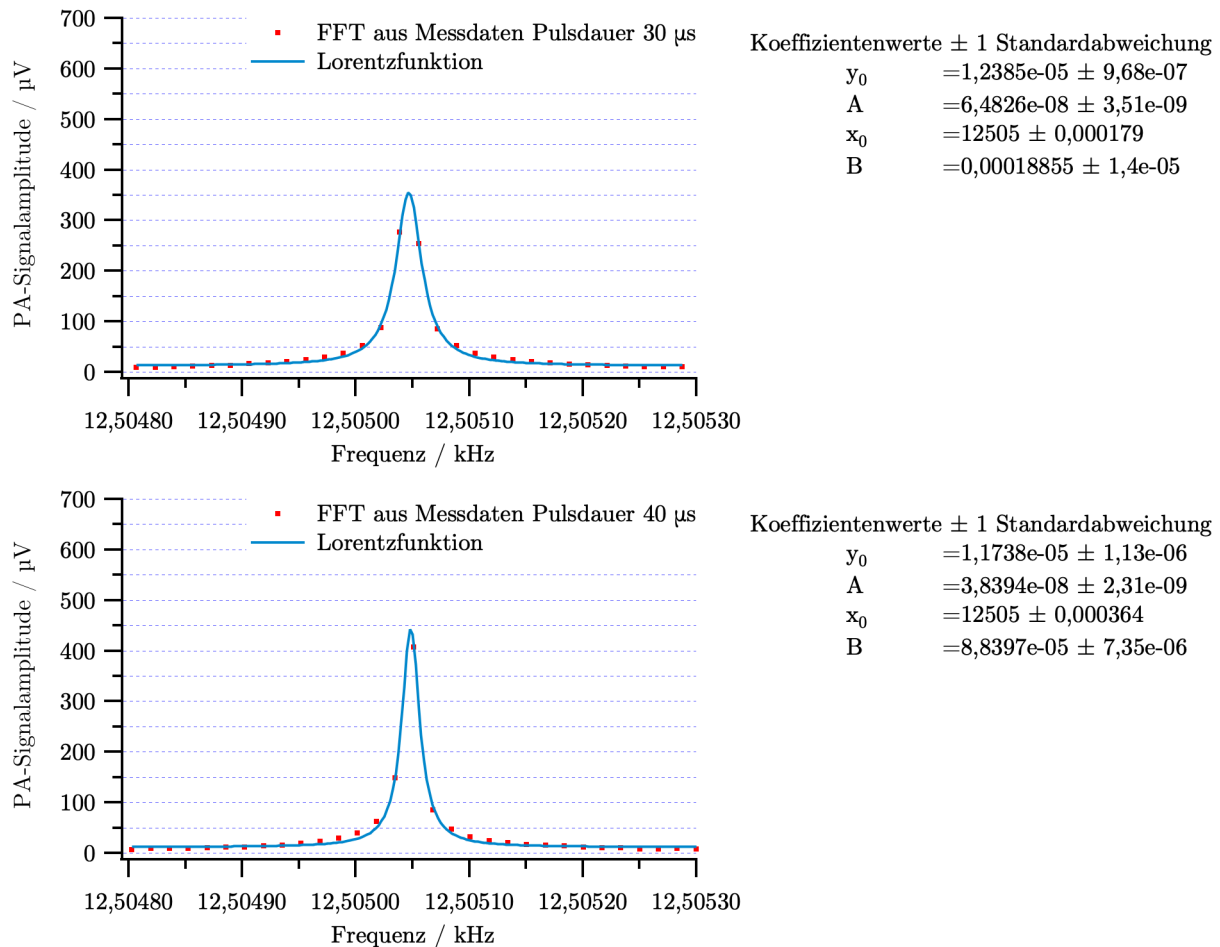


Abbildung 6.13: FFT der photoakustischen Signale bei einer Pulsdauer von 30 μ s (oben) bzw. 40 μ s (unten) inklusive Lorentzfit

auf das photoakustische Messsignal analysiert werden kann.

6.3.3.1 Experimentelle Anordnung und Parameter

Im ersten Experiment wird ein Wechsel zwischen N_2 und NO_2 in der Konzentration von 500 ppm in Luft vollzogen. Um eine Nulllinie bzw. das Hintergrundrauschen der Messzelle zu bestimmen, wird diese zuerst mit Stickstoff gespült. Nach 30 s wird auf das NO_2 -Luft-Gemisch gewechselt, danach wieder zu Stickstoff, sodass die Messzelle insgesamt dreimal mit dem Gemisch und viermal mit N_2 gespült wird. Der UV-Laser wird mit einer konstanten Frequenz von 12463 Hz betrieben, da an dieser Stelle die akustische Resonanz der Messzelle liegt, die mit NO_2 -Luft-Gemisch gefüllt ist.

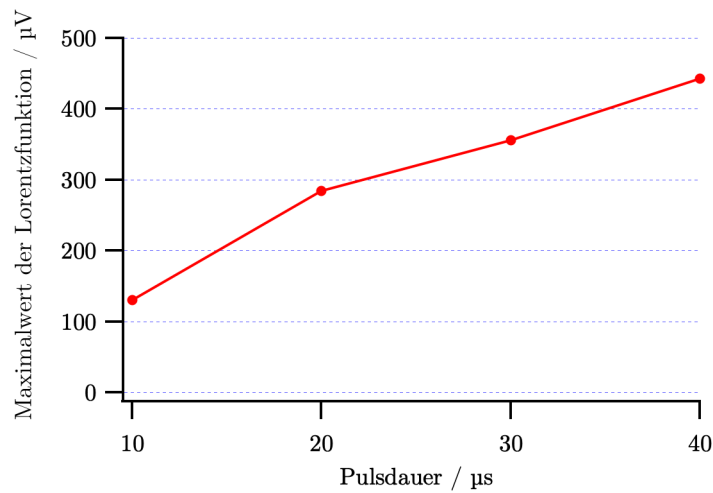


Abbildung 6.14: Verlauf der PA-Signalamplituden um 12505 Hz bei steigender Pulsdauer

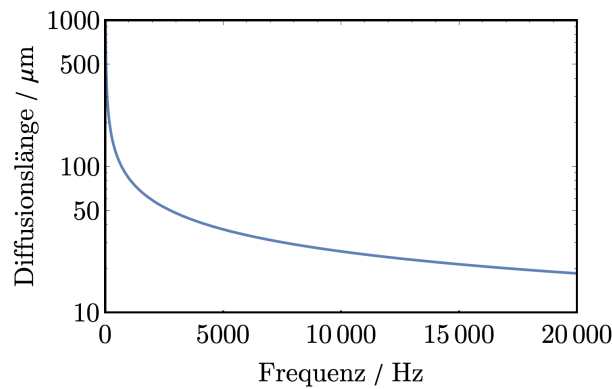


Abbildung 6.15: Thermische Diffusionslänge über die Frequenz einer thermischen Welle

6.3.3.2 Ergebnisse und Diskussion

In Abbildung 6.16 ist in Rot die Signalamplitude des photoakustischen Signals dargestellt. In Grün ist die Gesamtgasflussgeschwindigkeit abgebildet, die aufgrund des Gaswechsels alle 30s kurzzeitig einbricht. Fluktuationen im Gasfluss sind auf die manuelle Flussregulierung zurückzuführen. Das photoakustische Signal steigt an, sofern NO_2 durch die Messzelle fließt. Zwischen 30s und 60s wird die Messzelle anfangs mit niedriger Gasflussgeschwindigkeit durchflossen, was in einem langsamen Anstieg der photoakustischen Signalamplitude resultiert. Eine Erhöhung der Gasflussgeschwindigkeit bei ca. 50s führt dazu, dass die maximale photoakustische Signalamplitude von durchschnittlich $270 \mu\text{V}$ erreicht wird. Zwischen 60s und 90s sinkt das photoakustische Signal wieder auf den Anfangswert, die Nulllinie, ab. Zwischen 90s und 120s wird die Messzelle wieder mit dem NO_2 -Luft-Gemisch geflutet. Dieses Mal direkt mit einer höheren Gasflussgeschwindigkeit, sodass das photoakustische Signal schnell ansteigt und bei einem Maximalwert von durch-

schnittlich $252 \mu\text{V}$ verbleibt. Aufgrund der niedrigeren Gasflussgeschwindigkeit nimmt bei der letzten Befüllung mit dem Gemisch die photoakustische Messsignalamplitude wieder etwas langsamer zu und steigt auf einen konstanten Maximalwert. In diesem Fall liegt dieser bei ca. $220 \mu\text{V}$. Die maximalen Signalamplituden bei der vollständigen Befüllung mit dem NO_2 -Luft-Gemisch nehmen über die Zeit stetig ab. Eine signifikante Korrelation der stetigen Abnahme der Maximalamplitude mit der Gesamtflussgeschwindigkeit, beziehungsweise der Gastemperatur am Auslass konnte nicht gefunden werden.

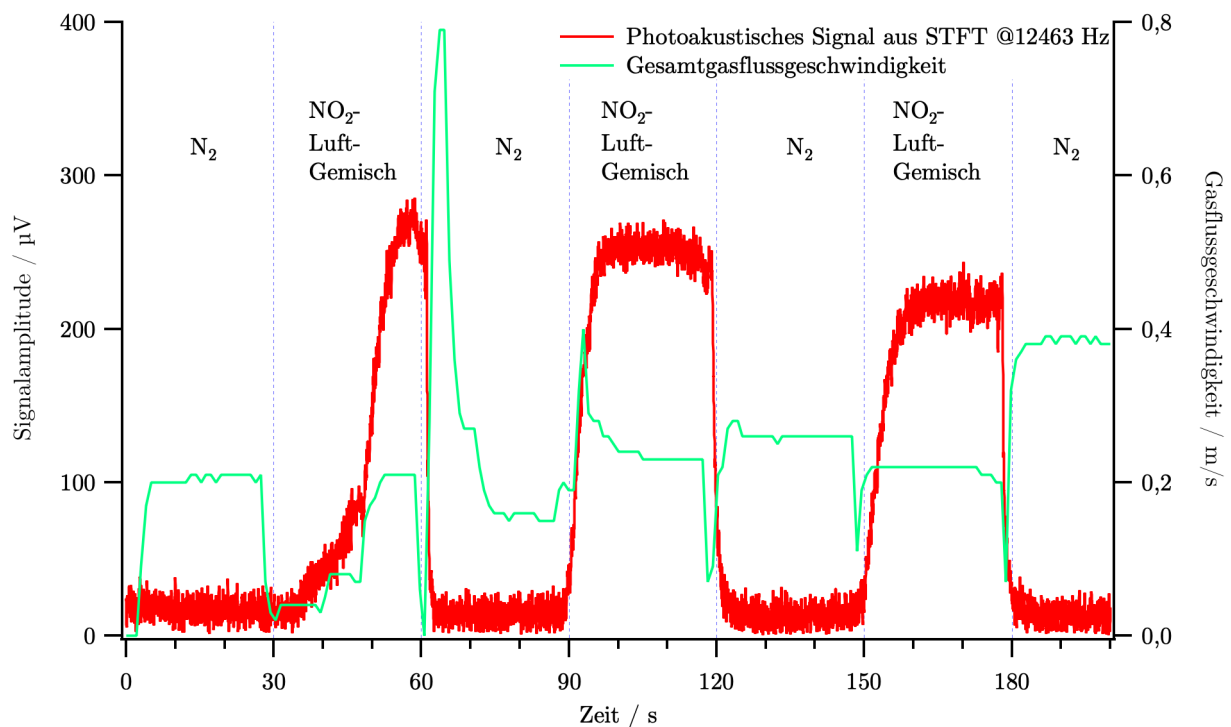


Abbildung 6.16: Wechsel zwischen NO_2 und N_2 innerhalb der photoakustischen Messzelle

Aufgrund der hohen Flussgeschwindigkeit des NO_2 -Luft-Gemisch kann davon ausgegangen werden, dass der Stickstoff innerhalb der Messzelle zwischen den Zyklen nahezu vollständig verdrängt wurde und vice versa. Da die Signalamplitude mit der Befüllung durch NO_2 einhergeht und eine Korrelation besteht, kann daraus geschlossen werden, dass eine photoakustische Messung von 500 ppm NO_2 in Luft vorliegt und der Machbarkeitsnachweis des MeoM-PAS erfolgt ist.

6.3.4 Einfluss der Gasströmung auf den Gaswechsel innerhalb der photoakustischen Messzelle

Im letzten Kapitel wurde festgestellt, dass die Gasflussgeschwindigkeit bei der Befüllung der Messzelle einen Einfluss auf die Amplitude des Messsignals hat. Es wurde festgestellt,

dass erst ab einer gewissen Flussgeschwindigkeit ein vollständiger Gasaustausch innerhalb der Messzelle stattfindet. Im Folgenden soll der Gasaustausch genauer untersucht werden.

6.3.4.1 Experimentelle Anordnung und Parameter

Im Experiment wird die photoakustische Messzelle mit 500 ppm NO₂ in Luft 60 s mit einem Volumenfluss von 0,25 l/min durchflutet (A). Danach wird 60 s lang zu dem NO₂-Luft-Gemisch Stickstoff mit gleich großem Volumenfluss dazugegeben (B). Im letzten Schritt fließt wieder das reine NO₂-Luft-Gemisch für 60 s mit dem ursprünglichen Volumenfluss in die Messzelle (C). Der Volumenfluss von 0,25 l/min entspricht einer Strömungsgeschwindigkeit von 0,1 m/s. Verdoppelt sich der Volumenfluss, so verdoppelt sich auch die Strömungsgeschwindigkeit. Um einen Einfluss auf die photoakustische Signalamplitude aufgrund der Änderung der Resonanzfrequenz der Messzelle auszuschließen, wird um die Resonanzfrequenz der Messzelle ein stetiger Frequenzdurchlauf von 12300 Hz bis 12650 Hz innerhalb von 5 s durchgeführt. Die Auswertung der Daten erfolgt über ein Sonogramm, bei welchem der Maximalwert der Amplitude und die dazugehörige Resonanzfrequenz ermittelt wird.

6.3.4.2 Ergebnisse und Diskussion

Die Signalverläufe des Experiments sind in Abbildung 6.17 dargestellt. In Rot ist die photoakustische Signalamplitude abgebildet, in Blau die dazugehörige Resonanzfrequenz. Die photoakustische Signalamplitude liegt innerhalb der ersten 60 s durchschnittlich bei 390 µV und fällt danach innerhalb von 20 s auf einen Wert von ca. 250 µV ab. Ab ca. 120 s steigt die Signalamplitude auf einen Wert von ca. 400 µV an. Der Verlauf der Signalamplitude suggeriert, dass die ursprüngliche NO₂-Konzentration im letzten Drittel des Experiments wieder erreicht wurde. Dies steht jedoch im Widerspruch mit dem Verlauf der Resonanzfrequenz, da diese nicht nur vom Gesamtdruck abhängt, sondern auch von der Gaszusammensetzung. Die Resonanzfrequenz liegt anfangs bei ca. 12468 Hz und steigt unter der Zugabe von Stickstoff auf ca. 12560 Hz. Bei dem darauffolgenden reinen NO₂-Luft-Gemisch fällt die Resonanzfrequenz auf einen Wert von ca. 12510 Hz zurück. Da diese hierbei jedoch nicht mehr auf den Ursprungswert von 12468 Hz absinkt, muss überprüft werden, ob aufgrund einer zu geringen Strömungsgeschwindigkeit des NO₂-Luft-Gemischs noch ein lokales Restvolumen Stickstoff in der Messzelle vorhanden ist. Um dies zu verdeutlichen werden in Abbildung 6.17 Exponentialfunktionen ($S(\lambda) = y_0 + A \exp[-\frac{x-x_0}{\tau}]$) an die Mischungsübergänge gefittet und der Faktor τ ermittelt. Mit τ , wird der Volumenab- und -zufluss von NO₂ aus der und in die Messzelle bestimmt.

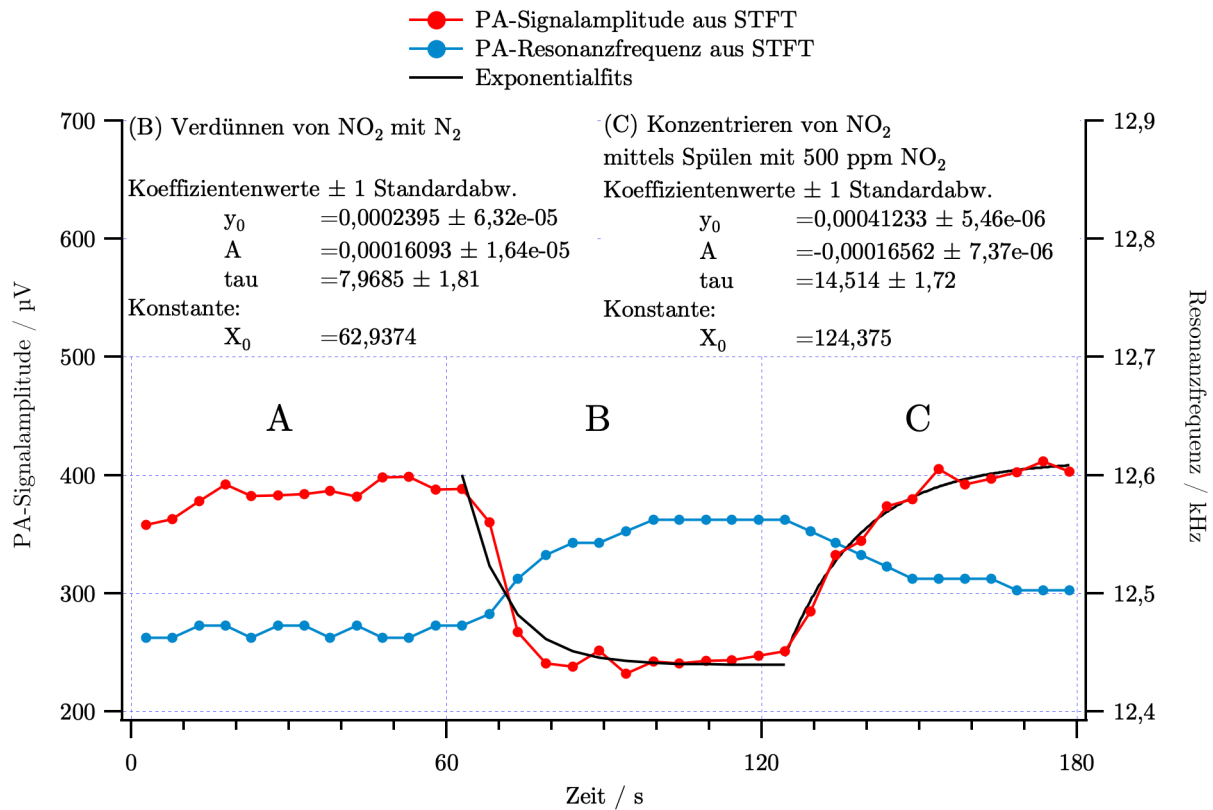


Abbildung 6.17: Zeitverhalten der photoakustischen Signalamplitude und der Resonanzfrequenz bei Änderung der NO₂-Konzentration

Der Faktor τ entspricht der Zeitkonstanten der Exponentialfunktion in Sekunden und ist dafür verantwortlich wie schnell diese steigt, bzw. fällt. Da das Zellvolumen konstant ist und das photoakustische Messsignal nur von der NO₂-Konzentration abhängt kann τ folgendermaßen definiert werden:

$$\tau = \frac{V_{NO_2}}{q_{V,NO_2}} \quad (6.13)$$

Hierbei ist V_{NO_2} das NO₂-Volumen in der Messzelle und q_{V,NO_2} der Volumenfluss von NO₂. V_{NO_2} wird aus dem Volumen der Messzelle und dem darin enthaltenen NO₂ berechnet, die Zeitkonstante τ wird aus dem Fit der Exponentialfunktionen aus Abbildung 6.17 erhalten. Damit ergibt sich aus der MeoM-PAS-Messung ermittelten Zeitkonstanten ein NO₂-Volumenabfluss aufgrund der Verdrängung durch N₂ von 2,51 mm³/s und ein NO₂-Volumenzufluss von 0,66 mm³/s. Der NO₂-Zufluss aus der Gasflasche in die Messzelle beträgt bei einem Volumenzufluss von 0,25 l/min jedoch ca. 2,1 mm³/s, sodass eine Diskrepanz von 1,44 mm³/s besteht. Da Gaszu- und -abfluss nebeneinander liegen und aufgrund einer geringen Strömungsgeschwindigkeit kaum Turbulenzen entstehen und Gas

direkt wieder abfließen kann, scheint es zu einem unzureichendem Gasaustausch in der Messzelle zu kommen. Der UV-Laser zur Anregung von NO_2 liegt nahe des Gaszulaufs, sodass lokal photoakustisch Schallwellen erzeugt werden und somit lokal eine korrekte Gaskonzentration gemessen wird. Jedoch befinden sich am anderen Ende der Messzelle Reste von N_2 , welche die Resonanzfrequenz der Messzelle erhöhen und es somit zur Diskrepanz zwischen gemessener photoakustischer Amplitude und Resonanzfrequenz kommt. Die Resonanzverschiebung wird durch Abbildung 6.18 nochmals verdeutlicht. Hier wurde

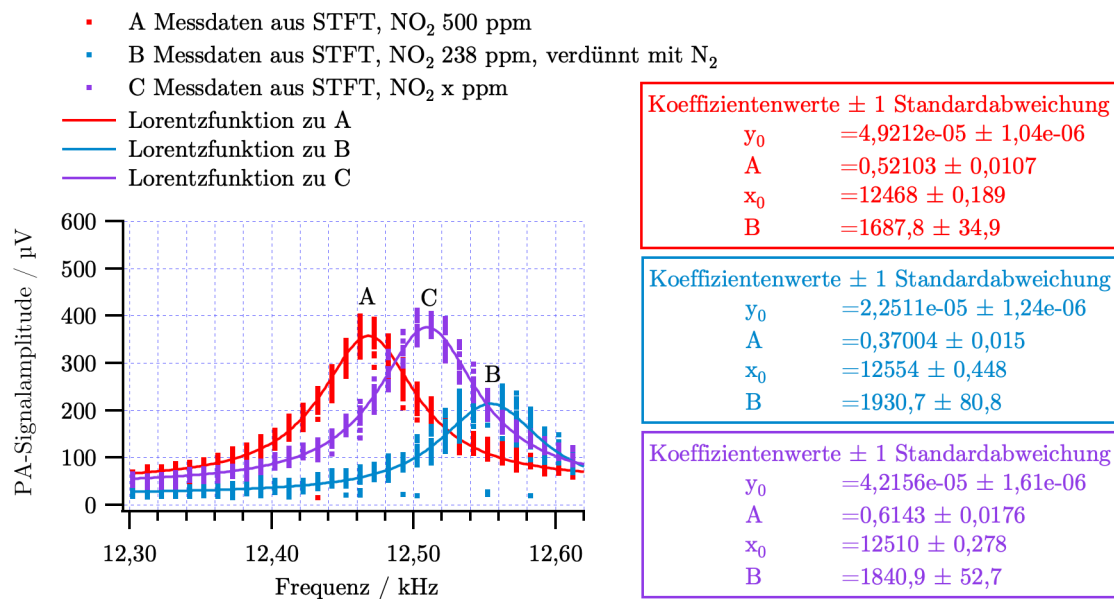


Abbildung 6.18: Veränderung der photoakustischen Signalamplitude und der Resonanzfrequenz bei Änderungen der NO_2 -Konzentration

für jeden einzelnen Teil des Experiments die Resonanzkurve ermittelt und mittels der Lorentzfunktion gefittet. Von der Kurve in Rot zur Kurve in Blau nimmt die Zentralfrequenz x_0 zu und die Signalamplitude ab. Dies entspricht einer Änderung der NO_2 -Konzentration von 500 ppm auf 238 ppm. Die Kurve in Violett, die das letzte Drittel des Experiments darstellt zeigt, dass die Signalamplitude im Vergleich zum Anfangswert leicht erhöht ist, jedoch die Resonanzfrequenz nicht auf den Anfangswert abgefallen ist. Basierend auf der zuvor erfolgten Analyse ist restlicher Stickstoff in der Messzelle verblieben. Die leichte Erhöhung der Signalamplitude kann durch eine Drift des Messsystem erklärt werden.

Naheliegender wäre es, die Resonanzfrequenz als Maß zur Konzentrationsmessung zu verwenden. Jedoch reagiert diese unselektiv auf Gase und unterliegt dem Temperatureinfluss und Druckänderungen. Die photoakustische Herangehensweise ist hierbei wesentlich spezifischer, vor allem, wenn diese genau bei der Resonanzfrequenz angewendet wird.

Zur Veranschaulichung der Befüllung der photoakustischen Messzelle wurde eine Partikelstudie durchgeführt. Hierbei wurden Gasflussgeschwindigkeiten von 0,1 m/s bis 1 m/s simuliert. Der zeitliche Verlauf einer Befüllung ist in Abbildung 6.20 abgebildet. Bei einer geringen Flussgeschwindigkeit von 0,1 m/s und einem geringen relativen Druck der zwischen 0 Pa - 10 Pa liegt, bildet sich die Partikelbahn nicht vollständig bis zum Ende der Messzelle aus. Dies geschieht erst ab einer Flussgeschwindigkeit von ca. 0,3 m/s wie es in Abbildung 6.19 dargestellt ist. Hier nimmt der Druck in der Messzelle wie zu erwarten zu.

Das aktuelle Design der Messzelle eignet sich nur bedingt für Messungen bei geringen Flussgeschwindigkeiten, da innerhalb kurzer Zeiträume kein vollständiger Gasaustausch erfolgt. Um einen unvollständigen Gasaustausch zu erkennen, kann die Resonanzfrequenz mit der Messsignalamplitude in Bezug gesetzt werden.

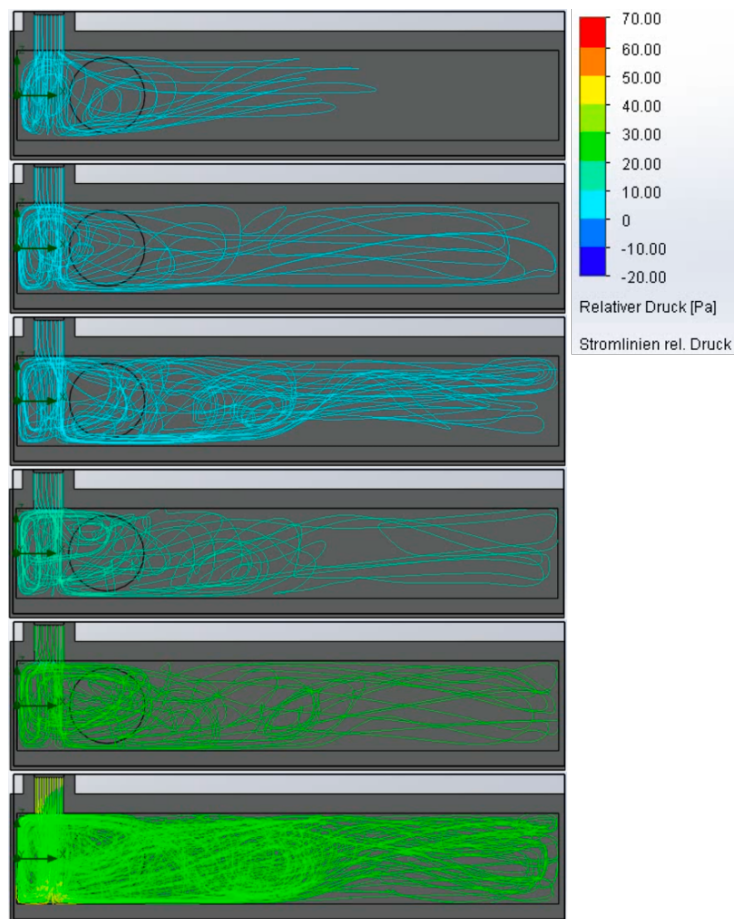


Abbildung 6.19: Partikelstudie zur Befüllung der photoakustischen Messzelle mit steigender Flussgeschwindigkeit von 0,1 m/s, 0,3 m/s, 0,5 m/s, 0,7 m/s, 0,9 m/s und 1 m/s gegen Atmosphärendruck

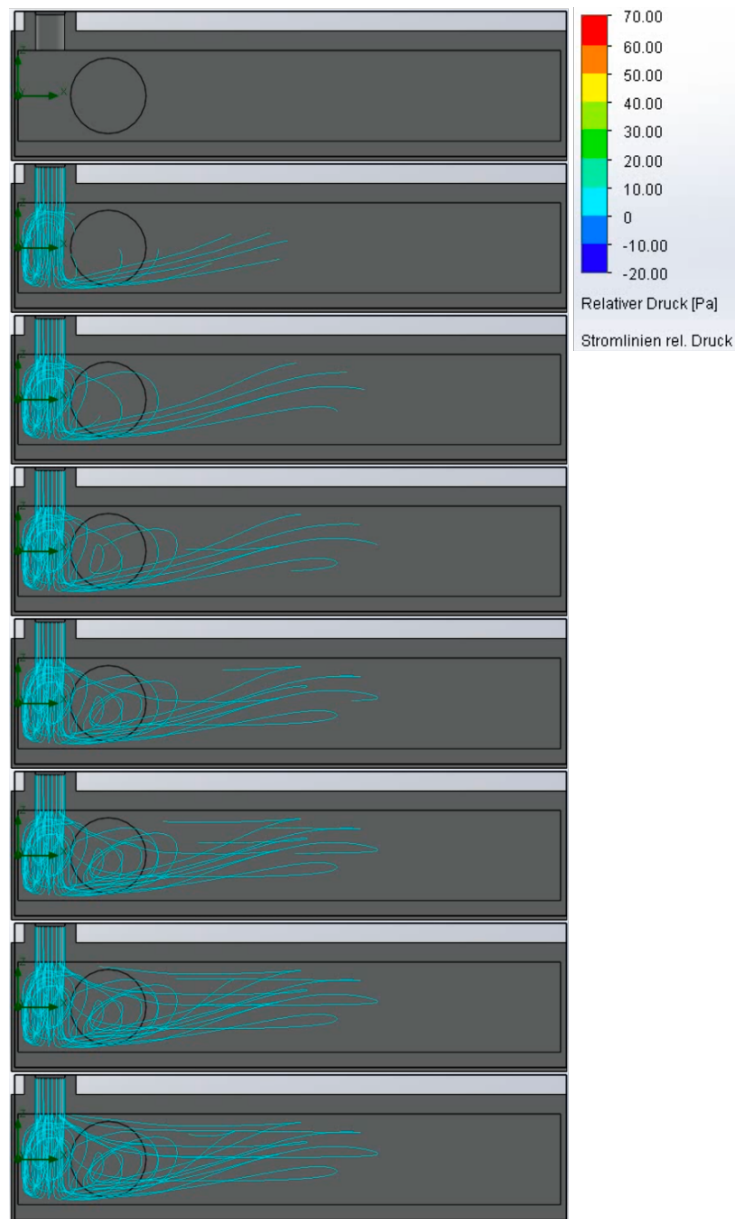


Abbildung 6.20: Partikelstudie zur Befüllung der photoakustischen Messzelle von 0,1 m/s gegen Atmosphärendruck zu unterschiedlichen Zeitpunkten

6.3.5 Einfluss der Gaskonzentration auf das photoakustische Messsignal

In den bisherigen Versuchen wurde lediglich das Verhalten des Messsystems bei maximal zwei unterschiedlichen Gaskonzentrationen untersucht. Im folgenden Kapitel wird nun die Gaskonzentration stufenweise geändert.

6.3.5.1 Experimentelle Anordnung und Parameter

Es werden zwei Methoden angewendet. Die erste Methode verwendet eine feste Anregungsfrequenz der (006)-Mode. Die zweite Methode nutzt einen Frequenzdurchgang über die (006)-Mode. Zudem wird bei den Untersuchungen ein Referenzsignal generiert. Beide Experimente laufen ähnlich ab. Zuerst wird Stickstoff in die Zelle eingeleitet, sodass eine Nulllinie, also das Hintergrundrauschen der Messzelle, erhalten wird. Dabei wird darauf geachtet, dass die Strömungsgeschwindigkeit von N_2 dem Gasfluss des NO_2 -Luft-Gemischs bei 0,5l/min entspricht. Im nächsten Schritt wird das NO_2 -Luft-Gemisch zu dem N_2 in den Stufen 0,5l/min, 1,0l/min, 1,5l/min und 2l/min hinzugegeben. Danach wird N_2 abgedreht, sodass nur noch das NO_2 -Luft-Gemisch die Messzelle durchströmt. Das Experiment mit der statischen Frequenz endet darauffolgend mit dem Abdrehen des NO_2 -Luft-Gemischs und dem Fluten der Messzelle mit N_2 . Das Experiment mit den Frequenzdurchgängen wird an der Stelle mit der höchsten NO_2 -Konzentration weitergeführt. Die Stickstoffdioxidkonzentration wird beibehalten, jedoch der Volumenstrom sukzessive reduziert. Das Experiment endet darauffolgend mit dem Abdrehen des NO_2 -Luft-Gemischs und dem Fluten der Messzelle mit N_2 . Im ersten Experiment ist die photoakustische Anregungsfrequenz so gewählt, dass mit maximaler NO_2 -Konzentration die maximale photoakustische Signalamplitude S_{PA} erreicht wird. Die Messdaten werden bei beiden Experimenten mittels eines Sonogramms ausgewertet. Um das Messergebnis des ersten Experiments zu erhalten, wird der Amplitudenverlauf $S_{PA}(t)$ bei der festen Frequenz extrahiert. Zudem wird mittels eines Referenzsignals $S_{Referenz}(t)$ eines Lautsprechers bei 5831 Hz und dessen Urprungswert $\bar{S}_{Referenz}$ ein korrigiertes Messsignal $S_{korrigiert}$ berechnet:

$$S_{korrigiert}(\lambda) = \frac{S_{PA}(t)}{\frac{S_{Referenz}(t)}{\bar{S}_{Referenz}}}. \quad (6.14)$$

Das Referenzsignal liefert ein Maß für die relative Änderung des Arbeitspunktes bzw. der Phasenlage des Interferometers. Es ist unbeeinflusst vom photoakustischen Signal und reagiert demzufolge nur auf externe Faktoren und die Schallgeschwindigkeit in der Messzelle. Die externen Faktoren, wie die Temperatur oder auch die Änderung der Länge

zwischen Strahlteiler und Spiegel, führen zur Verschiebung des Arbeitspunktes und wirken sich demnach auf das Referenzsignal aus indem dies größer oder kleiner wird. Durch die Berechnung des korrigierten Messsignals mittels des Referenzsignals wird die Drift des Messsystems um den Arbeitspunkt kompensiert. Im zweiten Experiment wird mithilfe von Frequenzdurchläufen über ein Frequenzband die Resonanzfrequenz und die dazugehörige photoakustische Signalamplitude ermittelt, um ein Messergebnis zu erhalten.

6.3.5.2 Ergebnisse und Diskussion

In Abbildung 6.21 ist in Blau die photoakustische Signalamplitude sowie in Rot die korrigierte photoakustische Signalamplitude dargestellt. Grün zeigt den Verlauf der Gasflussgeschwindigkeit. Die rote und die blaue Kurve steigen sukzessive von 0 s bis 180 s in 30 s-Schritten bis $263 \mu\text{V}$ an. Bis 150 s korreliert der Anstieg mit dem Gasfluss und der Erhöhung der NO_2 -Konzentration. Ab 150 s wird der Stickstofffluss gestoppt, sodass die Gasflussgeschwindigkeit abnimmt und das reine NO_2 -Luft-Gemisch in die Messzelle fließt. Hierbei wird die maximale Signalamplitude von $263 \mu\text{V}$ erreicht. Die korrigierte und nicht-korrigierte Signalamplituden fallen bei 180 s schnell auf den Anfangswert zwischen 0 s und 30 s zurück, da der Fluss des NO_2 -Luft-Gemischs auf 0 l/min reduziert und die Messzelle mit Stickstoff geflutet wird. Es besteht somit ein korrelativer Zusammenhang zwischen dem photoakustischen Messsignal und der sukzessiv geänderten Gaskonzentration von NO_2 . Dieses Messverfahren reagiert sehr schnell auf Konzentrationsänderungen, da die zeitliche Auflösung bei ca. $0,1 \text{ s}$ liegt.

In Abbildung 6.22 ist der Verlauf des zweiten Experiments dargestellt. In Rot ist der Verlauf der photoakustischen Signalamplitude dargestellt, in Blau die dazugehörige Resonanzfrequenz. Grün ist wieder die Gesamtgasflussgeschwindigkeit. Zwischen 0 s und 45 s wird die photoakustische Messzelle mit Stickstoff geflutet. Danach wird der Fluss des NO_2 -Luft-Gemischs alle 45 s um $0,5 \text{ l/min}$ erhöht, bis das photoakustische Signal zwischen 180 s und 225 s einen Wert von durchschnittlich $337 \mu\text{V}$ erreicht. Nach 225 s wird der Stickstofffluss gestoppt, sodass die Gesamtgasflussgeschwindigkeit auf $0,51 \text{ m/s}$ abfällt. Dabei erhöht sich die photoakustische Signalamplitude auf einen Wert von circa $380 \mu\text{V}$. Dieser Wert bleibt bis 360 s nahezu konstant. Innerhalb dieser Zeit wird die Gasflussgeschwindigkeit variiert. Sie wird zuerst auf $0,6 \text{ m/s}$ erhöht und danach sukzessive alle 15 s bis auf 0 m/s reduziert und dort bis 360 s gehalten. Trotz der Änderung der Gasflussgeschwindigkeit und einer damit einhergehenden Druckänderung verändert sich die Messsignalamplitude nicht. Das MeoM kompensiert die Änderung des Gesamtdrucks zwischen 270 s und 360 s. Obwohl der Druck abnimmt, steigt die Resonanzfrequenz. Dies steht im Widerspruch zu Gleichung 2.41. Da die Strömungsgeschwindigkeit abnimmt, verbleibt das Gas länger in der Messzelle. Aufgrund der höheren Verweildauer nimmt es Energie in

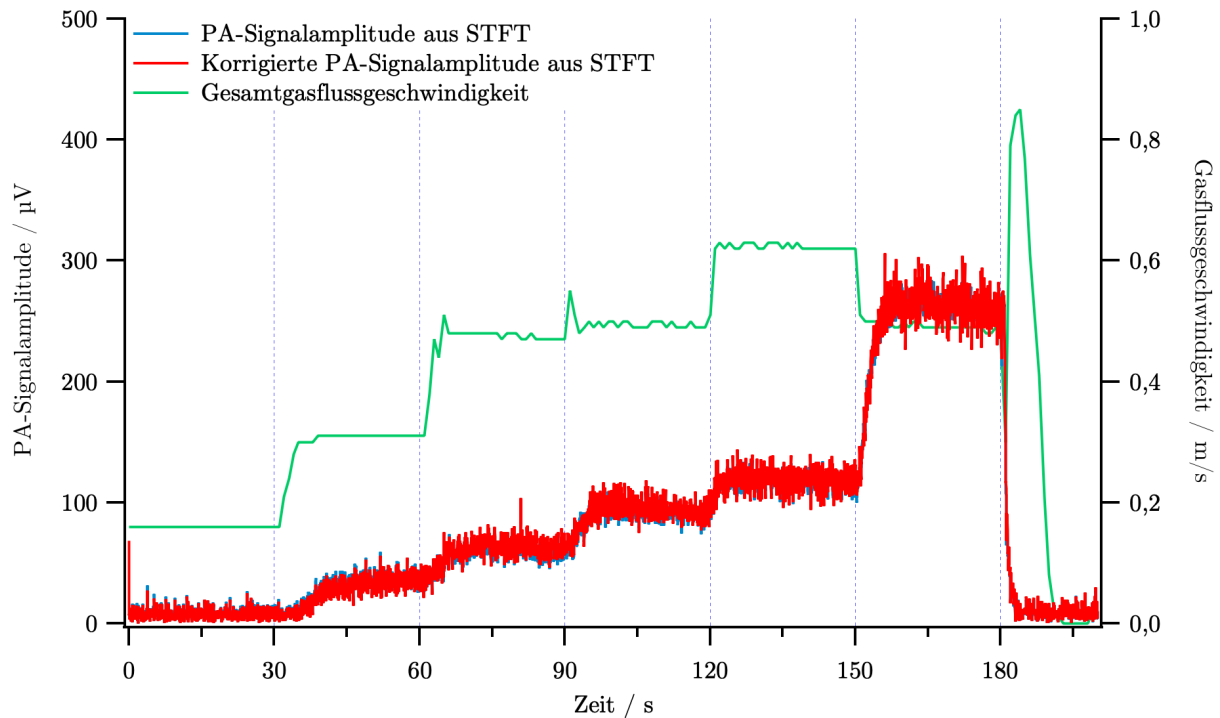


Abbildung 6.21: Photoakustische Signalamplitude (korrigiert und unkorrigiert) bei statischer Anregungsfrequenz sowie der Gasfluss über die Zeit für unterschiedliche Gaskonzentrationen von NO_2 in N_2

Form von Wärme auf, sodass nach Gleichung 2.42 die Schallgeschwindigkeit und damit die Resonanzfrequenz nach Gleichung 2.48 steigt. Ab 360s wird Stickstoff in die Messzelle eingeleitet, sodass die photoakustische Signalamplitude sinkt. Die photoakustische Resonanzfrequenz in Blau verhält sich antiproportional zur Signalamplitude. Wie im vorigen Kapitel beschrieben, fällt diese mit steigender NO_2 -Konzentration ab und nimmt bei steigender N_2 -Konzentration zu.

In beiden Experimenten ist die NO_2 -Konzentration an den Extremstellen der Signalamplituden bekannt. Diese sind bei einer Konzentration von 0 ppm NO_2 bzw. bei einer Konzentration von 500 ppm NO_2 . Alle dazwischenliegenden Gaskonzentrationen lassen sich mittels der Gasflussgeschwindigkeit und dem daraus resultierenden Volumenverhältnis der Gase ermitteln.

In Abbildung 6.23 sind alle drei Kalibrierkurven beider Experimente abgebildet sowie deren Fits. Die photoakustische Signalamplituden des ersten Experiments steigen exponentiell mit der NO_2 -Konzentration an. Dies ist im oberen Teil der Abbildung dargestellt. Das Verhalten lässt sich darauf zurückführen, dass sich die Resonanzfrequenz der Messzelle mit der Gaskonzentration verändert. Je geringer die N_2 -Konzentration im Verhältnis

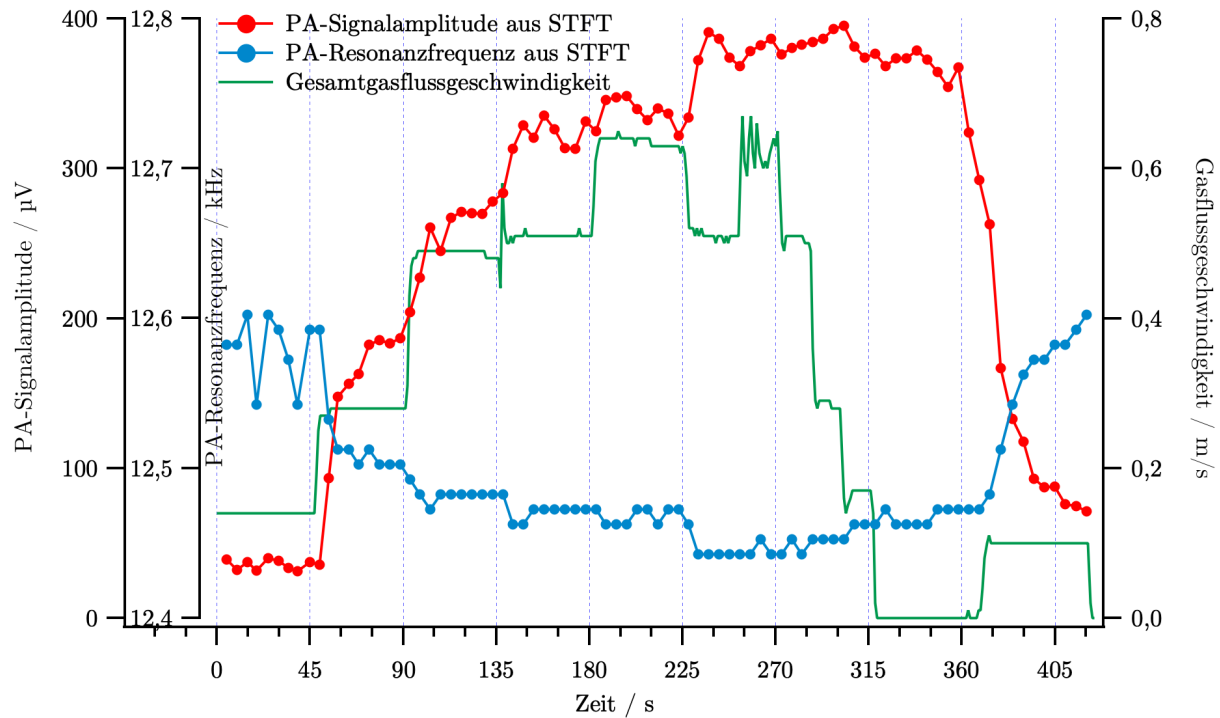


Abbildung 6.22: Photoakustische Signalamplitude, die dazugehörigen Resonanzfrequenzen und der Gasfluss über die Zeit für unterschiedliche Gaskonzentrationen von NO_2 in N_2

zum NO_2 -Luft-Gemisch ist, umso niedriger ist die Schallgeschwindigkeit und umso tiefer liegt die Resonanzfrequenz der photoakustischen Messzelle. Werden die Signalamplituden jedoch immer genau an der Resonanzfrequenz erhoben, wie es im zweiten Experiment durchgeführt wurde, fällt der exponentielle Einfluss weg, sodass die Kalibrierkurve linear wird. Dieser Zusammenhang ist im unteren Teil der Abbildung dargestellt. Zudem bedeutet dies, dass die Empfindlichkeit des Messsystems im zweiten Fall konstant ist. Eine Abschätzung der Empfindlichkeit ergibt sich aus der Steigung der Geraden des Linearfits und der Standardabweichung. Diese beträgt rechnerisch $0,7 \mu\text{V}/\text{ppm} \pm 10 \text{ nV}/\text{ppm}$. Sehr auffällig ist, dass die photoakustischen Maximalamplituden in beiden Experimenten unterschiedlich ausfallen. Im ersten Experiment liegt diese bei einer NO_2 -Konzentration von 500 ppm bei $263 \mu\text{V}$ und im zweiten Experiment bei $337 \mu\text{V}$.

Fazit

Es konnte gezeigt werden, dass photoakustische Konzentrationsmessungen von Stickstoffdioxid möglich sind. Zudem wurde der Vorteil einer photoakustischen Messung bei der frequenzmodulierenden Anregung über die Resonanzfrequenz deutlich gemacht, da die photoakustische Messsignalamplitude in diesem Fall linear von der Gaskonzentration abhängt. Die Empfindlichkeit des Messsystems beträgt rechnerisch $0,7 \mu\text{V}/\text{ppm} \pm 10 \text{ nV}/\text{ppm}$.

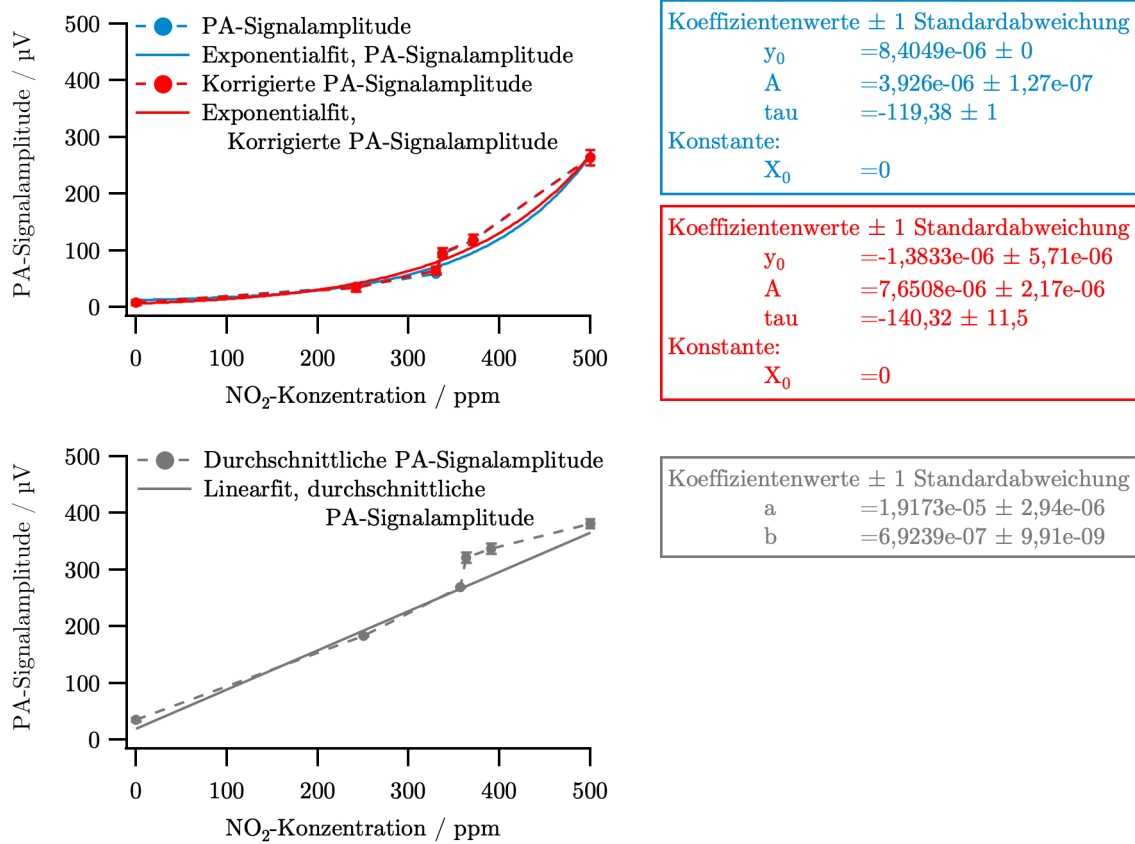


Abbildung 6.23: Kalibrierkurven mit Exponential- und Linearfit; Experiment 1 mit fester Anregungsfrequenz (oben), Experiment 2 mit Chirp-Anregungsfrequenz (unten)

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Das Interesse an Messtechnik zur Gaskonzentrationsmessung ist von Seiten der Gesellschaft sehr hoch. Die photoakustische Interferometrie stellt eine neue Methode dar, die mittels MeoM-PAS eine Plattform bietet, um nahezu unabhängig von externen Einflussfaktoren Gaskonzentrationsmessungen durchführbar zu machen. In dieser Arbeit wurde solch ein Messsystem entwickelt. Der Fokus wurde auf die Entwicklung eines membranlosen optischen Mikrofons gelegt, das von Grund auf erarbeitet werden musste. Basierend auf den Anforderungen des statischen Mikrofons konnte eine angepasste photoakustische Messzelle entwickelt werden. Beide Komponenten wurden konzeptioniert, simuliert, experimentell untersucht und in deren Kombination analysiert.

Membranlose interferometrische Schallmessung basiert auf der Messung des Brechungsindex des schalltragenden Mediums. Eine Schallquelle erzeugt eine Druck- oder Dichteschwankung, die sich durch das Trägermedium ausbreitet. Erhöht sich die Dichte des Mediums, erhöht sich damit auch die Anzahl der Elektronen, die potenziell mit elektromagnetischer Strahlung wechselwirken können. Bei einer stärkeren Wechselwirkung verringert sich die Lichtgeschwindigkeit, sodass das Verhältnis zwischen der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und im Medium, also der Brechungsindex, zunimmt.

Der Brechungsindex wird mittels eines statischen Interferometers sodann erfasst. Hierbei hat ein Michelson-Interferometer aufgrund der Phasenverschiebung der Strahlarme um 180° einen besonderen Vorteil gegenüber einem Fabry-Pérot-Interferometer: Der statische Druck wird kompensiert, da dieser zur gleichen Zeit mit gleicher Größe auf die Strahlarme wirkt. Anhand der sehr geringen Korrelation zwischen Druck und Messsignal konnte dies verifiziert werden. Bei einem klassischen Michelson-Interferometer wird einer der Strahlarme orthogonal zum anderen Strahlarm und mit einem konstanten Abstand zwischen Spiegel und Strahlteiler positioniert, sodass ein Referenzarm erhalten wird. In

der vorliegenden Arbeit wurden jedoch beide Strahlarme mittels optischer Komponenten parallelisiert. Dies hat für den Messaufbau folgende Vorteile:

- Die Empfindlichkeit des Interferometers zur Schallmessung ist nur entlang einer Raumrichtung maximal, sodass externer Schall aus anderen Richtungen einen geringeren Einfluss auf das Messsignal hat.
- Das Interferometer zeigt aufgrund des Abstandes der Strahlarme zueinander ein akustisches Kammfilterverhalten, sodass bestimmte Schallfrequenzen gefiltert und Messfrequenzen verstärkt werden.

Vor allem die Verstärkung der Schallwellen ist eine Kerneigenschaft des MeoMs. Dadurch ist es möglich, innerhalb einer photoakustischen Messzelle mit doppelter Empfindlichkeit zu messen.

Die photoakustische Messzelle muss basierend auf dem Strahlabstand der Interferometerarme ausgelegt werden. Es wurde in der Arbeit die Idee umgesetzt, eine stehende Welle innerhalb der Messzelle zu erzeugen, sodass die Strahlarme des MeoMs in einem Druckmaximum und -minimum liegen. Darauf basierend wurden Gasanschlüsse an Druckknoten positioniert, um einem akustischen Kurzschluss zu vermeiden. Die Lichtquelle zur photoakustischen Anregung liegt in einem Druckbauch, was zu einer maximalen akustischen Anregung des Messgases führt.

Die Untersuchungsergebnisse, die oftmals mit Simulationsergebnissen gestützt werden konnten, zeichnen ein positives Bild von dem Zusammenspiel zwischen membranlosem optischen Mikrofon und der photoakustischen Messzelle. Kombiniert ergab dies MeoM-PAS eine Technik der photoakustischen Interferometrie. Die Funktionstüchtigkeit des Prototyps wurde erfolgreich mit Stickstoffdioxid verifiziert. Hierbei wurden zwei Betriebsmodi überprüft: die photoakustische Messung bei fester Messfrequenz und bei periodisch ändernder Messfrequenz. Da bei Messungen mit fester Messfrequenz die zeitliche Auflösung hoch ist, können mit diesem Verfahren auch schnell ablaufende Konzentrationsänderungen beobachtet werden. Wird die Messfrequenz periodisch verändert, sodass Messwerte immer bei maximaler Resonanz erhalten werden, sinkt die zeitliche Auflösung. Jedoch hat dieser Modus den Vorteil, dass das Ausgangssignal linear von der Gaskonzentration abhängt.

Die Kompensierung der Drift des Arbeitspunktes erfolgt mithilfe eines Referenzsignals einer externen Schallquelle. Der Arbeitspunkt ist abhängig von der Temperatur, der Wellenlänge und der Länge der Interferometerarme. Damit konnte das photoakustische Messsignal stabilisiert werden.

Die Anforderungen an das Messsystem wurden mit dem ersten Prototypen zu großen Teilen erfüllt, beispielsweise mit der Kompensation externer Einflussfaktoren. Jedoch gibt es Verbesserungsansätze, die sich aktuell in Arbeit befinden. Diese sollen unter anderem zu einer signifikanten Verringerung des Gewichts von ca. 9 kg auf 6 kg führen. Hierbei wird im gleichen Zuge die mechanische Robustheit des Systems erhöht, da auf optische Fasern verzichtet werden kann. Die Nutzung optischer Fasern hat prinzipiell den Vorteil, dass das MeoM mit Abstand zu elektrischen Bauteilen betrieben werden kann. Jedoch führt dies aufgrund der Aktuierung der Fasern zu Intensitätsschwankungen am Ausgang des Interferometers und somit zu Messabweichungen. Die direkte Integration des Lasers und des Photodiodenverstärkers an das Interferometer führt zu einer Verkleinerung des Messsystems, reduziert dessen Gewicht und erhöht die mechanische Robustheit.

Die Empfindlichkeit von MeoM-PAS ist aufgrund des kleinen Effekts der Druckänderung auf den Brechungsindex im Vergleich zu anderen photoakustischen Methoden klein. Untersuchungen des MeoM-PAS haben ergeben, dass der Laser des MeoMs einen hohen Rauschpegel hat. Das führt dazu, dass photoakustische Signale im Laserrauschen untergehen und die Empfindlichkeit sinkt. Die optimale Kombination von hoher Laserleistung bei geringem Laserrauschen sowie maximaler Verstärkung durch den Photodiodenverstärker muss noch gefunden werden.

Gaszulauf und -ablauf liegen auf einer Ebene, sodass langsame Strömungen zu einer geringen Durchmischung des Gasinhalts der Messzelle führen. Das Zelldesign sollte so angepasst werden, dass Zu- und Ablauf zueinander versetzt sind.

Die Messsignalamplitude hängt proportional von der Intensität der anregenden Lichtquelle ab. Eine Erhöhung der Amplitude erfolgt also durch eine Erhöhung der Gesamtintensität. Im vorliegenden Aufbau wird aktuell mit einer Lichtquelle gearbeitet, die an der Position einer Messzelle liegt, wo ein Schallbauch einer stehenden Welle entsteht. An jedem weiteren gleichgerichteten Schallbauch können Lichtquellen integriert werden und die Gesamtintensität im Messsystem steigern, sodass die Messsignalamplitude zunimmt.

Mittels des MeoMs kann die Schallstärke in nebeneinanderliegenden Messzellen parallel ermittelt werden, sofern die photoakustischen Anregungsfrequenzen sich voneinander unterscheiden. Damit können gleichzeitig mehrere Gase unabhängig voneinander, aber mit nur einem Sensor, untersucht werden. Dies ist mit Sensoren, die bisher in der photoakustischen Spektroskopie verwendet werden, nicht möglich.

Potenziale der MeoM-PAS-Technologie liegen auch in anderen Bereichen, in denen Konzentrationen gemessen werden müssen, die mit elektrischen Sensoren nicht zugänglich sind, beispielsweise Konzentrationsmessungen in Fluiden in der Prozessanalytik. MeoM-PAS ist so ausgelegt, dass ein Medium nicht in Kontakt mit einer Membran oder Ähn-

lichem steht. Aus technischer Sicht ist somit auch ein Einsatz in der Industrie denkbar, vor allem in Bereichen, in denen mit korrosiven, sehr sauren oder basischen Medien gearbeitet wird, da diese nur in Kontakt mit dem Innern der photoakustischen Messzelle stünden.

Die photoakustische Interferometrie mittels MeoM-PAS ist eine Plattform, deren Potenzial in dieser Arbeit nur angerissen werden konnte. Sie bietet zahlreiche Optimierungsmöglichkeiten und ist zudem flexibel in ihren Einsatzbereichen, die darauf warten, erschlossen zu werden.

Symbolverzeichnis

Symbole, die in dieser Tabelle aufgeführt sind, finden sich in der gesamten Arbeit wieder. Soweit nicht anders angegeben verweist der Index „i“ auf unterschiedliche Werte der gleichen physikalischen Einheit.

A	Fläche
b	Dämpfung
c	Konzentration
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit
c_m	Lichtgeschwindigkeit im Medium
c_s	Schallgeschwindigkeit
C_p	Spezifische Wärmekapazität
d	Geometrische Länge
D	Dielektrische Verschiebung
E	Elektrische Feldstärke
E_{mic}	Mikrofonempfindlichkeit
f	Frequenz
f_0	Mittenfrequenz
f_{res}	Resonanzfrequenz
F	Kraft
F_{nonres}	Gerätekonstante im resonanten Fall
F_{res}	Gerätekonstante im nichtresonanten Fall
G_ω	Green'sche Funktion
H	Wärmeproduktion
I	Strahlungsintensität
I_{ac}	Strahlungsintensität des Messsignals
I_{dc}	Strahlungsintensität des Arbeitspunktes
k	Wellenzahl
k_B	Boltzmann-Konstante
k_f	Federkonstante

k_{th}	Temperaturleitfähigkeit
K	Extinktionskoeffizient
l	Geometrische Länge
\tilde{l}	Charakteristische Länge
L	Geometrische Länge
m	Masse
M	Molare Masse
$M(t)$	Modulationsfunktion
n	Brechungsindex (Realteil)
\mathbf{n}	Komplexer Brechungsindex
N	Anzahl der Dipolimpomente
p	Druck
p_0	Druckamplitude
p_d	Sättigungsdampfdruck
p_{ges}	Gesamtdruck
p_{stat}	Statischer Druck
P	Polarisation
Q	Güte
r_i	Korrelationskoeffizient
rLf	Relative Luftfeuchte
R	Universelle Gaskonstante
$R(r)$	Strahlungsverteilung im Raum
R_d	Spezifische Gaskonstante für Wasserdampf
R_f	Spezifische Gaskonstante für feuchte Luft
R_s	Spezifische Gaskonstante für trockene Luft
R_{th}	Temperaturwiderstand
S	Photoakustische Signalamplitude
t	Zeit
T	Temperatur in K
U	Spannung
v	Geschwindigkeit
V	Volumen
z_{int}	Abstand zwischen Interferometerarmen
Z	Zellkonstante
α	Absorptionskoeffizient
α_i	Wärmeausdehnungskoeffizient
α_p	Polarisierbarkeit
α_{th}	Thermische Diffusivität

β	Adiabatischer Volumenausdehnungskoeffizient
Δf_{FWHM}	Bandbreite
ϵ	Molarer Absorptionskoeffizient
ϵ_0	Permittivität im Vakuum
i	Imaginäre Einheit
κ	Adiabatexponent
λ	Wellenlänge
λ_{th}	Wärmeleitfähigkeit
μ	Diffusionslänge
ρ	Dichte
σ	Standardabweichung
τ	Zeitkonstante
ϕ	Phasenverschiebung
Φ	Schnellepotential
Φ_e	Strahlungsfluss
Φ_{FPI}	Phase des Fabry-Pérot-Interferometers
Φ_{MI}	Phase des Michelson-Interferometers
ω	Kreisfrequenz

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-Digital-Konverter
BEM	Randelemente-Methode
DFB	Distributed Feedback Laser
FBG	Faser-Bragg-Gitter
FD	Finite-Differenzen-Methode
FEM	Finite-Elemente-Methode
FFT	Schnelle Fouriertransformation
FPI	Fabry-Pérot-Interferometer
FTIR	Fourier-Transformation-Infrarot
FTIR-PAS	Fourier-Transformation-Infrarot - Photoakustische Spektroskopie
FWHM	Halbwertsbreite
IR	Infrarot
Laser	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LED	Leuchtdiode
MeoM	Membranose optisches Mikrofon
MeoM-PAS	Membranloses optisches Mikrofon - Photoakustische Spektroskopie
MI	Michelson-Interferometer
PAS	Photoakustische Spektroskopie
PI	Photoakustische Interferometrie
PML	Perfectly-Matched-Layer-Verfahren

ppb	Anteile pro Milliarde
ppm	Anteile pro Million
PS	Pseudo-Spektral-Methode
QCL	Quantenkaskadenlaser
QEPAS	Quartz-Enhanced Photoacoustic Spectroscopy
RIU	Einheit des Brechungsindex
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis
TDS	Time-delayed-Spectrometry
TIV	Transimpedanzverstärker
UV	Ultraviolett

Abbildungsverzeichnis

2.1	Photophon	8
2.2	Photoakustischer Prozess	10
2.3	Spektralbereich Luftschallquellen	19
2.4	Fabry-Pérot-Interferometer	27
2.5	Michelson-Interferometer	27
2.6	Übertragungsfunktionen MeoM (FPI, MI)	30
2.7	Stehende Schallwelle MeoM (MI)	31
2.8	Brechungsindexänderung im Frequenzraum aufgrund von T, p und rLf	33
2.9	Optische Mikrofone	41
3.1	Strahlteiler des MeoMs	44
3.2	MeoM – Halbschnitt – isometrisch	45
3.3	Photoakustische Messzelle – Halbschnitt – Draufsicht	45
3.4	Resonante Moden der photoakustischen Messzelle	46
3.5	MeoM-PAS – Halbschnitt - isometrisch	47
3.6	MeoM-PAS – Halbschnitt - Draufsicht	47
3.7	Emissionsspektrum des Lasers und Absorptionsspektrum NO ₂	49
3.8	Emissionsspektrum des Lasers (MeoM)	51
4.1	Unterschiedliche Arbeitspunkte des MeoMs	54
4.2	Blockschaltbild Verstärker	55
4.3	Frequenzgang Verstärker	56
5.1	Simulation der Schallausbreitung (MeoM)	60
5.2	Winkelabhängigkeit des MeoMs	61
5.3	Druckverlauf eines simulierten Schallimpulses	62
5.4	Fouriertransformation eines simulierten Schallimpulses	62
5.5	Simulation der Schallamplitude (MeoM-PAS)	64
5.6	Simulation der Bewegung der Schallamplitude (MeoM-PAS)	64

6.1	Impulsantwort und Übertragungsfunktion MeoM	67
6.2	Messung eines Schallimpulses (MeoM)	70
6.3	Winkelabhängigkeit des MeoMs (Experiment)	71
6.4	Lautsprecherkennlinie	72
6.5	Gemittelter Schalldruck (MeoM, XL2)	73
6.6	Langzeitmessung MeoM	74
6.7	Funktionswerte zur Kompensation	77
6.8	Kompensiertes Messsignal einer Langzeitmessung	78
6.9	Schematische Darstellung des MeoM-PAS-Aufbaus	81
6.10	Übertragungsfunktion MeoM-PAS bei photoakustischer Anregung	82
6.11	Verlauf der Resonanzfrequenz (MeoM-PAS)	83
6.12	Photoakustische Anregung mit 10 μ s und 20 μ s (FFT)	85
6.13	Photoakustische Anregung mit 30 μ s und 40 μ s (FFT)	86
6.14	Verlauf der PA-Signalamplituden bei steigender Pulsdauer	87
6.15	Thermische Diffusionslänge	87
6.16	Wechsel zwischen NO ₂ und N ₂ innerhalb der photoakustischen Messzelle	88
6.17	Zeitverhalten der photoakustischen Signalamplitude und der Resonanzfrequenz	90
6.18	Veränderung der photoakustischen Signalamplitude und der Resonanzfrequenz unter NO ₂ -Einfluss	91
6.19	Partikelstudie zur Befüllung der photoakustischen Messzelle mit steigender Flussgeschwindigkeit	92
6.20	Partikelstudie zur Befüllung (0,1 m/s) der photoakustischen Messzelle	93
6.21	Stufenweise Erhöhung der NO ₂ -Konzentration bei fester Anregungsfrequenz	96
6.22	Stufenweise Erhöhung der NO ₂ -Konzentration bei alternierender Anregungsfrequenz	97
6.23	Kalibrierkurven des MeoM-PAS	98

Literatur

- [1] W. H. Organization, *Available evidence for the future update of the WHO Global Air Quality Guidelines (AQGs)*, Report (2016).
- [2] A. Neftel, E. Moor, H. Oeschger und B. Stauffer, „Evidence from polar ice cores for the increase in atmospheric CO₂ in the past two centuries“, *Nature* **315**, 45–47 (1985) 10.1038/315045a0, <https://doi.org/10.1038/315045a0>.
- [3] A. Joeres, „Nach der Coronakrise ist mitten in der Klimakrise“, *Correctiv* (2020), <https://correctiv.org/aktuelles/klimawandel/2020/04/08/nach-der-coronakrise-ist-mitten-in-der-klimakrise>.
- [4] H. Wewetzer, „Ich fürchte, wir werden über die zwei Grad hinausgehen“, *Zeit Online GmbH* (2009), <https://www.zeit.de/wissen/2009-12/klimadebatte-storch>.
- [5] U. Götz, „Neuer Streit über Fahrverbote in Stuttgart“, *Deutschlandradio* (2020), https://www.deutschlandfunk.de/hohe-stickoxidwerte-neuer-streit-ueber-fahrverbote-in.697.de.html?dram:article_id=475012.
- [6] U. Ungeheuer, „Dieseldebatte und kein Ende? Jetzt reicht’s!“, *VDI Nachrichten* (2019), <https://www.vdi-nachrichten.com/technik/dieseldebatte-und-kein-ende-jetzt-reicht/>.
- [7] T. Röbbke, „Wie schmutzig ist der Diesel wirklich?“, *Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren e.V.* (2017), https://www.helmholtz.de/luftfahrt_raumfahrt_und_verkehr/wie-schmutzig-ist-der-diesel-wirklich/.
- [8] tagesschau.de, „Milliarden-Vergleich in den USA - Daimler legt Diesel-Verfahren bei“, *tagesschau.de - Norddeutscher Rundfunk* (2020), <https://www.tagesschau.de/wirtschaft/daimler-diesel-verfahren-101.html>.

- [9] I. Galli, S. Bartalini, S. Borri, P. Cancio, D. Mazzotti, P. De Natale und G. Giusfredi, „Molecular Gas Sensing Below Parts Per Trillion: Radiocarbon-Dioxide Optical Detection“, *Physical Review Letters* **107**, 270802 (2011) 10.1103/PhysRevLett.107.270802, <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.270802>.
- [10] T. Tomberg, M. Vainio, T. Hieta und L. Halonen, „Sub-parts-per-trillion level sensitivity in trace gas detection by cantilever-enhanced photo-acoustic spectroscopy“, *Scientific Reports* **8**, 1848 (2018) 10.1038/s41598-018-20087-9, <https://doi.org/10.1038/s41598-018-20087-9>.
- [11] J. H. Tatam und R. P., „Optical gas sensing: a review“, *Measurement Science and Technology* **24**, 012004 (2013), <http://stacks.iop.org/0957-0233/24/i=1/a=012004>.
- [12] X. Liu, S. Cheng, H. Liu, S. Hu, D. Zhang und H. Ning, „A Survey on Gas Sensing Technology“, *Sensors* **12**, 9635–9665 (2012), <https://www.mdpi.com/1424-8220/12/7/9635>.
- [13] R. A. Potyrailo, „Multivariable Sensors for Ubiquitous Monitoring of Gases in the Era of Internet of Things and Industrial Internet“, *Chemical Reviews* **116**, 11877–11923 (2016) 10.1021/acs.chemrev.6b00187, <https://doi.org/10.1021/acs.chemrev.6b00187>.
- [14] T. Yang, W. Chen und P. Wang, „A review of all-optical photoacoustic spectroscopy as a gas sensing method“, *Applied Spectroscopy Reviews*, 1–28 (2020) 10.1080/05704928.2020.1760875, <https://doi.org/10.1080/05704928.2020.1760875>.
- [15] H.-R. Tränkler und L. M. Reindl, *Sensortechnik Handbuch für Praxis und Wissenschaft*, 2., völlig neu bearb. Aufl. 2014, VDI-Buch (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2014), Online-Ressource, http://sfx.ethz.ch/sfx_locator?sid=ALEPH:EBI01&genre=book&isbn=9783642299414.
- [16] V. Valverde, B. Giechaskiel und M. Carriero, *Real Driving Emissions: 2018-2019 assessment of Portable Emissions Measurement Systems (PEMS) measurement uncertainty* (2020), 10.2760/06282.
- [17] K. H. Michaelian, *Photoacoustic IR Spectroscopy* (Wiley-VCH, 2010), <http://www.myilibrary.com?ID=277494>.
- [18] A. G. Bell, „Upon the production and reproduction of sound by light“, *Journal of the Society of Telegraph Engineers* **9**, 404–426 (1880) 10.1049/jste-1.1880.0046.
- [19] A. G. Bell, „On the production and reproduction of sound by light“, *American Journal of Science Series 3 Vol. 20*, 305–324 (1880) 10.2475/ajs.s3-20.118.305, <http://www.ajsonline.org/content/s3-20/118/305.short>.

- [20] M. L. Viengerov, „New method of gas analysis based on tyndall-roentgen optoacoustic effect“, *Doklady Akademii Nauk SSSR* **19**, 8 (1938).
- [21] T. H. Maiman, „Stimulated Optical Radiation in Ruby“, *Nature* **187**, 493 EP – (1960) 10.1038/187493a0, <http://dx.doi.org/10.1038/187493a0>.
- [22] E. L. Kerr und J. G. Atwood, „The Laser Illuminated Absorptivity Spectrophone: A Method for Measurement of Weak Absorptivity in Gases at Laser Wavelengths“, *Applied Optics* **7**, 915–921 (1968) 10.1364/AO.7.000915.
- [23] L. B. Kreuzer, „Ultralow Gas Concentration Infrared Absorption Spectroscopy“, *Journal of Applied Physics* **42**, 2934–2943 (1971) 10.1063/1.1660651.
- [24] C. F. Dewey, R. D. Kamm und C. E. Hackett, „Acoustic amplifier for detection of atmospheric pollutants“, *Applied Physics Letters* **23**, 633–635 (1973) 10.1063/1.1654774.
- [25] L. B. Lloyd, R. C. Yeates und E. M. Eyring, „Fourier transform infrared photoacoustic spectroscopy in thin-layer chromatography“, *Analytical Chemistry* **54**, 549–552 (1982) 10.1021/ac00240a045, <https://doi.org/10.1021/ac00240a045>.
- [26] J. A. Graham, W. M. Grim und W. G. Fateley, „Fourier Transform Infrared Photoacoustic Spectroscopy of Condensed-Phase Samples“, in *Fourier Transform Infrared Spectra*, hrsg. von J. R. Ferraro und L. J. Basile (Academic Press, San Diego, 1985), S. 345–392, <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-254104-9.50015-8>, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780122541049500158>.
- [27] R. A. Kruger, C. M. Kuzmiak, R. B. Lam, D. R. Reinecke, S. P. Del Rio und D. Steed, „Dedicated 3D photoacoustic breast imaging“, *Medical physics* **40**, 113301–113301 (2013) 10.1118/1.4824317, <https://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/24320471><https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3808420/>.
- [28] A. Miklós und P. Hess, „Peer Reviewed: Modulated and Pulsed Photoacoustics in Trace Gas Analysis“, *Analytical Chemistry* **72**, 30A–37A (2000) 10.1021/ac002681m.
- [29] H. A. Beck, *Anwendung der photoakustischen Spektroskopie in der Prozess- und Umweltanalytik* (2003).
- [30] J. M. Hollas, *Modern spectroscopy*, 4. Aufl. (Wiley, Chichester, 2010), 452 S.
- [31] P. Hess, *Photoacoustic, Photothermal and Photochemical Processes in Gases*, Topics in Current Physics (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1989), 252 Seiten.

- [32] P. L. Meyer und M. W. Sigrist, „Atmospheric pollution monitoring using CO₂-laser photoacoustic spectroscopy and other techniques“, *Review of Scientific Instruments* **61**, 1779–1807 (1990) 10.1063/1.1141097, <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1141097>.
- [33] J. Lakowicz, *Principles of Fluorescence Spectroscopy*, Bd. 1 (2006), 10.1007/978-0-387-46312-4.
- [34] A. Rosenzweig, *Photoacoustics and photoacoustic spectroscopy*, Chemical analysis (Wiley, New York a.o., 1980), 309 S.
- [35] A. Miklós, P. Hess und Z. Bozóki, „Application of acoustic resonators in photoacoustic trace gas analysis and metrology“, *Review of Scientific Instruments* **72**, 1937–1955 (2001) 10.1063/1.1353198, <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1353198>.
- [36] E. J. Skudrzyk, *Die Grundlagen der Akustik* (Springer, Wien, 1954), 1084 Seiten.
- [37] R. Lerch, G. Sessler und D. Wolf, *Technische Akustik: Grundlagen und Anwendungen* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin/Heidelberg, 2009), 970 Seiten.
- [38] O. Cramer, „The variation of the specific heat ratio and the speed of sound in air with temperature, pressure, humidity, and CO₂ concentration“, *The Journal of the Acoustical Society of America* **93**, 2510–2516 (1993) 10.1121/1.405827, <https://asa.scitation.org/doi/abs/10.1121/1.405827>.
- [39] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, 25. Aufl. 2015. Neuauflage 2015, Springer-Lehrbuch (Springer Berlin Heidelberg; Imprint; Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 2015), 1 online resource (XVI, 1052).
- [40] A. Friesecke, *Studio Akustik: Konzepte für besseren Klang ; mit Checklisten, FAQs und Low-Budget-Tipps ; inkl. CD mit Berechnungshilfen*, 5. Aufl. (PPVMedien, Bergkirchen, 2015), S. 192.
- [41] M. Möser, *Messtechnik der Akustik* (Springer, Berlin; Heidelberg, 2010), XXIV, 730 Seiten.
- [42] T. Görne, *Tontechnik* (Hanser, 2008), <https://books.google.com.au/books?id=LJkHImqC9HsC>.
- [43] S. Preisser, W. Rohringer, M. Liu, C. Kollmann, S. Zotter, B. Fischer und A. Drexler, „All-optical highly sensitive akinetic sensor for ultrasound detection and photoacoustic imaging“, *Biomedical Optics Express* **7**, 4171–4186 (2016) 10.1364/BOE.7.004171.

- [44] J. C. Owens, „Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition“, *Applied Optics* **6**, 51–59 (1967) 10.1364/AO.6.000051, <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-6-1-51>.
- [45] B. Edlén, „The Refractive Index of Air“, *Metrologia* **2**, 71–80 (1966) 10.1088/0026-1394/2/2/002, <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/2/2/002>.
- [46] K. P. Birch und M. J. Downs, „Correction to the Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air“, *Metrologia* **31**, 315–316 (1994) 10.1088/0026-1394/31/4/006, <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/31/4/006>.
- [47] G. R. Sinambari, S. Sentpali und F. Kunz, *Ingenieurakustik: Physikalische Grundlagen und Anwendungsbeispiele*, 5., völlig überarb. u. erw. Aufl., SpringerLink (Springer Vieweg, Wiesbaden, 2014), S. 498, 10.1007/978-3-658-05072-6, <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-658-05072-6>.
- [48] J. A. Stone und J. H. Zimmerman, „Index of Refraction of Air“, (2019), <https://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Documentation.asp#IndexofRefractionofAir>.
- [49] P. E. Ciddor, „Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared“, *Applied optics* **35**, 1566–1573 (1996) 10.1364/AO.35.001566.
- [50] K. P. Birch und M. J. Downs, „An Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air“, *Metrologia* **30**, 155–162 (1993) 10.1088/0026-1394/30/3/004, <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/30/3/004>.
- [51] H. Naumann, G. Schröder und M. Löffler-Mang, *Handbuch Bauelemente der Optik: Grundlagen, Werkstoffe, Geräte, Messtechnik*, 7., vollständig überarb. u. erw. Aufl. (Hanser, s.l., 2014), S. 716, 10.3139/9783446441156, <http://dx.doi.org/10.3139/9783446441156>.
- [52] P. Kurzweil, B. Frenzel und F. Gebhard, *Physik Formelsammlung: Für Ingenieure und Naturwissenschaftler* (Vieweg+Teubner Verlag, 2007), <https://books.google.de/books?id=t85jJjJtvYAC>.
- [53] J. Chambers, D. Bullock, Y. Kahana, A. Kots und A. Palmer, „Developments in active noise control sound systems for magnetic resonance imaging“, *Appl. Acoust.* **68**, 281 (2007).
- [54] M. S. NessAiver, M. Stone, V. Parthasarathy, Y. Kahana und A. Paritsky, „Recording high quality speech during tagged cine-MRI studies using a fiber optic microphone“, *J. Magn. Reson. Imaging.* **23**, 92 (2006).
- [55] M. H. De Paula, A. A. De Carvalho, C. A. Vinha, N. Cella und H. Vargas, „Optical microphone for photoacoustic spectroscopy“, *J. Appl. Phys.* **64**, 3722 (1988).

- [56] Y. Y. Liu, L. Dong, H. P. Wu, H. D. Zheng, W. G. Ma, L. Zhang, W. B. Yin u. a., „All optical quartz-enhanced photoacoustic spectroscopy“, *Acta Phys. Sin.* **62**, 220701 (2013).
- [57] H. P. Wu, D. D. Zhang, L. Dong, H. D. Zheng, Y. Y. Liu, W. B. Yin, W. G. Ma u. a., „Optical Detection Technique Using Quartz-Enhanced Photoacoustic Spectrum“, *Int. J. Thermophys* **36**, 1297 (2015).
- [58] J. Suchanek, P. Janda, M. Dostal, A. Knizek, P. Kubat, P. Roupčova, P. Bitala u. a., „Photoacoustic Spectroscopy with Mica and Graphene Micro-Mechanical Levers for Multicomponent Analysis of Acetic Acid, Acetone and Methanol Mixture“, *Microchem J.* **144**, 203 (2019).
- [59] P. G. Westergaard und M. Lassen, „All-optical detection of acoustic pressure waves with applications in photoacoustic spectroscopy“, *Applied Optics* **55**, 8266–8270 (2016) 10.1364/AO.55.008266.
- [60] J. Wu, K. L. Deng, R. Guida und B. K. Lee, *Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications* **6698**, 66980E (2007).
- [61] S. Zhou, M. Slaman, G. Gruca und D. Iannuzzi, „PAS-WRAP: A New Approach to Photoacoustic Sensing, a New Opportunity for the Optical Fiber Sensor Community“, *Seventh European Workshop on Opt Fibre Sens* **11199**, 111992S (2019).
- [62] N. Bilaniuk, „Optical microphone transduction techniques“, *Applied Acoustics* **50**, 35–63 (1997) 10.1016/S0003-682X(96)00034-5.
- [63] J. Fonsen, V. Koskinen, K. Roth und J. Kauppinen, „Dual cantilever enhanced photoacoustic detector with pulsed broadband IR-source“, *Vibrational Spectroscopy* **50**, 214–217 (2009) 10.1016/j.vibspec.2008.12.001, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924203108002105>.
- [64] Q. Munir und H. Weber, „Fiberoptic Sensor in a Resonant Optoacoustic Cell“, *Opt. Commun.* **52**, 269 (1984).
- [65] D. H. Leslie, G. L. Trusty, A. Dandridge und T. G. Giallorenzi, „Fibre-Optic Spectrophone“, *Electron. Lett.* **17**, 581 (1981).
- [66] J. Breguet, J. P. Pellaux und N. Gisin, „Photoacoustic detection of trace gases with an optical microphone“, *Sensors and Actuators A: Physical* **48**, 29–35 (1995) 10.1016/0924-4247(95)00848-9.
- [67] B. Fischer, „Development of an optical microphone without membrane“, Thesis (2010), <https://permalink.catalogplus.tuwien.at/AC07808684>.

- [68] A. V. Gorelik, A. L. Ulasevich, F. N. Nikonovich, M. P. Zakharich, V. A. Firago, N. S. Kazak und V. S. Starovoitov, „Miniaturized resonant photoacoustic cell of inclined geometry for trace-gas detection“, *Applied Physics B* **100**, 283–289 (2010) 10.1007/s00340-009-3884-2, <https://doi.org/10.1007/s00340-009-3884-2>.
- [69] F. Yehya und A. Chaudhary, „Designing and Modeling of Efficient Resonant Photo Acoustic Sensors for Spectroscopic Applications“, *Journal of Modern Physics* **2**, 200–209 (2011) 10.4236/jmp.2011.24028.
- [70] OSRAM, „Datenblatt Blue Laser Diode in TO90 Package - PLPT9 450DE A01“, OSRAM Opto Semiconductors GmbH (2018).
- [71] I. E. Gordon, L. S. Rothman, C. Hill, R. V. Kochanov, Y. Tan, P. F. Bernath, M. Birk u. a., „The HITRAN2016 molecular spectroscopic database“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **203**, 3–69 (2017) <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.06.038>, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407317301073>.
- [72] B. E. Treeby und B. T. Cox, „k-Wave: MATLAB toolbox for the simulation and reconstruction of photoacoustic wave fields“, *Journal of biomedical optics* **15**, 021314 (2010) 10.1117/1.3360308.
- [73] B. Schweizer, *Partielle Differentialgleichungen: eine anwendungsorientierte Einführung*, 2. Auflage, Masterclass (Springer Spektrum, Berlin; [Heidelberg], 2018), 10.1007/978-3-662-56668-8.
- [74] I. Kodrasi, T. Gerkmann und S. Doclo, „Frequency-domain single-channel inverse filtering for speech dereverberation: Theory and practice“, in 2014 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP) (), S. 5177–5181, 10.1109/ICASSP.2014.6854590.
- [75] S. T. Neely und J. B. Allen, „Invertibility of a room impulse response“, *The Journal of the Acoustical Society of America* **66**, 165–169 (1979) 10.1121/1.383069, <https://asa.scitation.org/doi/abs/10.1121/1.383069>.

Eigene Veröffentlichungen

- [76] M. Hoffmann, A. Stemplinger, D. Amplatz und A. W. Koch, *Membranlose optische Mikrofone - Schallmessung mittels differentieller Interferometrie*, Conference Paper, 2019.
- [77] A. Stemplinger, D. Amplatz, M. Hoffmann und A. W. Koch, *Kammfilterverhalten bei differentiellen akustischen Messungen mittels eines membranlosen optischen Mikrofons*, Rostock, 2019.

- [78] *Device for the interferometric evaluation of photoacoustic signals without moving components*. DE 10 2019 001 738 A1, Patentanmeldung, 2019.

Betreute studentische Arbeiten

- [79] A. Diego, *Entwicklung einer photoakustischen Messzelle mit differentieller optischer Schalldetektion zur Bestimmung der CO₂-Konzentration in Luft*, Bachelorarbeit, 2019.
- [80] A. Lardschneider, *Entwicklung und Charakterisierung eines hochempfindlichen, rausch-armen Photodiodenverstärkers zur Messung von kleinen Lichtintensitätsschwankungen in einem membranlosen optischen Mikrofon*, Bachelorarbeit, 2017.
- [81] M. Limbrunner, *Aufbau eines faserbasierten Interferometers zur Messung von erzwungenen Schwingungen*, Bachelorarbeit, 2014.
- [82] S. Rieker, *Konzeptionierung eines E-Learning Moduls für die Vorlesung Messsystem- und Sensortechnik zum Thema Messbrücken*, Bachelorarbeit, 2014.
- [83] M. Limbrunner, *Aufbau einer photoakustischen Messzelle*, Projektpraktikum, 2015.
- [84] X. Wang, *Photoakustische Spektroskopie zur Detektion und Charakterisierung von Gasen*, Hauptseminar, 2015.
- [85] I. Mittelbach, *Methoden zur optischen Messung und Charakterisierung kontaminierter Gase*, Hauptseminar, 2015.
- [86] F. Löw, *Technologische Übersicht über kommerzielle PAS-Systeme*, Hauptseminar, 2015.
- [87] M. Limbrunner, *Photoakustische Spektroskopie zur Atemgasanalyse in der Medizin*, Hauptseminar, 2015.
- [88] X. Wang, *Entwicklung und Evaluation einer Differentialmesszelle zur photoakustischen Spektroskopie*, Masterarbeit, 2015.
- [89] S. Abu Taleb, *Übersicht über Sensoren zur Detektion von Schallwellen in photoakustischen Messsystemen*, Hauptseminar, 2016.
- [90] A. Pisl, *Richtungserkennung von Schall*, Hauptseminar, 2016.
- [91] Y. Herrmann, *Strukturen und Formen von Gasmesszellen in der Photoakustischen Spektroskopie*, Hauptseminar, 2016.
- [92] M. Jbali, *Ultraschall in der Medizin - sicher?*, Masterarbeit, 2016.
- [93] L. Zhiguo, *Weiterentwicklung einer photoakustischen Differentialmesszelle*, Masterarbeit, 2016.

-
- [94] K. Kreuzer, *Entwicklung und Realisierung einer Batteriespannungsquelle und einer Verstärkerschaltung*, Ingenieurspraxis, 2017.
- [95] Y. Hermann, *Integration eines photoakustischen Systems in ein Kovar Gehäuse*, Forschungspraxis, 2017.
- [96] J. Qiu, *Anwendung des 3D-Drucks zum Fast Prototyping von photoakustischen Messzellen*, Ingenieurspraxis, 2017.
- [97] M. Chemek, *Construction of a Microphone Array for the Study of the Propagation Behaviour of Photoacoustically Excited Sound Waves*, Ingenieurspraxis, 2017.
- [98] J. Valtl, *Geschichte der Photoakustischen Spektroskopie*, Hauptseminar, 2017.
- [99] A. Pisl, *Kodierter Lock-In Verstärker in der photoakustischen Spektroskopie*, Masterarbeit, 2017.
- [100] M. Limbrunner, *Einflussfaktoren und deren Auswirkung auf die Reflexion bzw. Transmission eines Fabry-Pérot-Interferometers mit einem gasförmigen und akustisch angeregten Übertragungsmedium*, Masterarbeit, 2017.
- [101] J. Buitkamp, *Validierung und Verbesserung eines Modells zur Beschreibung eines optischen Mikrofon*, Ingenieurspraxis, 2018.
- [102] N. Ben Ayed, *Influence of the Surface Roughness on the Reflectivity of Fiber Tips*, Ingenieurspraxis, 2018.
- [103] F. Labidi, *Aufbau eines kompakten MEMS-Mikrofon-Arrays*, Ingenieurspraxis, 2018.
- [104] R. Kouam, *Betrieb eines optischen Mikrofon mittels gefilterter breitbandiger Lichtquellen*, Ingenieurspraxis, 2018.
- [105] A. Stemplinger, *Vermessung des Amplitudenverlaufs von Schallwellen zur Schallmodendiskriminierung*, Ingenieurspraxis, 2018.
- [106] M. Chu, *Validierung des Einflusses der Schichtdicke metallisch bedampfter Glasfasern auf die Schallempfindlichkeit im optischen Mikrofon*, Ingenieurspraxis, 2018.
- [107] A.-L. Stenger, *Anwendung von Mess- und Kalibriertechniken im Nieder- und Hochfrequenzbereich und Messunsicherheitsberechnungen einzelner Geräte*, Ingenieurspraxis, 2018.
- [108] Y. Hermann, *Untersuchung eines optischen Mikrofon und Entwicklung einer rauscharmen Lichtquelle*, Masterarbeit, 2018.
- [109] J. Frey, *Entwicklung eines Photodiodenverstärkers für ein optisches Mikrofon*, Bachelorarbeit, 2018.
- [110] D. Sattler, *Integration eines Universalverstärkers zum Einsatz in der Vorlesung Messsystem- und Sensortechnik*, Bachelorarbeit, 2018.

-
- [111] M. Chemek, *Investigation of the Propagation Behaviour of Photoacoustic Sound Waves Excited by Divergating Light Sources*, Bachelorarbeit, 2018.
- [112] A.-L. Stenger, *Aufbau einer multispektralen photoakustischen Messzelle*, Bachelorarbeit, 2018.
- [113] N. Ben Ayed, *Partial Reflection of an Optical Fiber for the Construction of a Fabry-Pérot Interferometer*, Bachelorarbeit, 2018.
- [114] J. Höger, *Entwicklung einer neuartigen photoakustischen Messzelle*, Bachelorarbeit, 2018.
- [115] M. Reißmann, *Untersuchung der akustischen Moden einer Messzelle, sowie ein Vergleich photoakustisch erzeugter Signale mittels Lock-in- und Amplitudentechnik*, Bachelorarbeit, 2018.
- [116] L. Testa, *Differentielle optische Messung von Schall mit zwei Fabry-Pérot-Interferometern zur Unterdrückung externer Rauschquellen*, Bachelorarbeit, 2018.
- [117] M. Weirather, *Untersuchung und Weiterentwicklung eines membranlosen optischen Mikrofons*, Bachelorarbeit, 2018.
- [118] M. Saurer, *Herstellung und optische Untersuchung metallisch bedampfter Faserenden hinsichtlich der Schalldetektionseigenschaften in einem Fabry-Pérot-Interferometer*, Bachelorarbeit, 2018.
- [119] A. Lardschneider, *Analyse und Kompensation des Messsignals eines membranlosen optischen Mikrofons*, Forschungspraxis, 2019.
- [120] J. Höger, *Weiterentwicklung eines membranlosen optischen Mikrofons unter Verwendung von Low-Cost-Komponenten*, Forschungspraxis, 2019.
- [121] J. Kanzler, *Bedampfte Faserenden als Sensorelemente für Schall*, Ingenieurspraxis, 2019.
- [122] A. Stemplinger, *Simulation und Aufbau eines membranlosen optischen Mikrofons basierend auf einem Michelson-Interferometer*, Bachelorarbeit, 2019.
- [123] J. Kanzler, *Entwicklung einer Versuchskammer auf Basis von Low-Cost-Komponenten*, Bachelorarbeit, 2019.
- [124] A.-L. Stenger, *Messmethoden und Datenanalyseverfahren in der Photoakustik*, Hauptseminar, 2020.
- [125] F. Kögl, *Photoakustischer Nachweis von Stickstoffdioxid mit dem membranlosen optischen Mikrofon*, Masterarbeit, 2020.

Danksagung

Meine Zeit als Doktorand am Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik hätte nicht den Grad an schillerndem Facettenreichtum erreicht, ohne die Menschen, die den Lehrstuhl zu dem machen was er ist: eine Forschungseinrichtung, das Ausbildungsinstitut, das zweite Zuhause, oder einfach der Ort, an dem die Wurzeln des eigenen Schaffens Früchte getragen haben.

Ich danke daher an erster Stelle meinem Doktorvater Prof. Alexander W. Koch, der mir diese Promotion ermöglicht hat.

Zudem danke ich Dr. Martin Jakobi, der für jedes Problem eine adäquate Lösung parat hat.

Der MST-Lehrstuhl besteht weiterhin aus einem Stammteam, das Verwaltungstätigkeiten ausübt und technisches Know-How an die Doktoranden weitergibt. Danke für die Hilfe, die Ideen und den Erfahrungsschatz.

Ich möchte mich bei meinen Doktorandenkollegen bedanken, vor allem für die Unterstützung gegen Ende der Arbeit, aber insbesondere dem Mann an vorderster Front, meinem wackeren Bürokollegen Patrick.

Diese Arbeit wäre nicht ohne die tatkräftige Unterstützung meiner Studis, dem PAS-Team, so weit gediehen. Meine Dankbarkeit gilt vor allem denen, die trotz abgeschlossener Arbeit sich immernoch für die Photoakustische Interferometrie begeistern und weiterhin für Diskussionen offen sind.

Ich danke meiner Familie und meinen Freunden, die mich auf dem langen Weg begleitet und mir mit ihrer Selbstverständlichkeit den Rücken gestärkt haben.

Im Hintergrund, aber stets dabei war Kristin. Danke für deine stete Unterstützung.

