



Felix Greiffenhagen, Dipl.-Ing.

Bildgebende heterodyne Interferometrie zur quantitativen Untersuchung von Verbrennungsinstabilitäten

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der technischen Wissenschaften

eingereicht an der

Technischen Universität Graz

Betreuer und Erstgutachter:

Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Jakob Woisetschläger

Technische Universität Graz

Zweitgutachter:

Prof. Dr.-Ing. habil. Jürgen Czarske

Technische Universität Dresden

Graz, März 2020

gefördert durch den FWF,

Projekt I-2544 N30

im Rahmen eines D-A-CH Kooperationsprojektes

mit der DFG,

Projekt CZ 55/33-1

Ich sage euch: man muss noch Chaos in sich haben, um einen tanzenden Stern gebären zu können.

Friedrich Nietzsche

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, am

.....

(Unterschrift)

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik der Technischen Universität Graz und wurde durch den FWF im Rahmen des Projektes I-2544 N30 finanziert.

Am erfolgreichen Abschluss dieser Dissertation trug natürlich eine ganze Reihe an Personen sowohl direkt als auch indirekt bei. Ganz besonders bedanken möchte ich mich zuerst bei meinem Betreuer Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Jakob Woisetschläger für die äußerst kompetente Betreuung und Beratung in fachlichen Belangen, aber auch für unzählige Diskussionen, deren Bandbreite vom Zeitalter der Dinosaurier über europäische Adelshäuser im Spätmittelalter bis hin zur Stringtheorie reichte. Derartige Gespräche endeten entweder in der (gezielten?) Verwirrung meiner Person („if you cannot convince, confuse“), sehr oft aber auch gaben sie Anstoß sich weiter mit den angesprochenen Thematiken zu beschäftigen und somit den eigenen Horizont zu erweitern, wofür ich mich sehr bedanken möchte.

Dank gilt auch dem Institutsvorstand Univ.-Prof. Dr.-Ing. Franz Heitmeir für die großzügige Bereitstellung von Ressourcen und Freiheiten in der Erarbeitung wissenschaftlicher Erkenntnisse.

Ganz besonderer Dank gilt auch Prof. Dr.-Ing. habil. Jürgen Czarske, Lehrstuhlinhaber der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik der TU-Dresden, einerseits für die großartige Zusammenarbeit bei der Entwicklung des CLIV-Systems und andererseits für die Zweitbegutachtung meiner Arbeit.

In diesem Zusammenhang möchte ich mich auch bei Dipl.-Ing. Johannes Gürtler, meinem Mitstreiter an der TU-Dresden, für die sehr angenehme und produktive Zusammenarbeit, in teils nervenaufreibenden Messkampagnen bis spät in die Nacht hinein und der schlussendlich erfolgreichen Entwicklung des CLIV-Systems, bedanken.

Auch meinem Vorgänger Dipl.-Ing. Dr. techn. Johannes Peterleithner gilt großer Dank für die Unterstützung und Einführung zu Beginn meiner Arbeit.

Gleiches gilt für Priv.-Doz. Dipl.-Ing. Dr. techn. Andreas Marn, dessen umfangreiche Kenntnisse sowohl theoretischer als auch praktischer Natur ich zur Lösung diverser Probleme immer wieder in Anspruch nahm.

Natürlich bedanke ich mich auch bei den in dieser Arbeit betreuten Diplomanden Dipl.-Ing. Lukas Wiesinger, Dipl.-Ing. Martin March, Dipl.-Ing. Benjamin Klammer und Dipl.-Ing. Philip Notsch, deren Einsatz eine große Erleichterung für mich darstellte.

Die allergrößte Dankbarkeit gilt jedoch meinen Eltern Margret und Siegfried Greiffenhagen. Dafür, dass sie meine Existenz erst ermöglichten und mich dann in weiterer Folge bei jeglichen Unterfangen sowohl in moralischer als auch in materieller Hinsicht unterstützten. Auch meiner Schwester Frau Mag. art. Eva Greiffenhagen gilt großer Dank für unzählige Gespräche teils intellektuellen, teils bizarren Inhalts.

Zu guter Letzt gebührt meiner Freundin Frau Mag. rer. nat. Anna-Maria Stockert ebenso große Dankbarkeit für das geduldige Ertragen von Hochphasen und Tiefschlägen meines Dissertationsvorhabens und auch dafür, eine mir mittlerweile unbekannt Anzahl an Jahren an meiner Seite verbracht zu haben.

Graz, März 2020

Felix Greiffenhagen

Kurzfassung

Die ambitionierten Ziele zur Reduktion klima-, umwelt- und gesundheitsschädlicher Emissionen sowohl in der Luftfahrt als auch in stationär betriebenen Gasturbinen, stellen eine große Herausforderung bei der Entwicklung zukünftiger Verbrennungssysteme dar. Die vorgemischte Magerverbrennung ist ein wirkungsvolles Verfahren, um Stickoxidemissionen bereits während des Verbrennungsvorganges zu minimieren. Derartige Verbrennungssysteme neigen jedoch aufgrund mangelnder akustischer Dämpfungseigenschaften zu thermoakustischen Instabilitäten, also einer resonanten Kopplung von un stetiger Wärmefreisetzung und am Brennkammeraustritt reflektierter Schallwellen. Die sich dadurch ausbildenden akustischen Moden führen zu erhöhten Lärmemissionen bis hin zu Schäden am Triebwerk.

Eine zeitliche Änderung der Wärmefreisetzung bedingt eine zeitliche Änderung der Dichte und diese kann aufgrund der sich ändernden optischen Weglänge berührungslos, mittels Interferometer bestimmt werden. So wurde bereits in vorhergegangenen Arbeiten am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik gezeigt, dass es mittels herkömmlicher, eigentlich zur Messung von Oberflächenschwingungen entwickelter Laservibrometer möglich ist, Dichteänderungen in triebwerksrelevanten Flammen qualitativ zu erfassen. Aufbauend auf diesen Erkenntnissen wurden die dichtebeeinflussenden Größen in hochturbulenten Verbrennungssystemen analysiert und Algorithmen aus den bereits bekannten thermodynamischen Zusammenhängen entwickelt, um globale und lokale Wärmefreisetzungssoszillationen aus den mittels Laservibrometer erfassten Dichteoszillationen zu berechnen.

Diese Algorithmen konnten an einer offenen vorgemischten, mageren und drallstabilisierten Methanflamme anhand von Referenzdaten aus OH*-Chemilumineszenzmessungen erfolgreich validiert werden. Auch wurden bereits bekannte Unzulänglichkeiten der OH*-Chemilumineszenz bei der Erfassung lokaler Daten bestätigt. Aufgrund der hohen Empfindlichkeit moderner Laservibrometer, konnte auch die Schallabstrahlung im Nahbereich der offenen Flamme visualisiert werden.

Um derartige orts aufgelöste Messungen mit herkömmlichen Laservibrometern durchführen zu können ist es notwendig, die Flamme punktw eise mit hoher Auflösung zu scannen (Abrastern). Das führt einerseits zu beträchtlichen Messdauern von bis zu zwölf Stunden je Betriebspunkt, weiters stehen aufgrund der fehlenden zeitlichen Korrelation der Messpositionen keine instationären Daten des Messfeldes zur Verfügung. Um eine praktikable Lösung zu finden, wurde in einem Kooperationsprojekt mit der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik der Technischen Universität Dresden, parallel zu den in Graz durchgeführten Untersuchungen, ein bildgebendes Laservibrometer entwickelt. Dieses auf einer Hochgeschwindigkeitskamera basierende System ermöglicht es, den gesamten Flammbereich mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung synchron zu erfassen, wodurch sich die Messdauer auf einige Minuten reduzieren lässt. Zusätzlich können aufgrund der räumlich und zeitlich korrelierten Erfassung des Messvolumens auch zeitaufgelöste Dichteänderungen erfasst und dargestellt werden.

Mit den bereits entwickelten Algorithmen wurde dieses System an einem Modellbrenner mit transparenter Brennkammer getestet. Dabei zeigte sich, dass bei aufgesetzter Brennkammer der sich den lokalen Dichteänderungen überlagernde konvektive Transport von Dichtegradienten nennenswert zu der vom Interferometer bestimmten Gesamtänderung der Dichte beiträgt. In diesem Fall ist eine quantitative Berechnung von Wärmefreisetzungssoszillationen nicht mehr möglich, sehr wohl jedoch können Dichteoszillationen bestimmt werden, welche sich schlussendlich als ursächlich für thermoakustische Phänomene zeigen.

Aufgrund der hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung und der Möglichkeit Dichteänderungen auch außerhalb der Reaktionszone zu erfassen, liefert das neu entwickelte Messsystem mit den entsprechenden Algorithmen ein potentes Verfahren für die Entwicklung schadstoffarmer Verbrennungssysteme und die Untersuchung von Verbrennungsphänomenen.

Abstract

The ambitious goals for the reduction of emissions harmful to climate, environment and health in aviation as well as in stationary gas turbines represent a major challenge in the development of future combustion systems. Lean and premixed combustion has proven to be an effective way to minimize the production of nitrogen oxide emission during the combustion process. However, such combustion systems are prone to thermoacoustic instabilities. A feedback loop of unsteady heat release and sound waves, reflected at the combustor outlet, causes pressure oscillations, which lead to enhanced noise emissions or even damage of the engine.

A temporal change in heat release leads to changing density and variations in refractive index which can be detected via interferometry. Previous work at the Institute of Thermal Turbomachinery has already shown, that conventional laser vibrometers, originally designed for the measurement of surface vibrations, are capable to qualitatively detect changes of density in engine relevant flames. Based on that knowledge, the aim of the first part in the present work was, to analyze density altering effects in highly turbulent combustion systems. With well-known thermodynamic relations algorithms were developed, in order to calculate global and local heat release oscillations from the raw data of laser vibrometer measurements.

These algorithms were successfully validated on a premixed, lean and swirl-stabilized methane flame with OH^* -chemiluminescence measurements as a reference. Also, known shortcomings of OH^* -chemiluminescence in the recording of local data were confirmed. Due to the high sensitivity of laser vibrometers, sound waves radiated from the open flame could be visualized.

In order to carry out such measurements with conventional laser vibrometers, the flame must be scanned pointwise with high resolution. This leads to considerable measuring times, up to twelve hours per operation point. In addition, due to lack of temporal correlation of the measurement points, no unsteady data is available. In order to find a practicable solution for this problem, a full-field vibrometer was developed in a cooperation project at the Chair of Measurement and Sensor System Techniques at Technische Universität Dresden, in parallel with the tests carried out in Graz. The high-speed camera-based systems enables to record the whole flame synchronously with high temporal and spatial resolution, hence the measurement time can be reduced to a few minutes. In addition, due to the spatiotemporal correlated recording of the measurement volume, time resolved changes in density can also be visualized.

The system was tested on a model burner with a transparent combustion chamber. It was found, that in case of the confined flame the convective transport of density gradients which is superimposed to local density changes, has a significant contribution to the overall changes in density detected by the interferometer. In this case a quantitative calculation of heat release oscillations is no longer possible, but density oscillations still can be determined, which ultimately prove to be the cause of thermoacoustic phenomena.

Due to the high spatiotemporal resolution and the possibility to record density changes outside the reaction zone, the newly developed measurement system with the appropriate algorithms provides a powerful method for the development of low-pollution combustion systems and the investigation of combustion phenomena.

Inhalt

1	Motivation und Zielsetzung der Arbeit	1
2	Einleitung	3
2.1	Wärme­kraft­ma­schin­en, Emis­sio­nen und schadstoffarme Verbrennung.....	3
2.1.1	Gasturbinen	3
2.1.2	Emissionen	3
2.1.3	Verbrennungsin­stabi­li­tä­ten.....	5
2.2	Überblick über Verfahren zur experimentellen Erfassung von Wärmefreisetzung und Verbrennungsin­stabi­li­tä­ten.....	8
2.2.1	Druckmessungen	8
2.2.2	Chemilumineszenz	8
2.2.3	Fluoreszenz.....	9
2.2.4	Dichtedetektion.....	10
2.2.4.1	Visualisierung von Dichtegradienten mittels Schlierenfotografie.....	10
2.2.4.2	Messung von Dichtegradienten mittels Hintergrundschlieren-Methode.....	11
2.2.4.3	Interferometrische Messung von Dichtefluktu­a­tionen	12
2.2.5	Vorangegangene Arbeiten zur interferometrischen Detektion von Dichteschwankungen.....	13
2.2.5.1	Nichtreaktive Strömungen.....	13
2.2.5.2	Reaktive Strömungen	14
2.3	Aufgabenstellung: die quantitative Messung lokaler Dichte- und Wärmefreisetzungssoszillationen mittels bildgebender heterodyner Interferometrie.....	15
3	Grundlagen turbulenter Verbrennungssysteme.....	16
3.1	Aerodynamische Flammenstabilisierung	16
3.2	Grundsätzliche Mechanismen thermoakustischer Instabilitäten	18
4	Interferometrie	21
4.1	Grundprinzipien der Interferometrie	21
4.1.1	Interferometrische Weg- und Geschwindigkeitsmessung	21
4.1.2	Heterodyne Interferometrie: Laservibrometer.....	23
4.2	Von der Brechzahl über die Dichte zur Wärmefreisetzung und deren Schwankungen.....	26
4.2.1	Bestimmung der Dichte aus dem Brechungsindex.....	26
4.2.2	Bestimmung von Fluktu­a­tionen der Wärmefreisetzung aus Dichteschwankungen	29
4.2.2.1	Abschätzung der Größenordnungen der dichtebeeinflussenden Terme	29
4.2.2.2	Ermittlung der Schwankungsgrößen	31
4.3	Funktionsweise und Aufbau des bildgebenden heterodynen Interferometers.....	34
4.3.1	Laser	34
4.3.2	Referenzstrahl.....	34
4.3.3	Objektstrahl	36

4.3.4	Kamera	36
4.3.5	Bestimmung des Momentanwertes der Frequenz.....	37
5	Unterstützende Signalverarbeitung und Messtechniken	38
5.1	Abel-Transformation	38
5.2	Frequenzanalyse	39
5.3	Kreuzkorrelation.....	40
5.4	Chemilumineszenz-Messungen.....	41
5.4.1	Grundlegendes zur Chemilumineszenz	41
5.4.2	Chemilumineszenz in der Flammendiagnose.....	43
5.4.2.1	Flächige Aufzeichnung der OH*- und CH*-Chemilumineszenz mittels bildverstärkter Kamera	44
5.4.2.1.1	Versuchsaufbau	45
5.4.2.1.2	Signalverarbeitung.....	46
5.4.2.2	Erfassung der globalen OH*-Chemilumineszenz mittels Photomultiplier.....	48
5.4.2.2.1	Versuchsaufbau	48
5.4.2.2.2	Signalverarbeitung.....	49
5.4.3	Spektroskopische Bestimmung der Zusammensetzung von Verbrennungsprodukten..	50
5.4.3.1	Versuchsaufbau	50
5.4.3.2	Signalverarbeitung.....	51
5.5	Bestimmung der mittleren Dichte: Hintergrundschlieren-Methode.....	53
5.5.1	Grundlagen	53
5.5.2	Versuchsaufbau	54
5.5.3	Signalverarbeitung.....	55
6	Aufbau der Methanbrenner und des Verbrennungsprüfstandes	58
6.1	Sirene.....	58
6.2	Brenner I.....	59
6.3	Brenner II	61
6.4	Aufbau des Verbrennungsprüfstandes.....	62
7	Datenanalyse und Anwendung des Einpunkt-Laservibrometers (LIV).....	64
7.1	Versuchsaufbau	64
7.2	Signalverarbeitung.....	66
7.2.1	Frequenzanalyse und Bestimmung der relativen Phasenbeziehung der Messpositionen	66
7.2.2	Bestimmung der Wärmefreisetzungszillationen	68
7.3	Experimentelle Untersuchungen	72
7.3.1	Quantitative Bestimmung der Wärmefreisetzungszillationen einer offenen Flamme an Brenner I.....	72
7.3.1.1	Globale Daten.....	76
7.3.1.2	Lokale Daten	79

7.3.1.3	Messabweichungen.....	82
7.3.1.3.1	Systematische Abweichungen.....	82
7.3.1.3.2	Zufällige Messabweichungen.....	85
7.3.1.4	Zusammenfassung der Ergebnisse.....	87
7.3.2	Bestimmung des Schallfeldes im Nahbereich einer offenen Flamme an Brenner I.....	88
7.3.2.1	Grundlegendes.....	88
7.3.2.2	Versuchsaufbau.....	89
7.3.2.3	Darstellung des Schallfeldes.....	90
7.3.2.4	Zusammenfassung der Ergebnisse.....	93
8	Datenanalyse und Anwendung des bildgebenden Laservibrometers (CLIV).....	94
8.1	Versuchsaufbau.....	94
8.2	Signalverarbeitung.....	95
8.2.1	Demodulation der Rohdaten, Bestimmung der Frequenzspektren und relativen Phasenbeziehung.....	95
8.2.2	Bestimmung der Wärmefreisetzungszillationen.....	98
8.3	Experimentelle Untersuchungen.....	101
8.3.1	Zeitaufgelöste Messung der Flammenfront während eines Zündvorganges.....	101
8.3.2	Bestimmung der Wärmefreisetzungszillationen einer optisch zugänglichen Brennkammer an Brenner II.....	104
8.3.2.1	Globale Daten.....	106
8.3.2.2	Räumlich-zeitlich korrelierte Daten.....	113
8.3.2.3	Messabweichungen.....	115
8.3.2.3.1	Systematische Abweichungen.....	115
8.3.2.3.2	Zufällige Messabweichungen.....	118
8.3.2.4	Zusammenfassung der Ergebnisse.....	119
9	Zusammenfassung und Ausblick.....	120
10	Literaturverzeichnis.....	123
Anhang	129
A)	Herleitung der Gleichung zur Bestimmung von Dichteänderungen.....	129

Abkürzungen

ADC	Analog-Digital-Konverter (engl. analog-digital-converter)
AOM	akusto-optischer Modulator
a.u.	willkürliche Einheiten (engl. arbitrary units)
BOS	Hintergrundsclieren Methode (engl. background-oriented schlieren technique)
CFD	Strömungssimulation (engl. computational fluid dynamics)
CLIV	bildgebende Laservibrometrie (engl. camera-based laser interferometric vibrometer)
FFT	schnelle Fourier-Transformation (engl. fast Fourier transformation)
FPS	Bildrate (engl. frames per second)
FTF	Flammen Transfer Funktion
FM-DGV	Frequency Modulated Doppler Global Velocimetry
ICCD	bildverstärkte Kamera (engl. intensified charge-coupled device)
LIV	Laservibrometer (engl. laser interferometric vibrometer)
LDS	Leistungsdichtespektrum
LOS	integral entlang des Sehstrahls (engl. line-of-sight)
PLIF	planare Laser-induzierte Fluoreszenz
PM	Photomultiplier
PPM	perfekt vorgemischt (engl. perfectly premixed)
TPM	technisch vorgemischt (engl. technically premixed)
UV	ultraviolett

Formelzeichen

c	[m/s]	Lichtgeschwindigkeit
c_0	[m/s]	Vakuumllichtgeschwindigkeit
c	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
c_0	[m/s]	Schallgeschwindigkeit bei Umgebungsbedingungen
C_p	[J/molK]	spezifische molare Wärmekapazität bei konstantem Druck
C_V	[J/molK]	spezifische molare Wärmekapazität bei konstantem Volumen
e	[C]	elektrische Ladung
e	[J/kg]	spezifische Energie
E	[V/m]	elektrische Feldstärke
f	[1/s]	Frequenz
f_B	[1/s]	Bragg-Frequenz, Trägerfrequenz
f_D	[1/s]	Dopplerfrequenzverschiebung
f_i	[1/s]	Momentanwert der Frequenz
f_i	[-]	Oszillatorenstärke
G	[m ³ /kg]	Gladstone-Dale Konstante
G_z	[kgm/s ²]	axialer Impulsstrom
G_θ	[kgm ² /s ²]	tangentialer Impulsstrom
h	[Js]	Planck'sches Wirkungsquantum
h	[J/kg]	spezifische Enthalpie
I	[W/m ²]	Lichtintensität
k	[rad/m]	Wellenzahl
k_{vib}	[mm/s/V]	Kalibrierfaktor Vibrometer
L_{opt}	[m]	optischer Weg
\vec{j}	[kg/m ² s]	Diffusion
L_p	[dB]	Schalldruckpegel

m	$[-]$	Modulationsgrad
m	$[\text{kg}]$	Masse
\dot{m}	$[\text{kg/s}]$	Massenstrom
m_e	$[\text{kg}]$	Elektronenmasse
M	$[\text{kg/mol}]$	molare Masse
n	$[-]$	Brechungsindex
n	$[\text{mol/m}^3]$	Stoffmengenkonzentration
\dot{n}	$[\text{mol/m}^3\text{s}]$	zeitl. Änderung der Stoffmengenkonzentration
Nu	$[-]$	Nusselt-Zahl
OPL	$[\text{m}]$	optische Weglänge
p	$[\text{Pa}]$	Druck
P_{th}	$[\text{kW}]$	thermische Leistung
\bar{q}	$[\text{W/m}^2]$	Wärmestromdichte
\dot{q}_v	$[\text{W/m}^3]$	volumetrische Wärmefreisetzungsrate
R	$[\text{J/molK}]$	molare Gaskonstante
s	$[\text{J/kgK}]$	spezifische Entropie
S	$[-]$	Drallzahl
S_L	$[-]$	Blocklänge
S_R	$[\text{s}^{-1}]$	Abtastrate
t	$[\text{s}]$	Zeit
T	$[\text{K}]$	Temperatur
T	$[-]$	Transmission
u	$[\text{m/s}]$	Geschwindigkeit
U	$[\text{V}]$	Spannung
V	$[-]$	Verstärkung
V	$[\text{m}^3]$	Volumen
x	$[\text{m}]$	Weg
Y_n	$[\text{kg/kg}]$	Massenanteil
α	$[\text{W}/(\text{m}^2\text{K})]$	Wärmeübergangskoeffizient
ϵ_0	$[\text{As/Vm}]$	elektrische Feldkonstante
κ	$[-]$	Isentropenexponent
λ	$[\text{m}]$	Wellenlänge des Lichts
λ	$[\text{W}/(\text{mK})]$	Wärmeleitfähigkeit
μ	$[\text{J/mol}]$	chemisches Potential
ν	$[\text{1/s}]$	Frequenz (elektromagnetische Welle)
ν_i	$[-]$	Molanteil
ρ	$[\text{m}^3/\text{kg}]$	Dichte
τ	$[\text{s}]$	Periodendauer
τ_{ij}	$[\text{N/m}^2]$	viskoser Spannungstensor
φ	$[\text{rad}]$	Phasenwinkel
ϕ	$[-]$	Äquivalenzverhältnis
ω	$[\text{1/s}]$	Kreisfrequenz
$\dot{\omega}$	$[\text{kg/m}^3\text{s}]$	volumetrische chemische Produktionsrate

1 Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Die drastische Reduktion von Schadstoffemissionen und Lärm bei gleichzeitig maximalem Wirkungsgrad stellt mehr denn je die entscheidende Herausforderung bei der Entwicklung moderner Gasturbinen sowohl für den Luftverkehr als auch für stationäre Aggregate in der Energiewirtschaft dar. Neben einer Reglementierung schädlicher Verbrennungsprodukte fordert die Gesetzgebung insbesondere bei Flugtriebwerken eine dramatische Verringerung der Lärmemissionen (Leylekian, et al., 2014). Stetige Weiterentwicklung von Fan, Verdichter und Turbine, gepaart mit der Neigung moderner stickoxidarmer Brennkammern zu Verbrennungsinstabilitäten führen dazu, dass der Verbrennungslärm einen gewichtigen Teil am Gesamtlärm derartiger Flugtriebwerke beiträgt (Dowling & Yasser, 2015). Die aufgrund unstetiger Wärmefreisetzung hervorgerufenen Druckpulsationen in der Brennkammer können im Resonanzfall hohe Amplituden erreichen und somit nicht nur zu erhöhten Lärmemissionen, sondern auch zu erhöhtem Bauteilverschleiß, bis hin zum Ausfall von Komponenten führen. Die hohe Komplexität dieser thermoakustischen Phänomene erschließt sich immer noch nicht der vollständigen Erfassung durch numerische Simulationen. Somit stellt die experimentelle Untersuchung von Verbrennungssystemen einen zentralen Teil bei der Entwicklung neuer Brennkammern dar. Entgegen der integralen Erfassung von Oszillationen liefern orts aufgelöste Daten wichtige Informationen über den Ursprungsort und Entstehungsmechanismen von Instabilitäten, denen bei der Auslegung von Verbrennungssystemen entgegenzuwirken ist. Somit bieten neuartige Messverfahren, die es ermöglichen räumlich-zeitlich korrelierte Daten mit hoher Präzision aufzuzeichnen und zu evaluieren, wichtige Werkzeuge in der Forschung und Entwicklung an zukünftigen, emissionsarmen Verbrennungssystemen.

Ein derartiges Verfahren bietet die laseroptische Erfassung von Dichtefluktuationen instabiler Verbrennungssysteme, welches erstmals am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik an der Technischen Universität Graz in den beiden FWF geförderten Projekten P19955-N19 (2008) und P24096-N24 (2012) untersucht wurde. In beiden Arbeiten wurden mit herkömmlichen Einpunkt-Laservibrometern Dichtefluktuationen aufgrund fluktuierender Wärmefreisetzung integral, entlang des durch den Laserstrahl gebildeten Messvolumens, bestimmt. Durch punktwises Scannen (Abrastern) der Reaktionszone mittels Laserstrahl und anschließender phasenrichtiger Summenbildung ist es so möglich, globale Informationen zu Dichteschwankungen im gesamten Flambereich zu erhalten. Stehen zusätzlich Geschwindigkeitsdaten am Brenneraustritt zur Verfügung, kann die Flammentransferfunktion (FTF), also die frequenzabhängige Verstärkung oder Dämpfung von Störungen innerhalb der Brennkammer, berechnet werden. Um Messunsicherheiten zu minimieren, muss die Aufzeichnung mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung erfolgen. Da die Reaktionszone mit herkömmlichen Einpunkt-Laservibrometern nur durch punktwises Scannen erfasst werden kann, liegt die typische Messdauer im Bereich von etwa zehn bis zwölf Stunden. Außerdem ist bei einem scannenden Verfahren keine räumlich und zeitlich korrelierte Erfassung der Messdaten durchführbar, womit nur phasenrichtig gemittelte Daten periodischer Vorgänge, jedoch keinerlei instationäre Phänomene untersucht werden können.

Die vorliegende Arbeit stellt die an der Technischen Universität Graz erarbeiteten Resultate eines D-A-CH Lead Agency Kooperationsprojekts der TU-Graz (FWF P24096-N24) und der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik an der Technischen Universität Dresden (DFG CZ55/33-1) dar. Ziel der Kooperation war einerseits die an der TU-Dresden durchgeführte Entwicklung eines bildgebenden Laservibrometers durch die Kombination von Hochgeschwindigkeitskameratechnik mit heterodyner Interferometrie und weiters die Erarbeitung von Algorithmen und deren Validierung zur quantitativen Bestimmung von Wärmefreisetzungsozillationen aus den interferometrisch bestimmten Dichteoszillationen an der Technischen Universität Graz. Während der Entwicklung des kamerabasierten Systems in Dresden, sollten im Zuge dieser Arbeit die aus der Thermodynamik bekannten Relationen dichtebeeinflussender Größen untersucht werden, um so die Möglichkeiten und limitierenden Faktoren der quantitativen Berechnung von Wärmefreisetzungsozillationen zu erörtern.

Die Validierung der Algorithmen sollte anfangs noch durch scannende Messungen an einer drallstabilisierten Methanflamme mit einem herkömmlichen Laservibrometer durchgeführt werden, welche durch gleichzeitig erfasste OH*-Chemilumineszenzmessungen referenziert werden.

Das parallel an der TU-Dresden entwickelte Messsystem sollte den gesamten Flambereich synchron und mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung erfassen, um so einerseits räumlich-zeitliche Korrelationen zu ermöglichen, und andererseits die Messdauer drastisch zu reduzieren. Nach Fertigstellung eines ersten Prototyps dieses kamerabasierten Laservibrometers (CLIV; engl. camera-based laser interferometric vibrometer), sollte eine Validierung des Systems an einer drallstabilisierten Methanflamme mit adaptierten Algorithmen erfolgen. Schlussendlich sollte das neu entwickelte System die Untersuchung thermoakustischer Phänomene innerhalb kurzer Messzeiten und mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung ermöglichen und damit die Entwicklung zukünftiger schadstoffarmer Verbrennungskonzepte unterstützen.

2 Einleitung

2.1 Wärmekraftmaschinen, Emissionen und schadstoffarme Verbrennung

Die Entwicklung von Apparaturen zur Freisetzung von in Kraftstoffen gebundener chemischer Energie in Form von Wärme und deren Wandlung in mechanische Arbeit in einem weiteren Prozessschritt, hatte unermesslichen Einfluss auf die Entwicklung menschlicher Zivilisation. Parallel zu derartigen Wärmekraftmaschinen, entstand im frühen 18. Jahrhundert mit der Thermodynamik eine wissenschaftliche Disziplin, welche es ermöglichte, die dabei stattfindenden Prozesse mathematisch zu beschreiben. Die beiden daraus abgeleiteten Hauptsätze der Thermodynamik tragen auf ebenso fundamentale Weise zum naturwissenschaftlichen Verständnis weit über die Grenzen unseres Planeten bei.

Geschichtlich betrachtet handelt es sich bei diesen Energiewandlern also um eine relativ neue Technologie. Zwar wurde Überlieferungen zufolge die Expansion von Gasen bei Wärmezufuhr bereits in der Antike im Heronschen Ball genutzt, um durch das Ausströmen von erhitztem Wasserdampf über tangentiale Röhren aus einer drehbar gelagerten Kugel Tempeltüren auf scheinbar magische Weise zu öffnen, das Potential der Apparatur wurde damit allerdings nur bedingt ausgeschöpft (Bräunling, 2004).

Bis zur Erfindung der Dampfmaschine durch den Engländer Thomas Newcomen im Jahre 1712 sollten noch etwa 1700 Jahre vergehen. Mit deren Optimierung durch den weitaus berühmteren James Watt etwa 60 Jahre später, wurde die durch den menschlichen Körper oder von Tieren zur Verfügung gestellte Energie in Arbeitsprozessen schlussendlich immer stärker durch maschinelle Energiewandler ersetzt. Die für den modernen Menschen selbstverständliche Verfügbarkeit elektrischer Energie oder der Transport von Personen und Gütern über den gesamten Erdball innerhalb kürzester Zeit, sind ein Privileg, welches in der Menschheitsgeschichte nur wenigen Generationen vorbehalten blieb und ohne Wärmekraftmaschinen undenkbar wäre.

2.1.1 Gasturbinen

Die Gasturbine als Flugantrieb – welche neben dem Verbrennungsmotor wohl zu dem meist verbreiteten Typ Wärmekraftmaschinen zählt – wurde im Jahr 1932 in England von Sir Frank Whittle und im Jahr 1937 von dem Deutschen Hans Joachim Pabst von Ohain unabhängig voneinander patentiert (Bräunling, 2004). Aufgrund der hohen Ausfallsicherheit, des niedrigen Leistungsgewichtes und der Möglichkeit Flugzeuge auf Überschallgeschwindigkeit zu beschleunigen, entwickelten sich Gasturbinen zum bevorzugten Antriebskonzept in ziviler und militärischer Luftfahrt. Die grundsätzliche Funktionsweise unterscheidet sich dabei nicht von der des Heronschen Balls: gasförmiges Medium wird erhitzt und erfährt aufgrund räumlicher Begrenzung eine Druckerhöhung und in weiterer Folge eine Beschleunigung. Die Impulsänderung zwischen ein- und austretender Luft führt entsprechend dem dritten Newtonschen Axiom zu einer entgegengerichteten Kraft auf das Triebwerk welche das Flugzeug beschleunigt. In stationären Gasturbinen wird der Austrittsimpuls in einer Arbeitsturbine in Rotationsenergie gewandelt, um etwa einen Generator zur Stromerzeugung anzutreiben.

2.1.2 Emissionen

Die technische Umsetzung gestaltet sich dabei natürlich als kompliziert; so sind moderne Gasturbinen hochkomplexe Maschinen, bei deren Entwicklung eine Vielzahl an Grenzwerten physikalischer sowie legislativer Natur zu berücksichtigen sind. Insbesondere die Reduktion von Kohlenstoffdioxid- (CO_2), Stickoxid- (NO_x), Partikel- (Feinstaub) und Lärmemissionen sowie unverbrannter Kohlenwasserstoffe (HC) und Kohlenmonoxid CO sind in Anbetracht der Auswirkungen auf Umwelt und Gesundheit vorrangiges Ziel aktueller Forschungsarbeiten (European Environment Agency, 2019). Während Kohlenstoffdioxid in Umgebungsluft vorkommenden Konzentrationen hauptsächlich als Treibhausgas in der Erdatmosphäre wirkt und damit zur globalen Erderwärmung beiträgt, jedoch keine toxische Wirkung auf den menschlichen Körper hat, kann das Einatmen von Stickoxiden zu Reizungen der

Atemwege und bei hoher Dosis zur Einschränkung der Lungenfunktion führen. Außerdem trägt bodennahes Stickoxid unter Einfluss von UV-Strahlung zur Ozonbildung bei, wobei Ozon ebenfalls Reizungen der Atemwege und Augen bewirken kann (World Health Organization, 2003). Ähnliches gilt für Partikelemissionen, welche die Atmungsorgane negativ beeinflussen und Allergiesymptome verstärken (World Health Organization, 2003). Unverbrannte Kohlenwasserstoffverbindungen weisen teils karzinogene Eigenschaften auf, Kohlenmonoxid (CO) bindet sehr leicht an Hämoglobin und verhindert so die Sauerstoffaufnahme des Blutes (Bleecker, 2015). Dies nur als vereinfachter Abriss der Auswirkungen von Emissionen aus der Verbrennung von Kohlenwasserstoff unter Luft, also dem dominanten Verbrennungskonzept im Transportwesen und der Energiewirtschaft. Jedoch sollte verdeutlicht werden, dass der unreglementierte Ausstoß von Verbrennungsprodukten langfristig dem Wohl von Mensch und Natur wenig zuträglich ist. Um dem entgegenzuwirken, beschäftigt sich eine Reihe von Organisationen damit, zukünftige Entwicklungen abzuschätzen und entsprechende Emissionsgrenzwerte für den zivilen Flugverkehr festzulegen.

Prognosen der Europäischen Organisation zur Sicherung der Luftfahrt (Eurocontrol, 2018) zufolge, wird sich die Anzahl ziviler Flüge im Jahr 2040 auf über 16 Millionen belaufen. Dies würde eine Steigerung von 53% bezogen auf das Jahr 2017 bedeuten (Eurocontrol, 2018). Um den unausweichlichen Folgen entgegenzuwirken, wurden durch die Technologieplattform Advisory Council for Aeronautics Research in Europe (ACARE) und einer Kooperation der europäischen Kommission und den europäischen Luftfahrtunternehmen (Clean Sky) Ziele für die Reduktion von Emissionen für das Jahr 2020, bezogen auf das Jahr 2000, festgesetzt (Clean Sky, 2008). Das Clean Sky 2 Programm liefert die Grundlage für die in einer Kooperation aus europäischer Kommission und ACARE entwickelte Agenda Flightpath 2050, welche eine drastische Reduktion von CO₂, Stickoxiden und Lärm vorsieht (European Commission, 2011). Auch sollten sich Flugzeuge emissionsfrei am Rollfeld bewegen und am Ende ihrer Lebensdauer recyclebar sein. Eine Zusammenfassung der Emissionsziele findet sich in Tabelle 1.

Tabelle 1: Ziele für die Reduktion der Emissionen von Flugantrieben bis 2020 (Clean Sky, ACARE) (Clean Sky, 2008) und 2050 (Flightpath 2050) (European Commission, 2011).

	CO ₂ [%]	NO _x [%]	Lärm [EPNdB]
2000	Referenz	Referenz	Referenz
Clean Sky (2020)	-14 ÷ -20	-60 ÷ -80	-16 ÷ -20
ACARE (2020)	-20	-80	-20
Flightpath 2050	-75	-90	-65

Die Überführung solcher Beschlüsse von der ersten Konzeptphase bis hin zur Serienreife für den Flugverkehr zugelassener Komponenten stellt eine enorm anspruchsvolle und auch interessante Aufgabe dar und kann nur durch eine gesamtheitliche Betrachtung des Flugzeuges ermöglicht werden (Grönstedt, et al., 2016). Für die Triebwerksforschung führt die teils gegenläufige Entwicklung bestimmter Emissionen zu einem Zielkonflikt, der nicht im eigentlichen Sinne lösbar ist, sondern lediglich eine optimierte Kompromisslösung zulässt. So können CO₂ Emissionen unter anderem durch einen möglichst hohen thermodynamischen Wirkungsgrad und hohe spezifische Leistung (geringes Triebwerksgewicht) reduziert werden. Als thermodynamischer Vergleichsprozess wird hierfür der verlustbehaftete Joule Prozess herangezogen, welcher besagt, dass obige Ziele einerseits durch ein hohes Druckverhältnis der Verdichterstufen und andererseits durch hohe Verbrennungstemperaturen erreicht werden können (Bräunling, 2004). Dies jedoch führt zur Entstehung von thermischem Stickstoffmonoxid (NO), welches den dominanten Beitrag an Stickoxiden in konventionellen, luftatmenden Wärmekraftmaschinen unter Verwendung von Kraftstoffen ohne nennenswerte Mengen an gebundenen Stickstoff liefert. Dabei reagiert der molekulare Stickstoff der Umgebungsluft mit Sauerstoffradikalen und formiert entsprechend dem Zeldovich-Mechanismus Stickstoffmonoxid. Die hohe Aktivierungsenergie der Reaktion bedingt dabei einen exponentiellen Anstieg der NO-Emissionen mit der Flammentemperatur. Eine detaillierte Zusammenfassung der Reaktionskinetik findet sich unter anderem in (Gokulakrishnan & Klassen, 2013).

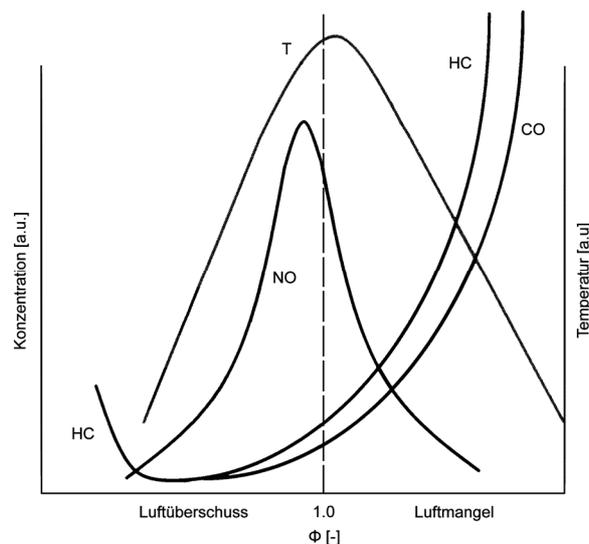


Abbildung 1: Qualitativer Verlauf von Schadstoffkonzentrationen und Temperatur über dem Äquivalenzverhältnis nach (Lieuwen & Yang, 2013).

Da entgegen land- bzw. seegebundener Fahrzeuge sowie bei industriellen Anlagen eine Abgasnachbehandlung für Flugtriebwerke aufgrund des Zusatzgewichts eines solchen Systems und den hohen Strömungsgeschwindigkeiten und Massenströmen praktisch nicht umsetzbar ist, muss die Entstehung von Stickoxiden bereits im Verbrennungsprozess vermieden werden. Dies kann einerseits durch kurze Verweilzeit der Rauchgase in heißen Bereichen der Brennkammer und andererseits durch ein geeignetes Äquivalenzverhältnis erreicht werden (Lieuwen & Yang, 2013). Wie in Abbildung 1 ersichtlich, weisen die NO-Emissionen im leicht mageren Bereich aufgrund der freien Sauerstoffmoleküle ein Maximum auf, jedoch zeigt sich ein starker Abfall im fetten bzw. mageren Bereich. Somit bieten sich zwei Verfahren an: einerseits die gestufte Fett-Mager Verbrennung, hier wird der Kraftstoff zuerst unter Luftmangel vorverbrannt, um schlussendlich durch Beimengen zusätzlicher Luft vollständig zu oxidieren (auf dieses Verfahren wird im Zuge dieser Arbeit nicht weiter eingegangen). Die zweite Möglichkeit bietet die vorgemischte Magerverbrennung: Kraftstoff und Luft werden dabei vor der primären Reaktionszone möglichst homogen vermischt, um auch lokalen Luftüberschuss garantieren zu können und somit lokaler Stöchiometrie und lokalen Temperaturspitzen wie sie in Diffusionsflammen vorkommen vorzubeugen. Dabei führt die Erwärmung des überschüssigen Sauerstoffes und der Inertgase – aufgrund der Zusammensetzung atmosphärischer Luft größtenteils Stickstoff – zu der erwünschten Temperaturreduktion. Ein Überblick über beide Verfahren zur Reduktion von Stickoxiden findet sich etwa in (Sattelmayer, 2003).

2.1.3 Verbrennungsinstabilitäten

Verbrennungssysteme nahe an der Magerlöschgrenze neigen jedoch verstärkt zu Flammeninstabilitäten: bereits geringe Schwankungen in den Luft- und/oder Kraftstoffpfaden oder Inhomogenitäten im Strömungsfeld können massive Schwankungen der Wärmefreisetzung und damit Druckfluktuationen verursachen. Kommt es zu thermoakustischen Resonanzen, regen diese Druck- bzw. Dichtefluktuationen die akustischen Eigenmoden der Brennkammer an, welche bei geeigneter Phasenlage wiederum die Verbrennungsinstabilitäten weiter verstärken und somit die Rückkopplungsschleife schließen. Dieser Effekt lässt sich durch Zufuhr von Kühlluftströmung an den Wänden der Brennkammer und damit einer hohen akustischen Dämpfung abschwächen, in modernen Magerbrennkammern wird jedoch ein Großteil der verfügbaren Luft bereits in der Primärzone benötigt, um die geforderte Temperaturreduktion zu erreichen (Sattelmayer, 2003).

Die dabei auftretenden Druckpulsationen können bei entsprechend hohen Amplituden zu vorzeitigem Bauteilverschleiß oder gar Ausfall von Triebwerkskomponenten, verursacht durch Schwingungen und

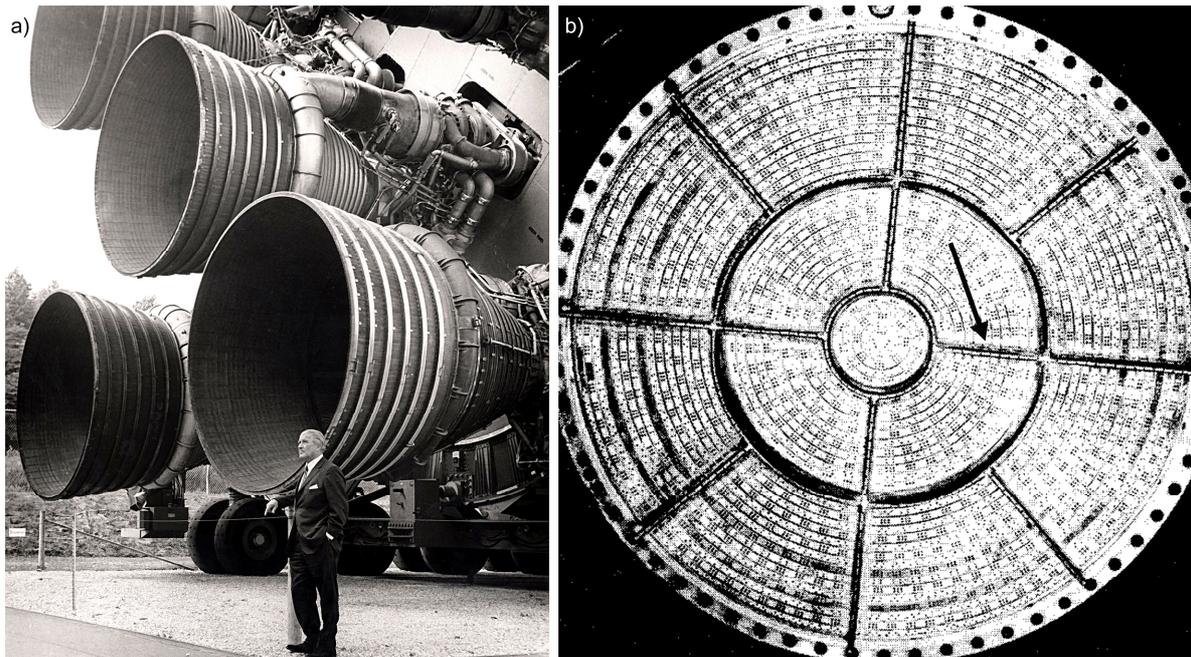


Abbildung 2 a) Werner von Braun vor den fünf F-1 Triebwerken der ersten Stufe der Saturn V Rakete (NASA, 2019 a). **b)** Durch Einschweißen sogenannter baffle plates am Injektor des F-1 Triebwerkes, gelang es nach aufwändigen Versuchen thermoakustische Instabilitäten zu verhindern. Ohne diese Maßnahmen wäre die erfolgreiche Durchführung der Apollo Missionen wohl nicht möglich gewesen (Oefelein & Yang, 1993).

erhöhtem Wärmeübergang, führen. Aufgrund der hohen Energiedichte in Brennkammern können dabei enorme Druckamplituden erreicht werden. So traten etwa in dem F-1 Flüssigraketentriebwerk, der ersten Raketstufe der Saturn V Rakete des amerikanischen Apollo Mondlandeprogramms, Druckpulsationen auf, deren Amplituden den mittleren Brennkammerdruck von teils 140 bar im Frequenzbereich von ca. 200 - 500 Hz erreichten. Der Kraftstoffmassenstrom jedes einzelnen der fünf verbauten Triebwerke betrug ca. 2700 kg/s bei einem Schub von je 6770 kN, somit ist das F-1 Raketentriebwerk das größte jemals gebaute Einzeltriebwerk. Die Verbrennungsinstabilitäten konnten nur unter hohem Aufwand heuristisch gelöst werden. Von insgesamt 3200 Tests des Gesamttriebwerks waren allein etwa 2000 notwendig, bis die transversalen Druckpulsationen durch eingeschweißte Bleche, so genannte „baffle plates“ (Abbildung 2 b)), am Injektorausstritt ausreichend gedämpft werden konnten (Oefelein & Yang, 1993) (engl. to baffle, dt. dämpfen; engl. baffle plate, dt. Schallwand, Trennwand, Ablenkblech, Prallwand).

Bei moderaten Druckschwankungen besteht keine unmittelbare Gefahr von Bauteilschädigung, jedoch stellt der erhöhte Verbrennungslärm eine große Herausforderung bei der Einhaltung zukünftiger Schallemissionsgrenzwerte dar.

Die komplexen Kopplungsmechanismen aus einer Reihe von an sich schon sehr fordernden Forschungsgebieten wie in etwa turbulente Strömung, Reaktionskinetik, Akustik und Thermodynamik kombiniert mit einem hohen Maß an Instationarität führen dazu, dass Prognosen zum Stabilitätsverhalten turbulenter Verbrennungssysteme während des Entwicklungsprozesses mittels numerischer Simulationen nur begrenzt und unter großem Aufwand an Rechenleistung und vereinfachten Modellen möglich sind (Lieuwen & Yang, 2005), (Candel, et al., 2014). Eine Vielzahl an Publikationen beschäftigt sich mit der analytischen und numerischen Betrachtung solcher triebwerksrelevanten Flammen, von der Flammendynamik und deren Interaktion mit dem Strömungsfeld, über Schadstoffbildung, bis hin zu akustischen Phänomenen. Eine verlässliche und vollständige Beschreibung des Gesamtsystems liegt allerdings noch nicht vor. Somit stellt die experimentelle Untersuchung von Brennkammern in Hinblick auf Stabilität einen wichtigen Teil im Entwicklungsprozess schadstoffarmer Verbrennungssysteme für Gasturbinen dar.

Hiermit wäre nun endlich der Bogen zu den in dieser Arbeit bearbeiteten Themen gespannt: nämlich der experimentellen, bildgebenden interferometrischen Erfassung von lokalen und globalen Dichtefluktuationen in drallstabilisierten, vorgemischten, mageren Methanflammen und der Berechnung der entsprechenden Wärmefreisetzungsschwankungen in der Reaktionszone bzw. der Visualisierung von Entropiewellen stromab der Reaktionszone. Im ersten Teil der Arbeit werden Methoden zur quantitativen Messung von Wärmefreisetzungsschwankungen mit einem kommerziell erhältlichen Laservibrometer erarbeitet, welches Oszillationen der Dichte des von einem Laserstrahl eingefassten Messvolumens erfasst. In einem weiteren Schritt folgt die Validierung eines in Zusammenarbeit mit der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik an der Technischen Universität Dresden entwickelten, bildgebenden Laservibrometers zur simultanen Messung des gesamten Flambereiches. Bevor im Detail auf die Laservibrometrie und die anderen eingesetzten Messverfahren (Hintergrundsclieren-Methode und Chemilumineszenz) eingegangen wird, gibt das nun folgende Kapitel eine kurze Zusammenfassung gängiger Messtechnik und einen Überblick über die experimentellen Möglichkeiten für die Flammendiagnose.

2.2 Überblick über Verfahren zur experimentellen Erfassung von Wärmefreisetzung und Verbrennungsinstabilitäten

Für die experimentelle Erfassung von Wärmefreisetzung und Flammeninstabilitäten wurde eine Reihe von Messverfahren entwickelt, welche jedoch alle mit teils großen Unsicherheiten und messtechnischem Aufwand verknüpft sind. Zusätzlich stellen die hohen Temperaturen in Brennkammern und die Anforderung, das Strömungsfeld durch eingebrachte Messtechnik möglichst wenig zu beeinflussen, eine große Herausforderung dar. Dieses Kapitel liefert einen kurzen Abriss gängiger Verfahren.

2.2.1 Druckmessungen

Eine der Problemstellung naheliegende Messtechnik ist die Erfassung von Druckpulsationen innerhalb der Brennkammer bzw. in deren Zu- und Abströmung mittels Drucksensoren. Aufgrund der hohen Temperaturen sind gekühlte Sensoren notwendig, die, um die Strömung nicht zu beeinflussen, plan zu den Brennkammerwänden und den strömungsführenden Kanälen montiert werden. Die spezifischen akustischen Moden einer Brennkammer lassen sich aus den Drucksignalen von mindestens zwei in der Brennkammer montierten Sensoren ermitteln.

Ist lediglich das dynamische Gesamtverhalten des Verbrennungssystems von Interesse, können die komplexen Vorgängen innerhalb der Brennkammer durch ein geschlossenes System ohne innere Struktur (engl. blackbox) abstrahiert werden, deren Ausgang über eine Übertragungsmatrix mit dem Eingang gekoppelt ist (Paschereit, et al., 2002). Durch die Messung von Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen am Ein- und Austritt der Brennkammer mit der Multimikrofon-Methode kann so eine Übertragungsfunktion in Form von frequenzabhängigen Amplituden- und Phasenverläufen bestimmt werden (Peterleithner, et al., 2016 c).

Lokale Informationen über die Position der Schallquellen innerhalb der Brennkammer und deren Intensität können mittels Mikrophon Arrays und akustischer Nahfeldholographie ermittelt werden (Pfeifer, et al., 2009).

2.2.2 Chemilumineszenz

Bei optischer Zugänglichkeit der Brennkammer wird Chemilumineszenz – also die Lichtemission angeregter Radikale, welche als Zwischenprodukte des Verbrennungsvorganges entstehen – genutzt, um Informationen über die Wärmefreisetzung zu erlangen. Nach (Hardalupas & Orain, 2004) weisen die Intensitäten der schmalbandigen Emissionen des Hydroxyl-Radikals OH^* (bei einer Wellenlänge von 310 nm) und des CH^* -Radikals (430 nm) bzw. der breitbandige CO_2 Untergrund eine Proportionalität zur Wärmefreisetzung auf. In Abbildung 3 ist eine in dieser Arbeit entstandene zeitlich gemittelte OH^* -Chemilumineszenz Aufnahme eines drallstabilisierten Methanbrenners abgebildet. Weitere Untersuchungen durch (Ayoola, et al., 2006) und (Lauer, 2011) kommen zu dem Ergebnis, dass im Falle turbulenter Flammen zwar die volumenintegralen Schwankungen im gesamten Reaktionsbereich mittels OH^* -Chemilumineszenz erfasst werden können aber aufgrund der Beeinflussung des chemischen Reaktionspfades durch lokale Dehnungsrate und Turbulenz im Strömungsfeld kein linearer Zusammenhang zwischen Intensität der lokalen Strahlungsemission und lokaler Wärmefreisetzung besteht. Zusätzlich weist die Intensität der Chemilumineszenz noch eine starke Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis (Lee & Santavicca, 2003) und Druck (Higgins, et al., 2001) auf. Demnach können mittels Chemilumineszenzmessungen zwar integrale Schwankungsamplituden (über das gesamte Reaktionsgebiet gemittelt) erfasst werden, Informationen über lokale Wärmefreisetzungsschwankungen sind in brennkammerrelevanten, turbulenten Flammen jedoch nicht zuverlässig.

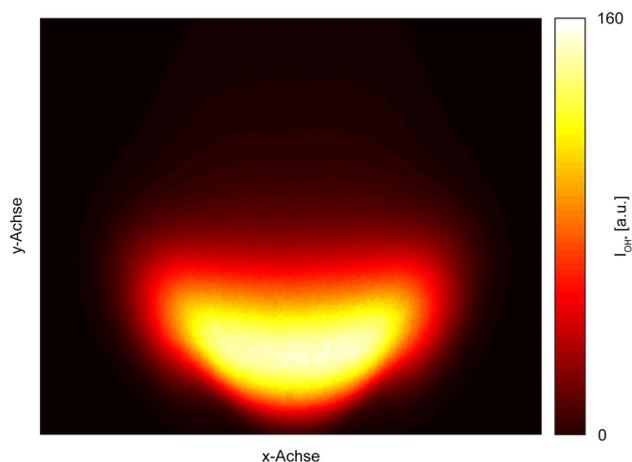


Abbildung 3: Zeitlich gemittelte OH*-Chemilumineszenz Aufnahme, an dem in Kapitel 6.3 beschriebenen Brenner II ohne Brennkammer durchgeführt.

2.2.3 Fluoreszenz

Werden Moleküle entsprechend ihrer Absorptionslinie mit monochromatischem Laserlicht angeregt, kommt es beim Zurückfallen des Elektrons auf das Grundniveau ebenfalls zur Emission von Licht. Die mittels einer Kamera gemessene Intensität der Emission ist wiederum proportional zur Konzentration der angeregten Spezies. Werden mit diesem Verfahren der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) Verbrennungszwischenprodukte im Bereich der Flammenfront angeregt, ist es möglich deren Konzentration und damit die Wärmefreisetzung in einer Flamme zu bestimmen. Laut einer Arbeit von (Najm, et al., 1998) weist dabei vor allem das Auftreten von Formyl (HCO) als Zwischenprodukt bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen eine sehr gute Korrelation mit der chemischen Umsetzung des Kraftstoffes in der Flamme auf. Durch Anwendung eines planaren Laserschnitts (planare Laser induzierte Fluoreszenz, PLIF) und eines gepulsten Lasers, lassen sich auch lokale Konzentrationen mit hoher Genauigkeit ermitteln. Aufgrund der hohen zeitlichen Auflösung können damit auch instationäre Vorgänge, wie in etwa Momentaufnahmen der Flammenfront erstellt werden (Li, et al., 2010). Bei zeitlicher Mittelung von getriggerten Aufnahmen hochgradig instationärer Flammen, wie sie in Verbrennungsmotoren auftreten, kann eine mittlere Flammenposition bestimmt werden. Abbildung 4 a) zeigt die gemittelte Fluoreszenz des OH*-Radikals in einem wasserstoffbetriebenen Verbrennungsmotor mit Direkteinblasung. Das Bild wurde der Dissertation von Dipl.-Ing. Dr. Kirchweger entnommen (Kirchweger, 2007). Rötliche Bereiche zeigen hier eine hohe

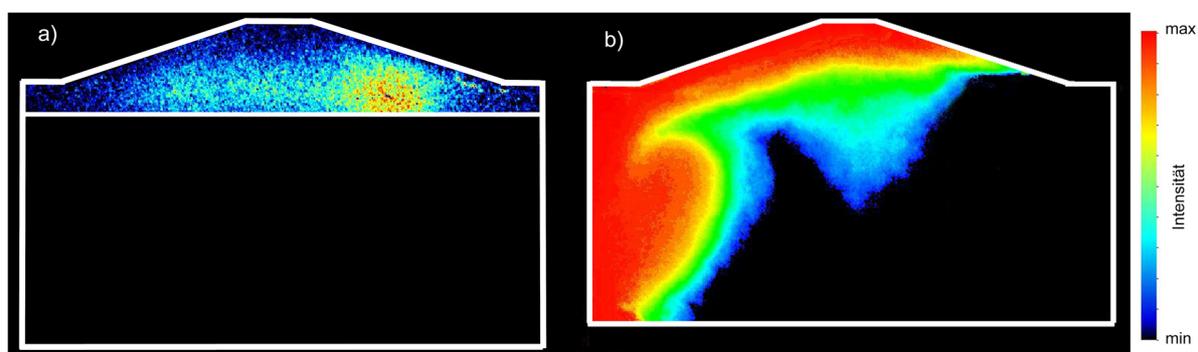


Abbildung 4: a) Gemittelte laserinduzierte Fluoreszenz des während des Verbrennungsvorganges entstehenden OH*-Radikals. Die Mittelung erfolgte über 50 Einzelaufnahmen eines mit Wasserstoff gefeuerten Verbrennungsmotors. Rötliche Bereiche zeigen eine hohe OH*-Konzentration und damit Bereiche hohen Kraftstoffumsatzes an (Kirchweger, 2007). b) Visualisierung der Gemischbildung durch die Fluoreszenz des dem Kraftstoff beigemengten Triethylamin Tracers (Kirchweger, et al., 2006).

OH*-Konzentration und damit hohen Kraftstoffumsatz. Durch Anregung von Molekülen oder Tracern in einem Strömungsfeld können durch LIF auch Strömungsvorgänge visualisiert werden. In einer Publikation von Kirchweger et al. (Kirchweger, et al., 2006) wurde die Gemischbildung in Wasserstoff Verbrennungsmotoren mit Direkteinblasung untersucht, indem dem Kraftstoff Triethylamin ($N(CH_2CH_3)_3$ (TEA)) beigemischt wurde. Die gemessene Emission ist proportional der Kraftstoffkonzentration, somit kann in weiterer Folge das Kraftstoff/Luftverhältnis berechnet werden (Abbildung 4 b)).

2.2.4 Dichtedetektion

Einen anderen Ansatz zu den oben beschriebenen Methoden zur Verbrennungsdiagnostik bieten sowohl die optische Detektion von zeitlichen Dichtefluktuationen in Fluiden mittels Laserinterferometern als auch die Visualisierung räumlicher Dichtegradienten durch Schlierenverfahren. Beiden Methoden zugrundeliegend ist die Gladstone-Dale Relation (siehe Kapitel 4.2.1), welche es ermöglicht einen direkt proportionalen Zusammenhang zwischen dem Brechungsindexfeld und dessen ursächlichem Dichtefeld herzustellen.

2.2.4.1 Visualisierung von Dichtegradienten mittels Schlierenfotografie

Dichtegradientenfelder führen aufgrund der räumlichen Änderung der Lichtgeschwindigkeiten zu einer Ablenkung (Brechung, Refraktion) der Lichtstrahlen. Zur Visualisierung dieser Gradientenfelder wird eine punktförmige Lichtquelle benötigt, welche etwa durch eine mit einer Lampe beleuchteten Lochblende realisiert werden kann. Die divergierenden Lichtstrahlen werden danach mit einer Linse (Abbildung 5, Linse 1) kollimiert und durchlaufen das Messvolumen – in dem sie teilweise gebrochen werden – als Parallelstrahlen. Eine zweite Sammellinse (Linse 2) fokussiert die Parallelstrahlen anschließend, während sich die gebrochenen Strahlen nicht im Brennpunkt der Linse sammeln lassen. Durch eine Blende – z.B. ein schwarzer Fleck auf einer Glasscheibe oder eine Blendenöffnung im Brennpunkt der zweiten Linse – können die Parallelstrahlen daran gehindert werden am Abbildungsschirm zum Bild beizutragen oder sie alleine tragen zur Abbildung bei. Somit wird eine Trennung von gebrochenen und ungebrochenen Lichtstrahlen ermöglicht. Entweder erscheinen die Dichtegradienten im Bild als helle Bereiche auf dunklem Hintergrund (Dunkelfeldmethode, Fleck) oder als dunkle Streifen auf hellem Grund (Hellfeldmethode, Blendenöffnung). Erstmals beschrieben wurde dieses Verfahren durch den Deutschen August Toepler im Jahre 1864. Toepler lehrte von 1869 bis 1875 an der Universität Graz als Professor der Physik, danach war Toepler Professor der Physik und Direktor des Physikalischen Instituts am Polytechnikum in Dresden, der späteren Technischen Universität Dresden. Etwa 20 Jahre später, im Jahre 1886 gelang es den beiden österreichischen Physikern Ernst Mach (der zu dieser Zeit an der Karl-Ferdinands-Universität in Prag forschte und lehrte, danach ab 1895

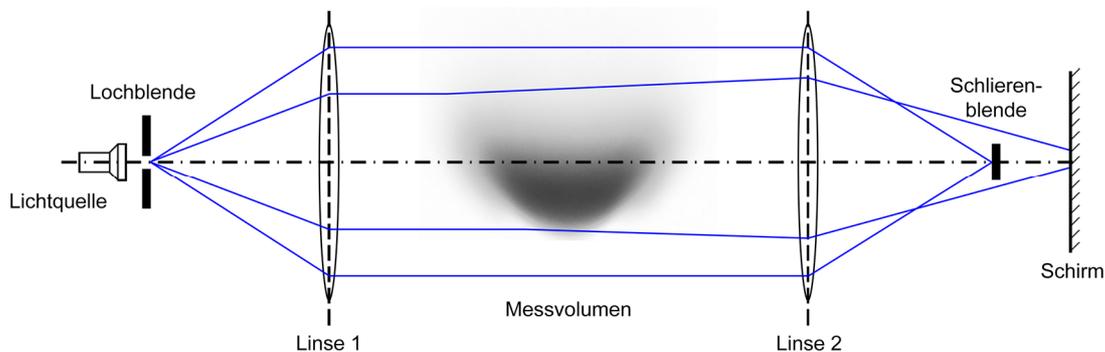


Abbildung 5: Schematischer Aufbau zur Visualisierung von Schlieren in einem Dichtegradientenfeld. Parallelstrahlen, welche das Messvolumen ohne Brechung durchlaufen, werden durch eine Schlierenblende im Fokus von Linse 2 daran gehindert am Schirm abgebildet zu werden, wohingegen die gebrochenen Strahlen an der Schlierenblende vorbei am Schirm abgebildet werden.



Abbildung 6: a) Eine der ersten Aufnahmen der Schockwellen eines Pistolenprojektils mittels Schlierenfotografie (Mach & Salcher, 1887). b) Farbschlieren Aufnahme eines auch in dieser Arbeit untersuchten Brenners (Salcher, 2014). Die vier Farben Rot, Gelb, Grün und Blau geben die Richtungen der jeweiligen Dichtegradienten an (Rot entspricht einer Dichtezunahme nach unten, Grün nach oben, Gelb nach rechts, Blau nach links).

an der Universität Wien) und Peter Salcher (Professor der Physik und Mechanik an der Marineakademie Fiume, heute Rijeka, HR) den Verdichtungsstoß eines sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegenden Projektils mittels Schlierenfotografie sichtbar zu machen. Eine der ersten dieser Aufnahmen ist in Abbildung 6 a) dargestellt (Mach & Salcher, 1887) und zeigt den nach Ernst Mach benannten Verdichtungsstoß (Machscher Kegel) eines mit Überschallgeschwindigkeit fliegenden Objektes.

Abbildung 6 b) zeigt Farbschlieren Aufnahmen der Flamme eines auch in dieser Arbeit untersuchten Brenners (Salcher, 2014). Durch Einbringen von vier Farbfiltern für die jeweiligen Ablenkungsrichtungen der gebrochenen Lichtstrahlen (links, rechts, oben, unten) kann damit auch die Richtung der Gradienten visualisiert werden. Diese gängige Farbschlierenmethode wurde bereits 1970 von Gary S. Settles entwickelt (Settles, 1970). Settles ist auch Herausgeber eines Lehrbuches über Schlierenverfahren (Settles, 2001).

2.2.4.2 Messung von Dichtegradienten mittels Hintergrundschlieren-Methode

Durch die Refraktion von Lichtstrahlen aufgrund von Brechungsindexgradienten kommt es zu einer scheinbaren, dem Dichtegradienten proportionalen Verschiebung des Hintergrundes. So ist etwa die Sonne bei Sonnenuntergang für einen Beobachter auf der Erde aufgrund der Lichtbrechung in der Erdatmosphäre noch sichtbar, obwohl sie sich tatsächlich schon unterhalb des Horizonts befindet. Diese vermeintliche Verschiebung lässt sich messtechnisch nutzen. Bei der Hintergrundschlieren-Methode (engl. background-oriented schlieren technique; BOS) werden Aufnahmen eines Referenzhintergrundes – etwa stochastische Punktemuster – bei konstanter Dichteverteilung zwischen Bild- und Hintergrundebene (Referenzaufnahme) und solche mit einem Dichtegradientenfeld (Messaufnahme) aufgezeichnet. Mit Korrelationsalgorithmen lässt sich anschließend die lokale Verschiebung zwischen der Referenz- und der Messaufnahme berechnen. Durch eine geeignete Kalibrierung kann schlussendlich der Dichtegradient und durch nachfolgende räumliche Integration die absolute Dichte bestimmt werden. Da für das Referenzobjekt jegliches Muster mit stochastischer Struktur verwendet werden kann, können mit Hilfe der BOS-Technik auch Dichtegradienten in sehr großen Maßstäben

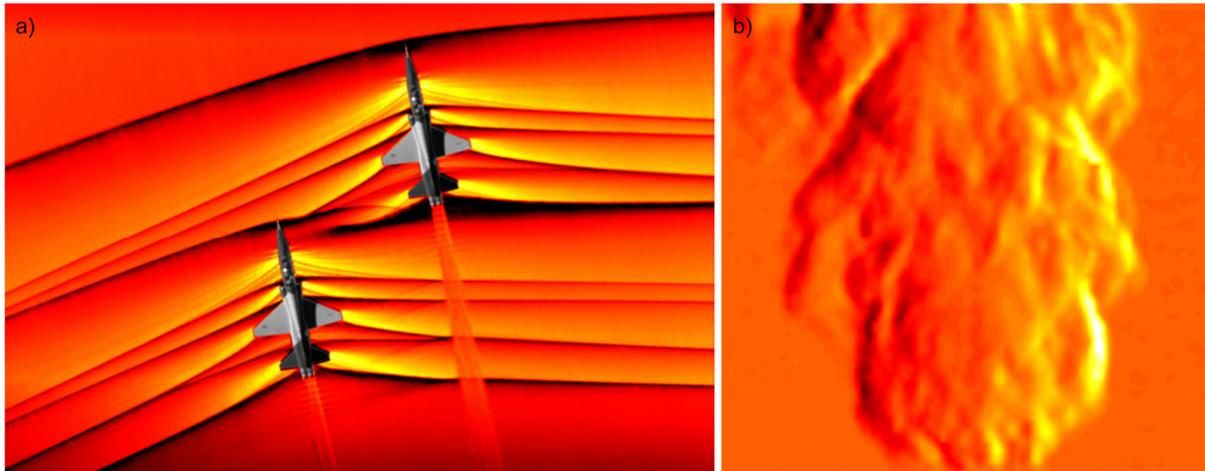


Abbildung 7: Anwendungsbeispiele der Hintergrundschlieren-Methode. **a)** Verdichtungsstöße zweier mit Überschallgeschwindigkeit fliegender Jets (NASA, 2019 b). **b)** Momentaufnahme des Dichtegradientenfeldes an Brenner I.

aufgezeichnet werden. So wurde in einer Arbeit von Richard und Raffel eine Wiese als Hintergrund verwendet, um die Wirbelstrukturen um den Rotor eines Helikopters zu visualisieren (Richard & Raffel, 2001). Die NASA veröffentlichte Aufnahmen der Verdichtungsstöße zweier sich im Überschallflug befindlicher Jets (Abbildung 7 a)). Die Aufnahmen wurden von einem sich über den Jets befindlichen Flugzeug aufgezeichnet, als Referenzmuster dienten die oberflächlichen Strukturen der Mojave-Wüste. Das BOS-Verfahren wurde in dieser Arbeit zur Ermittlung der absoluten Dichte und damit der Temperatur von Flammen angewandt. In Abbildung 7 b)) ist der momentane Dichtegradient einer im Zuge dieser Arbeit untersuchten drallstabilisierten Methanflamme dargestellt.

2.2.4.3 Interferometrische Messung von Dichtefluktuationen

Instationaritäten in der Umsetzung des Kraftstoffes führen zu schwankender Wärmefreisetzung, diese verursacht wiederum zeitliche Schwankungen der Dichte, welche schlussendlich zu Schwankungen des Brechungsindex, also der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes, führen. Wird ein Laserstrahl als Messstrahl durch ein derartiges Volumen geführt und anschließend im Interferometer mit einem (zum Messstrahl kohärenten) Referenzstrahl zur Interferenz gebracht, führen Änderungen im Brechungsindex zu Änderungen der optischen Weglänge des Lichtes und somit zu Änderungen des resultierenden Interferenzmusters. Durch entsprechende Signalverarbeitung können damit Aussagen über die Änderung des optischen Weges und in weiterer Folge über die integralen, entlang des Laserstrahls auftretenden, Dichte- bzw. Wärmefreisetzungsschwankungen getätigt werden. Derartige Messsysteme werden als Laservibrometer (engl. Laser Interferometric Vibrometer, LIV), vor allem zur berührungslosen Messung von Oberflächenschwingungen verwendet, wobei hier die Schwingungen der Oberfläche zu einer Änderung des optischen Weges führen. Dieser ist als Produkt aus geometrischem Weg und lokalem Brechungsindex definiert, somit ist die Ursache der optischen Weglängenänderung für das Messsystem irrelevant. Daher bietet sich LIV als interessante Möglichkeit zur berührungsfreien Bestimmung von Dichtefluktuationen in kompressiblen Strömungsfeldern an, sofern der geometrische Weg konstant gehalten wird (keine Schwingungen im Messsystem). Abbildung 8 zeigt die Dichteschwankungen einer drallstabilisierten Methanflamme. Die Aufzeichnung erfolgte mittels eines in dieser Arbeit in Kooperation mit der Technischen Universität Dresden entwickelten bildgebenden LIV. Nicht nur die Schwankungen der Wärmefreisetzung, sondern auch die Dichteschwankungen selbst sind von höchstem Interesse, da es einen funktionalen Zusammenhang zwischen den globalen Dichteschwankungen in der Flamme mit den Schalldruckschwankungen im Fernfeld gibt (Strahle, 1971). Die Möglichkeiten derartiger Messverfahren wurden in einer Reihe von Arbeiten am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik erörtert, auf die im Folgenden kurz eingegangen wird. Aufbauend auf den Erkenntnissen dieser Untersuchungen wurden in der vorliegenden Arbeit Algorithmen zur quantitativen Bestimmung von Oszillationen der Wärmefreisetzung und in einem

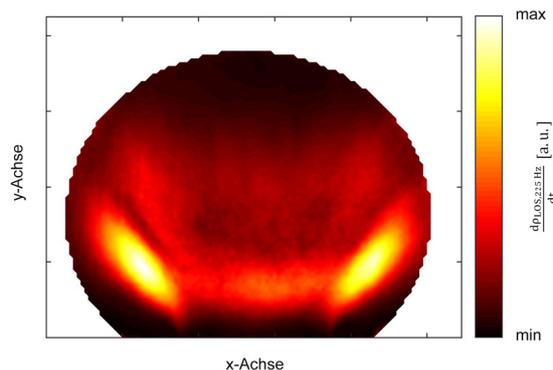


Abbildung 8: Dichtefluktuationen einer drallstabilisierten Methanflamme (Brenner II, keine Brennkammer, 225 Hz Sirenenfrequenz), detektiert mittels des in dieser Arbeit in Kooperation mit der Technischen Universität Dresden entwickelten Hochgeschwindigkeitskamera basierten Laservibrometers.

Kooperationsprojekt mit dem Lehrstuhl für Mess- und Sensorsystemtechnik der Technischen Universität Dresden ein Hochgeschwindigkeitskamera basiertes bildgebendes Laservibrometer (engl. camera-based LIV, CLIV) entwickelt.

2.2.5 Vorangegangene Arbeiten zur interferometrischen Detektion von Dichteschwankungen

2.2.5.1 Nichtreaktive Strömungen

Mayrhofer und Woisetschläger führten unter dem vom österreichischen Forschungsfond geförderten Projekt „Berührungsfreie Messung von Turbulenz in Turbomaschinen“ (FWF Y57-TEC START) die ersten Vibrometermessungen von Dichteschwankungen infolge von Wirbelablösungen im Nachlauf einer Turbinenschaufel (Mayrhofer, et al., 2000) und Turbulenzmessungen in einem turbulenten Freistrahle (Mayrhofer & Woisetschläger, 2001) durch und lieferten damit den Machbarkeitsnachweis für berührungslose interferometrische Messung von Dichteschwankungen in turbinenrelevanten Strömungen.

Da die Dichteschwankungen integral entlang des Laserstrahls (Sehstrahl; engl. line-of-sight, LOS) aufgezeichnet werden, können im Falle nicht achssymmetrischer Problemstellungen lokale Informationen nur durch eine tomographische Rekonstruktion des Dichtefeldes aus mehreren Projektionsrichtungen gewonnen werden. Werden zwei, sich kreuzende Laservibrometer (dual-LIV) verwendet, können durch Anwendung von Kreuzkorrelationsalgorithmen ebenfalls lokale Dichteschwankungsinformationen innerhalb des von beiden Strahlen eingeschlossenen Volumens berechnet werden. Dieses Verfahren wurde von Hampel und Woisetschläger unter dem oben genannten Forschungsprojekt FWF Y57-TEC START erfolgreich durchgeführt (Hampel & Woisetschläger, 2006).

Zipser (Zipser, et al., 2002) visualisierte mit Hilfe eines LIV Schallwellen. Ermöglicht wird dies durch die Kompression und Expansion des Mediums an der Wellenfront der sich longitudinal ausbreitenden Schallwelle. Die sich daraus ergebende Dichteänderung lässt sich interferometrisch detektieren, solange die Messrichtung nicht ident mit der Ausbreitungsrichtung der Schallwelle ist, da sich entlang dieser Beobachtungsrichtung die Dichtezunahmen an den Wellenfronten mit den jeweils dahinterliegenden Dichteabnahmen kompensieren. Aufgrund der integralen (LOS) Messung entlang des Laserstrahls, ergibt sich damit auch keine Änderung der optischen Weglänge für eine Messrichtung senkrecht auf die Wellenfront. Eine detaillierte Auseinandersetzung über die Projektion eines dreidimensionalen Schallfeldes in ein zweidimensionales Messfeld wurde von Olsson et al. durchgeführt (Olsson & Tatar, 2006). Eine Reihe weiterer Arbeiten beschäftigt sich mit der Erfassung von Schallfeldern mithilfe von Laservibrometern, Gren et al. etwa visualisierte das Schallfeld um eine Geige (Gren, et al., 2006).

2.2.5.2 Reaktive Strömungen

Untersuchungen von integralen Dichteschwankungen in reaktiven Strömungen mittels LIV erfolgten erstmals durch Giuliani et al. (Giuliani, et al., 2006). Köberl et al. wandten das oben erwähnte dual-LIV Verfahren in dem FWF geförderten Projekt „Experimental investigation of flame-flame interaction in a gas turbine model combustor with forced flow instabilities“ (FWF P19955-N19) erstmals an einer offenen, atmosphärisch betriebenen Methan Diffusionsflamme mit einer thermischen Leistung von 8.3 kW an (Köberl, et al., 2010). Ein qualitativer Vergleich von LIV, CH*-Chemilumineszenz und Fernfeld-Mikrophonmessungen an einer offenen, sirenenangeregten, vorgemischten und laminaren Methanflamme wurde von Leitgeb et al., in dem von der Europäischen Kommission geförderten Projekt „New Aero Engine Core Concepts“ (NEWAC, AIP5-CT-2006-030876) erfolgreich durchgeführt (Leitgeb, et al., 2013).

Die Quantifizierung der mittels LIV erhaltenen Daten und die Anwendung an industrierelevanten Flammen waren Ziele des darauffolgenden FWF Projektes „Interferometric detection of thermoacoustic oscillations in flames“ (FWF P24096-N24). So wurden von Peterleithner et al. integrale Wärmefreisetzungsschwankungen an offenen, technisch bzw. perfekt vorgemischten 3.4 kW Methanflammen verglichen, die aus OH*-Chemilumineszenz und LIV-Messungen gewonnen wurden und die Flammen-Transfer-Funktion (FTF) des Brenners mit beiden Methoden bestimmt (Peterleithner, et al., 2016 a). Mit Hilfe der FTF kann die Verstärkung oder Abschwächung einer eingehenden Oszillation der Brennstoffzufuhr durch die Flamme frequenzabhängig ermittelt werden. Eine weitere Methode zur quantitativen Überprüfung der LIV-Messdaten bietet eine von Strahle aufgestellte Gleichung, welche besagt, dass sich Druckschwankungen im Fernfeld einer Flamme aus der zweiten zeitlichen Ableitung der Dichte im Flambereich bestimmen lassen (Strahle, 1971). Eine derartige Gegenüberstellung von Daten die mittels Dichtefluktuationen, LIV-Aufzeichnungen und Mikrophonmessungen ermittelt wurden, findet sich in (Peterleithner, et al., 2016 b). Schlussendlich wurde noch ein Vergleich lokaler Wärmefreisetzungsschwankungen aus LIV-Messungen und OH*-Chemilumineszenz an einem 50 kW Prüfstand mit optischem Zugang über Quarzglasfenster an der Technischen Universität München durchgeführt (Peterleithner, et al., 2016 c).

2.3 Aufgabenstellung: die quantitative Messung lokaler Dichte- und Wärmefreisetzungssoszillationen mittels bildgebender heterodyner Interferometrie

Der Vorteil und gleichzeitig die Herausforderung interferometrischer Erfassung von Verbrennungsinstabilitäten liegen in der direkten Messung der für thermoakustische Phänomene ursächlichen Dichteschwankungen. So treten jedoch in reaktiven Strömungen neben Wärmefreisetzungsschwankungen zusätzliche dichtemodulierende Effekte wie Turbulenz, Druckoszillationen, Wärmeleitung und konvektiver Wärmetransport auf, deren superpositionierte Gesamtwirkung bestimmt wird, ohne Rückschlüsse auf die jeweiligen Quellen zu ermöglichen. Um verlässliche quantitative Daten zu lokalen und integralen Wärmefreisetzungsschwankungen zu errechnen, ist eine exakte thermodynamische Betrachtung der dichtebeeinflussenden Größen und eine Abschätzung der jeweiligen Größenordnungen in der Reaktionszone, in Bereichen seitlich der Flamme, sowie im Abgasstrom notwendig. In den vorhergegangenen Arbeiten wurden zumeist qualitative Vergleiche der spektralen Verteilung von Oszillationen aus LIV- und Referenzdaten angestellt. Somit stellt die exakte mathematische Beschreibung von Dichtefluktuationsen in turbulenten Flammen, sowie eine Bestimmung der Größenordnungen der jeweiligen Terme aus experimentell ermittelten Daten und theoretischen Überlegungen einen wichtigen Teil dieser Arbeit dar. Die aus diesen Überlegungen gewonnenen Erkenntnisse sollen genutzt werden, um in Folge Algorithmen zur Berechnung von Wärmefreisetzungssoszillationen aus Vibrometer Messdaten zu entwickeln. Deren Resultate müssen anhand gängiger experimenteller Methoden validiert und eventuell limitierende Faktoren definiert, sowie die Unsicherheiten der LIV-Messungen in einem ersten Arbeitspaket bestimmt werden.

Um auch lokale Informationen zu erfassen, ist es notwendig die Flamme mit hoher Ortsauflösung aufzuzeichnen. Bei Verwendung kommerziell erhältlicher Einpunkt-Vibrometer, wird der Laserstrahl auf einen Durchmesser von etwa 2 - 5 mm kollimiert und die Flamme dann schrittweise gescannt. Aufgrund der hohen Turbulenz und den damit einhergehenden statistischen Schwankungen der Messgröße, ist eine Messdauer von mindestens 30 Sekunden je Position notwendig, um eine ausreichende Mittelung garantieren zu können. Bei entsprechender Auflösung ergeben sich somit Messdauern von etlichen Stunden, in denen sich der Betriebspunkt des Brenners nicht ändern darf. Da keine synchrone Aufzeichnung des gesamten Flambereiches erfolgt, stehen auch keine instationären Daten zur Verfügung. Um dem Abhilfe zu schaffen, stellt die Entwicklung eines Hochgeschwindigkeitskamera basierten, flächigen Laservibrometers (engl. camera-based Laser Interferometric Vibrometer, CLIV) ein zweites Arbeitspaket dar, welches in einer Kooperation mit der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik an der Technischen Universität Dresden, durch Finanzierung des österreichischen Forschungsfonds FWF (FWF-I2544-N30) und der deutschen Forschungsgesellschaft (DFG CZ 55/33-1) durchgeführt wurde. Die relativ günstige Verfügbarkeit von Hochgeschwindigkeitskamarasystemen ermöglicht die Erfassung von Daten mit bis vor Kurzem unerreichbarer räumlicher und zeitlicher Auflösung. Gleichzeitig steigen die Anforderungen in der Entwicklung moderner Brennkammersysteme stetig. Durch die Entwicklung eines kamerabasierten Interferometers sollte es ermöglicht werden, den gesamten Flambereich zeitgleich zu erfassen, womit auch instationäre Vorgänge untersucht und räumlich-zeitliche Korrelationen durchgeführt werden können.

3 Grundlagen turbulenter Verbrennungssysteme

Die beiden ersten Kapitel zum Thema aerodynamische Flammenstabilisierung und thermoakustische Instabilitäten sollen jeweils als Zusammenfassung der wichtigsten Mechanismen verstanden werden und bei weitem nicht diese hochkomplexen Themen in voller Breite diskutieren. Grundsätzliches über den Verbrennungsprozess in Gasturbinen findet sich übersichtlich dargestellt in einem Buchbeitrag in (Sattelmayer, 2003). Eine Zusammenfassung flammendynamischer Vorgänge mit dem Titel „Dynamic of swirling flames“ wurde von (Candel, et al., 2014) verfasst. Eine sehr detaillierte Abhandlung über Verbrennungslärm findet sich in (Dowling & Yasser, 2015).

Die darauffolgenden Kapitel zur Interferometrie und der Ermittlung von Wärmefreisetzungschwankungen aus Feldern fluktuierender Brechungsindizes stellen einen zentralen Teil dieser Arbeit dar und werden entsprechend detailliert diskutiert. Die Hintergrundschlieren-Methode (BOS) wurde in dieser Arbeit zur Bestimmung von Brechungsindexgradienten verwendet, um daraus die mittlere Dichte im Flambereich und damit die mittlere Flammtemperatur berührungslos zu bestimmen. Messungen der Chemilumineszenz dienen als Referenz für die mittels LIV und CLIV ermittelten Daten.

3.1 Aerodynamische Flammenstabilisierung

Durch die in Brennkammern vorherrschenden axialen Strömungsgeschwindigkeiten – etwa im Bereich von 50-100 m/s – würde die Flamme ohne Stabilisierungsmaßnahmen sofort abgeblasen werden (engl. blow off), da die Flammenfrontgeschwindigkeit bei weitem nicht die Strömungsgeschwindigkeit erreicht. Die Flammenfrontgeschwindigkeit magerer, laminarer Methanflammen liegt unter gasturbinentypischen Bedingungen bei maximal 1 m/s (Sattelmayer, 2003). Limitierend ist hier der langsame Transport von Reaktanten in die Reaktionszone durch Diffusion. Liegt ein turbulentes Strömungsfeld vor, reißen Wirbel die Flammenfront auf, was zu einer starken Oberflächenvergrößerung (engl. flamelets) und damit zu einer gesteigerten Umsetzrate führt. Die so erreichbaren Brenngeschwindigkeiten liegen bei entsprechender Turbulenz etwa eine Größenordnung über jener von laminaren Flammen, bevor es aufgrund zu hoher Turbulenz zu lokalen Löschvorgängen (engl. quenching), bis hin zum vollkommenen Erlöschen der Flamme kommt. Um Flammen niedriger Brenngeschwindigkeit in Gasturbinenbrennkammern zu stabilisieren, ist es notwendig die Reaktionszone durch konvektiven Rücktransport von heißen Verbrennungsprodukten und Zwischenprodukten zu versorgen und somit den aus der Brennerdüse austretenden Reaktanten eine Zündquelle zur Verfügung zu stellen. Somit erfolgt eine permanente Zündung des Frischgases durch rückströmendes Heißgas, wodurch sich eine stabile Flamme ausbilden kann (Sattelmayer, 2003).

Anstelle thermisch hochbelasteter Flammhalter erfolgt die Erzeugung eines Rückstromgebietes in modernen vorgemischten Magerbrennern aerodynamisch, durch Verdrallung der Strömung. Bei ausreichend hoher Drallzahl S :

$$S = \frac{G_{\theta}}{RG_z} \quad (3.1)$$

berechnet aus dem tangentialen Impulsstromes G_{θ} über dem axialen Impulsstrom G_z und dem Radius R , kommt es zum Aufplatzen der Strömung (Beér & Chigier, 1972). Leibovich beschreibt diesen Vorgang als eine Störung der Drallströmung, charakterisiert durch die Bildung eines Staupunktes an der Wirbelachse, gefolgt von einem begrenzten Rückstromgebiet (Leibovich, 1978). Eine schematische Darstellung findet sich in Abbildung 9 a)) und b)) (Gupta, et al., 1984): wird die kritische Drallzahl nicht erreicht, bildet sich ein stabiles verdralltes Strömungsfeld aus (Abbildung 9 a)). Bei Überschreiten von S_{krit} (Abbildung 9 b)) kommt es zum Aufplatzen der Strömung mit der Ausbildung einer zentralen Rückstromzone. Abbildung 9 c)) zeigt die gemittelte, lokale OH*-Chemilumineszenz eines drallstabilisierten, vorgemischten Methanbrenners, welcher in der im Zuge dieser Dissertation betreuten Masterarbeit von March konstruiert und gebaut wurde (March, 2017). Helle Bereiche weisen hohe

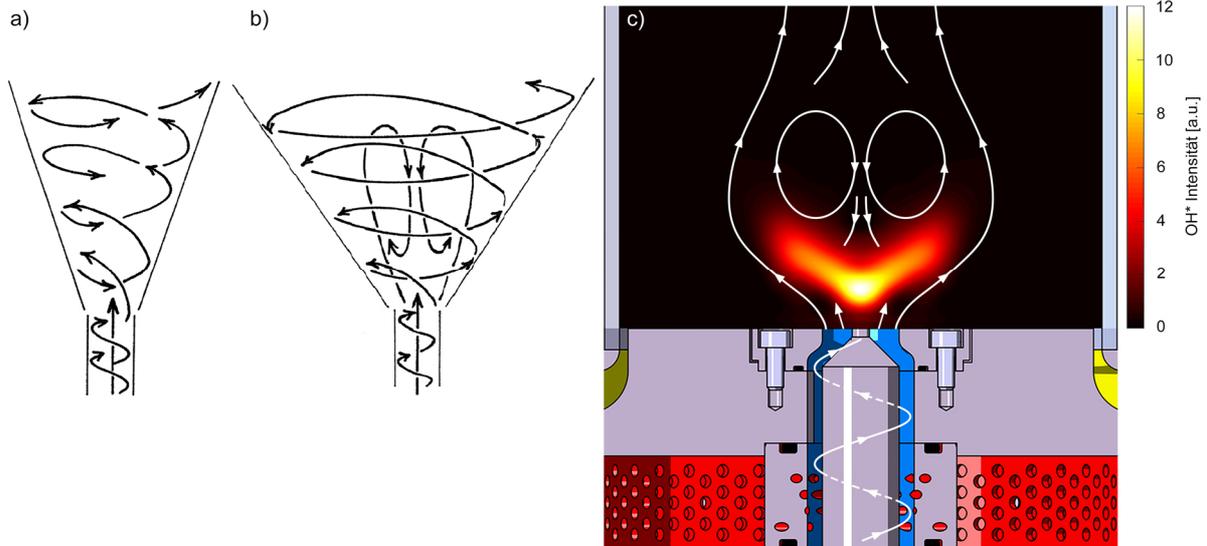


Abbildung 9: a) Strömungsfeld in einem Freistrah mit geringer Drallzahl und b) hoher Drallzahl (Gupta, et al., 1984): aufgrund der radialen Druckgradienten bildet sich eine Rezirkulationszone aus. c) Lokale OH*-Chemilumineszenz am untersuchten drallstabilisierten Brenner II: im Bereich der Brennerachse werden heiße Verbrennungsprodukte stromauf transportiert und zünden das Frischgas am Brenneraustritt (heller Bereich). Die weißen Linien stellen die Stromlinien schematisch dar.

OH*-Konzentrationen und damit eine hohe Umsetzrate des Methan-/Luftgemisches auf. Durch die Rückströmung der Heißgase bildet sich eine charakteristische V-förmige Reaktionszone aus, in deren Mitte, im Bereich der Brennerachse, die maximale Intensität aufgrund der hohen Verfügbarkeit von Brennstoff vorliegt.

3.2 Grundsätzliche Mechanismen thermoakustischer Instabilitäten

Prinzipiell sind alle erdenklichen Systeme die die Ausbildung akustischer Moden ermöglichen und in deren Strömungsfeld Wärme entweder übertragen (Wärmetauscher) oder durch Wärmequellen zugeführt wird (Brennkammern) dafür anfällig thermoakustische Oszillationen auszubilden. Wird Wärme unzeitig eingebracht, kommt es zu Druckschwankungen, die in Form von Schallwellen auch entgegen der Hauptströmungsrichtung stromauf oder im Falle von Ringbrennkammern in Umfangsrichtung reflektiert werden können. Liegt die Ursache für den unzeitigen Wärmeeintrag in der Verbrennung begründet, handelt es sich um direkten Verbrennungslärm. Eine schematische Darstellung dieses Vorganges für sich axial in der Brennkammer ausbreitende Druckpulsationen ist in Abbildung 10 a) dargestellt. Die von der Flamme ausgehenden Druckschwankungen sind dabei mit p^+ , die reflektierten mit p^- bezeichnet. Bei geeigneter Phasenlage kommt es zu einer Verstärkung der initialen Wärmefreisetzungsschwankungen und zusätzliche Energie wird in die entsprechende akustische Mode eingebracht. Lord Rayleigh erkannte diesen Zusammenhang bereits im 19. Jahrhundert und formulierte das Rayleigh-Kriterium (Rayleigh, 1878):

$$\int_0^V \int_0^\tau \tilde{q}_V(x, y, z, t) \tilde{p}(x, y, z, t) dt dV = \begin{cases} > 0, & \text{Energiezufuhr} \\ < 0, & \text{Energieabfuhr} \end{cases} \quad (3.2)$$

Liefert das Integral des Produktes aus volumetrischer Wärmefreisetzungsschwankung \tilde{q}_V und Druckschwankung \tilde{p} über eine Schwingungsperiode τ und über das von der Flamme erfasste Volumen einen Wert größer Null, besteht – abhängig vom Dämpfungsgrad des Systems – potenziell die Möglichkeit thermoakustischer Resonanz. Für diesen Fall ist die Phasendifferenz zwischen \tilde{q}_V und \tilde{p} kleiner als 90° und die Instabilitäten im Verbrennungsprozess führen den akustischen Oszillationen Energie zu. Bei ausreichender Dämpfung werden Teile der Schallenergie dissipiert (p_{diss} in Abbildung 10 a) oder stromab abgestrahlt (p_{ab}). Beides unterdrückt die Druckpulsationen des Verbrennungslärms. Speziell in Magerbrennkammern wird jedoch ein großer Teil der zugeführten Luft bereits für den Verbrennungsprozess benötigt, somit steht weniger Kühlluft an den Wänden zur Verfügung und in weiterer Folge verschlechtern sich die akustischen Dämpfungseigenschaften derartiger Brennkammern. Es kommt zu einem Anstieg der Druckschwankungen, bis sich ein Gleichgewicht aus Dissipation/Abstrahlung von Schallenergie und Zufuhr von Energie aufgrund des unzeitigen Wärmeeintrages einstellt (Lieuwen & Yang, 2005).

Für die Druckschwankungen in der Verbrennungszone lassen sich nach (Sattelmayer, 2003) vier grundlegende Anregungsmechanismen identifizieren:

- In turbulenten Flammen kommt es durch Schwankungen im Strömungsfeld unvermeidlich zu lokalen Wärmefreisetzungsschwankungen aufgrund von Änderungen der Flammenoberfläche und damit zu breitbandigem Verbrennungslärm. Die dabei auftretenden Schalldruckpegel sind stark von der räumlichen Kohärenz der Schwankungsstrukturen bestimmt.
- Ein zweiter Anregungsmechanismus wurde in Form von kohärenten (Wirbel) Strukturen im Strömungsfeld gefunden. Diese beeinflussen den konvektiven Transport von Gemisch in die Reaktionszone und damit die Wärmefreisetzung, welche wiederum zu Druckpulsationen führen kann. Wie auch turbulenter Verbrennungslärm ist dieser Mechanismus eine Eigenschaft des nicht reaktiven Strömungsfeldes.
- Wärmefreisetzungsschwankungen können in einem dritten Mechanismus auch gezielt durch Geschwindigkeitsschwankungen ausgelöst werden, welche sich wiederum auf die Wärmefreisetzung auswirken und einen Rückkopplungsmechanismus in Gang setzen können.
- Schlussendlich können Verbrennungsinstabilitäten auch aufgrund von Selbsterregung, ohne Einfluss von Turbulenz oder kohärenten Strukturen, auftreten.

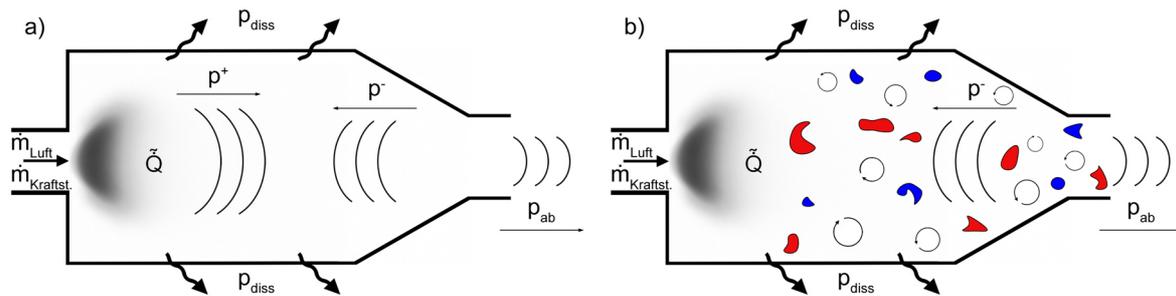


Abbildung 10: a) Schematische Darstellung thermoakustischer Oszillationen infolge direkten Verbrennungslärms: initiale Wärmefreisetzungsschwankungen führen zu Druckschwankungen in Strömungsrichtung p^+ , Teile der Schallenergie dissipieren p_{diss} oder werden stromab abgestrahlt p_{ab} . Der reflektierte Anteil kann bei geeigneter Phasenlage zu einer Verstärkung der Wärmefreisetzungsschwankungen führen. b) Indirekter Verbrennungslärm aufgrund von Turbulenzballen und Entropiespots mit höherer (rot) bzw. geringerer (blau) Temperatur als das mittlere Strömungsfeld. Diese Strukturen werden mit dem Strömungsfeld konvektiv transportiert und führen zur Reflexion einer Druckwelle am Brennkammeraustritt, nach (Dowling & Yasser, 2015).

Für die thermoakustische Kopplung, also der konstruktiven Rückkopplungsschleife aus Wärmefreisetzungsschwankungen und Druckpulsationen werden von (Zinn & Lieuwen, 2005) fünf Rückkoppelmechanismen beschrieben:

- Druckschwankungen (z.B. Schallwellen) in der Brennkammer modulieren den Einspritzdruck der Injektoren und damit die eingebrachte Kraftstoffmenge. Da der Energieumsatz im direkten Zusammenhang mit dem verfügbaren Kraftstoff steht, fluktuiert somit auch die Wärmefreisetzung.
- Druckschwankungen in den Injektoren können auch zu einer periodischen Änderung des Äquivalenzverhältnisses (Verhältnis stöchiometrischer Luftmasse zu tatsächlicher Luftmasse) führen, mit abermaliger Auswirkung auf Wärmefreisetzung und Druckpulsationen in der Brennkammer.
- Druckschwankungen beeinflussen ebenso den Einspritzstrahl bei Flüssigkraftstoffen und damit die Gemischbildung, in deren Folge Zerstäubung, Verdampfung und Durchmischung periodisch fluktuieren. In weiterer Konsequenz können Schwankungen des Äquivalenzverhältnisses und der Wärmefreisetzung auftreten.
- Ähnlich dem unstrukturierten turbulenten Flammenlärm können Druckpulsationen zu zeitlicher Änderung der Flammenoberfläche und damit zu einem Anstieg bzw. einer Verringerung der Reaktionsrate führen. Da die Anregung jedoch periodisch über die Druckschwankungen getriggert wird, sind größere Bereiche räumlicher Kohärenz möglich.
- Als letzter Punkt wird noch Wirbelablösung angeführt. Werden aus Reaktanten bestehende, kohärente Wirbelstrukturen in verdrallten Strömungen in die Reaktionszone transportiert, entzünden sich diese spontan und zerfallen turbulent. Weiters können nicht reaktive Wirbelstrukturen die Flammenfront verzerren und damit die Reaktionsrate beeinflussen.

Für die soeben beschriebenen Entstehungsmechanismen des direkten Verbrennungslärms liegen die Druckschwankungen in der Reaktionszone aufgrund volumetrischer Expansion und Kontraktion infolge un stetiger Verbrennung begründet. Treten derartige Instabilitäten in einem Verbrennungssystem auf, entstehen auch Bereiche unterschiedlicher Temperatur bzw. Dichte, – im Englischen als hot- bzw. cold-spots bezeichnet – welche mit der Hauptströmung in Richtung Brennkammeraustritt abtransportiert werden. Gleiches gilt für Turbulenzballen im Strömungsfeld; auch diese Strukturen weisen eine zur Hauptströmung unterschiedliche Dichte auf. Erreichen solche Strukturen variabler Dichte konvektiv die Düse am Brennkammeraustritt, werden sie in Form von Druck- bzw. Schallwellen mit der lokalen Schallgeschwindigkeit stromauf reflektiert und können durch ihre Rückwirkung auf den Injektordruck zu thermoakustischen Oszillationen führen (Resonanz) (Marble & Candel, 1977). Eine schematische Darstellung dazu findet sich in Abbildung 10 b). Dieser zu Instabilitäten führende Rückkopplungsmechanismus ist die Hauptursache für niederfrequente Verbrennungsinstabilitäten

(50-150Hz), welche im technischen Englisch onomatopoetisch als „rumble“ bezeichnet und in Flugantrieben beim Starten des Triebwerks beobachtet werden. Der mit den höherfrequenten Verbrennungsinstabilitäten verbundene Lärm wird oft als „hum“ bezeichnet (Lieuwen & McManus, 2002).

Die Schallabstrahlung dieser mit der Strömung transportierten Dichte- oder Entropieschwankungen wird als indirekter Verbrennungslärm bezeichnet und kann einen beträchtlichen Beitrag zur gesamten Schallabstrahlung von Brennkammern leisten (Dowling & Yasser, 2015). Die messtechnische Erfassung der Entropieschwankungen gestaltet sich dabei schwierig. In der Abgasströmung wird kein Kraftstoff mehr umgesetzt, somit findet keinerlei Lichtemission in Form von Chemilumineszenz mehr statt. Temperaturmessungen mit Thermoelementen gestalten sich aufgrund der hohen Temperaturen und der Beeinflussung des Strömungsfeldes ebenfalls als schwierig. Hier bieten die beiden in dieser Arbeit angewandten berührungslosen Messverfahren LIV und BOS neue Möglichkeiten. Unabhängig vom ursächlichen Mechanismus werden mittels LIV Dichteschwankungen bzw. Dichtegradienten und deren Schwankungen mit Hilfe des BOS-Verfahrens detektiert, somit sind auch Messungen im nicht reaktiven Abgasstrahl möglich.

4 Interferometrie

4.1 Grundprinzipien der Interferometrie

4.1.1 Interferometrische Weg- und Geschwindigkeitsmessung

Licht kann als elektromagnetische Transversalwelle durch eine Wellengleichung beschrieben werden. Da es sich dabei um eine lineare Differentialgleichung handelt, gilt das Superpositionsprinzip. Zur Beschreibung elektromagnetischer Wellen wird die elektrische Feldstärke \vec{E} herangezogen. Bei Ausbreitung der Welle in x-Richtung gilt:

$$\vec{E}(x, t) = \vec{E}_0 \cos(\varphi(x, t)) \quad (4.1)$$

Hierbei setzt sich der Phasenwinkel $\varphi(x, t)$ aus einem räumlich veränderlichen Anteil kx mit der Wellenzahl k und einem zeitlich veränderlichen Anteil ωt zusammen: $\varphi(x, t) = kx + \omega t$ (Hecht, 2002). Als nächstes werden zwei elektromagnetische Wellen mit gleicher Polarisationsrichtung betrachtet, die elektrischen Feldvektoren sollen also in derselben Richtung schwingen. Die Intensitäten I (Strahlungsleistung je Flächeneinheit [W/m²]) der einzelnen Wellen sind dabei proportional dem zeitlichen Mittel des Quadrats der jeweiligen elektrischen Feldstärke. Schwingen beide Wellen mit gleicher Kreisfrequenz, kann die resultierende Gesamtintensität aus der Summe der Einzelintensitäten und einem Interferenzterm bestimmt werden (Oertel & Oertel, 1989):

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi) \quad (4.2)$$

Diese Gleichung beschreibt die Funktion eines Interferometers, bei dem zwei Teilstrahlen aus einem Lichtstrahl durch Wellenfrontteilung gebildet werden, die auf unterschiedlichen Wegen durch das Interferometer laufen und dann am Detektor wieder überlagert, also zur Interferenz gebracht werden. Solange die beiden Wellenzüge im zeitlichen Mittel eine konstante Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ zueinander aufweisen, werden sie als kohärent bezeichnet. Diese als Kohärenz bezeichnete Korrelation bleibt dabei nur für eine endliche Kohärenzlänge oder Kohärenzzeit erhalten. Wird im Interferometer die Kohärenzzeit (Kohärenzlänge) überschritten, kommen Lichtwellenzüge aus unterschiedlichen Emissionsprozessen zur Überlagerung. Das Ensemble stochastisch von der Lichtquelle emittierter Wellenpakete weist nun auch eine stochastische mittlere Phasenbeziehung $\Delta\varphi$ auf und der Interferenzterm in Gleichung (4.2) rechts verschwindet im zeitlichen Mittel. Gewöhnliche Lichtquellen weisen eine sehr kleine Kohärenzlänge auf, da sie ein breites Frequenzspektrum emittieren, dem nur sehr kurze Wellenzüge mit Kohärenzlängen im Mikrometerbereich entsprechen. Ein Laser hingegen kann Licht sehr schmalbandig emittieren, die Kohärenzlänge – also die Länge der Interferenzfähigkeit – kann damit 300 m und mehr betragen. Überlagern sich Strahlen solcher kohärenten Lichtquellen in einem Interferometer, kommt es bei Phasenlagen von $\Delta\varphi = 0$ zu konstruktiver Interferenz mit maximaler Verstärkung der beiden Teilwellen und im Bereich $\Delta\varphi = \pi$ zu destruktiver Interferenz mit einer Auslöschung der beiden Teilwellen. Dies wird durch die Kosinusfunktion des Interferenzterms in Gleichung (4.2) ausgedrückt.

Unterscheiden sich die Intensitäten der beiden im Interferometer überlagerten Teilstrahlen, wird als Maß für die Qualität der Interferenz die Modulationstiefe m verwendet:

$$m = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (4.3)$$

deren Maximum erreicht wird, wenn beide Strahlen die gleiche Intensität aufweisen.

Ein derartiges Interferometer lässt sich konstruieren in dem der Strahl eines Lasers durch einen Strahlteiler in zwei Teile geteilt wird. Beide Teilstrahlen durchlaufen im Interferometer unterschiedliche optische Wege und werden anschließend wieder zusammengeführt, wobei sie am Detektor interferieren, wie in Abbildung 11 schematisch dargestellt.

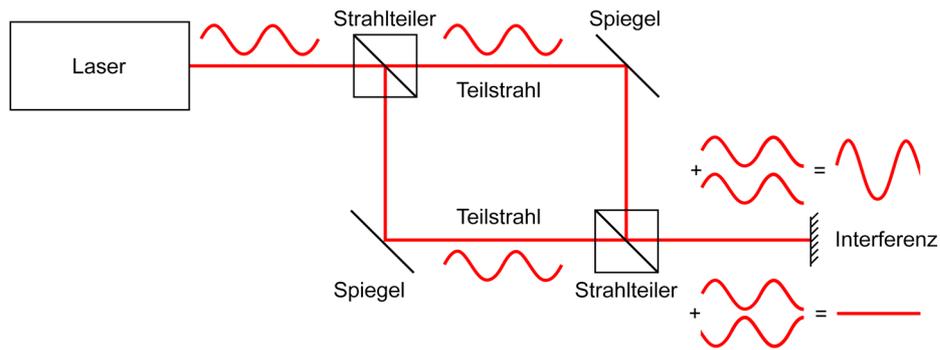


Abbildung 11: Prinzipieller Aufbau eines Interferometers. Ein von einem Laser erzeugter kohärenter Strahl wird in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgeteilt, die danach wieder zusammengeführt und zur Interferenz gebracht werden.

Der optische Weg L_{opt} ergibt sich durch räumliche Integration des lokalen Brechungsindex $n(z, t)$ entlang der zurückgelegten geometrischen Distanz z :

$$L_{opt}(x, y, t) = \int_z n(x, y, z, t) dz \quad (4.4)$$

Entscheidend ob die beiden Strahlen konstruktiv oder destruktiv interferieren, ist die Phasenlage der Strahlen zueinander, welche sich aus der Differenz der beiden Einzelphasen oder der beiden optischen Weglängen ergibt:

$$\Delta\varphi(x, y, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\int_{z_1} n(x, y, z, t) dz - \int_{z_2} n(x, y, z, t) dz \right) \quad (4.5)$$

Dabei entspricht λ der Wellenlänge des kohärenten Lichts, x und y sind die Bildkoordinaten am Detektor, z die Strahlrichtung (Hecht, 2002). Ändert sich die Differenz der optischen Wege eines Strahls (Messstrahl) zum anderen (Referenzstrahl), ergibt sich ein hell/dunkel Interferenzmuster gemäß Gleichung (4.2). Ein voller hell/dunkel Zyklus entspricht dabei einer Änderung des optischen Weges im Messstrahl von einer Wellenlänge. Werden die Zyklen gezählt, ist somit die Bestimmung optischer Wegänderungen im sub-mikrometer Bereich möglich. Wird an einer Stelle (x, y) des Detektors die Dauer eines solchen Zyklus über eine volle Periode von 2π bestimmt, ist es auch möglich die zeitliche Änderung des optischen Weges, also die zeitliche Änderung des geometrischen Weges (Geschwindigkeit einer Oberflächenschwingung) oder die zeitliche Änderung des Brechungsindex (Dichteschwankungsgeschwindigkeit) zu bestimmen. Dies wird im Folgenden in Abbildung 12 in Hinblick auf das LIV und CLIV diskutiert.

Nimmt man nun an, das Messobjekt (z.B. die Oberfläche eines schwingenden Objektes) bewegt sich mit einer Geschwindigkeit $u = dz/dt$ relativ zum Interferometer und nimmt den Brechungsindex entlang des Objektstrahles als zeitlich konstant an, berechnet sich die momentane Phasendifferenz zwischen dem in das Interferometer zurückreflektierten Messstrahl (Objektstrahl) und dem unbeeinflusst gebliebenen Referenzstrahl wie folgt:

$$\Delta\varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta L_{opt} = \frac{2\pi}{\lambda} 2ut \quad (4.6)$$

Ein Faktor von 2 muss berücksichtigt werden, da die Wegstrecke vom Interferometer zum Messobjekt aufgrund der Reflexion zweimal durchlaufen wird. Bei einem mit konstanter Geschwindigkeit bewegten Objekt, ergibt sich eine konstante Verschiebung der Oszillationsfrequenz des Intensitätssignals am Detektor:

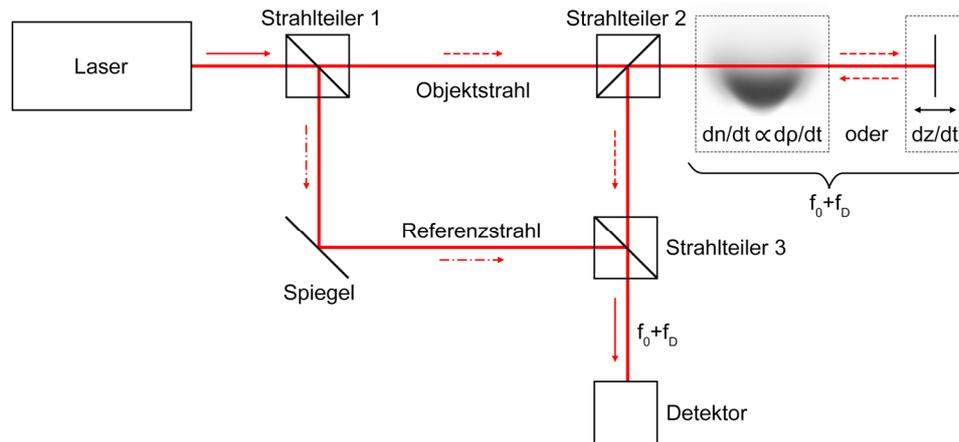


Abbildung 12: Schematischer Aufbau eines Interferometers zur Bestimmung der zeitlichen Änderung des optischen Weges. Bei zeitlich konstantem Brechungsindex entlang des Objektstrahls entspricht der Messwert der Oberflächengeschwindigkeit dz/dt . Wird hingegen der geometrische Weg konstant gehalten, entspricht die zeitliche Änderung des optischen Weges der Änderung des dichteproportionalen Brechungsindex.

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \Delta\varphi(t) = \frac{2u}{\lambda} = f_D \quad (4.7)$$

welche der Dopplereffekt eines reflektierten Strahls an einer sich bewegenden Oberfläche entspricht. Die resultierende Dopplereffekt ist dabei proportional der doppelten Geschwindigkeit, da die Oberfläche zuerst als bewegter Empfänger eine Verschiebung erfährt und anschließend als bewegter Sender selbst eine Frequenzverschiebung verursacht. Setzt man (4.6) und (4.7) nun in Gleichung (4.2) unter Berücksichtigung der Modulationstiefe m (Gleichung (4.3)) ein, ergibt sich der zeitliche Verlauf der Intensität am Detektor in Abhängigkeit der (konstanten) Geschwindigkeit bzw. der Dopplereffektverschiebung:

$$I(t) \cong 1 + m \cos(2\pi f_D t) \text{ mit } m \in [0,1] \quad (4.8)$$

Da sich die optische Weglänge aus dem Integral des Brechungsindex über die geometrische Länge berechnet (Gleichung (4.4)), werden Änderungen des Brechungsindex ebenfalls von Interferometern detektiert. Dieser Effekt führt dazu, dass bei Messungen der Oberflächengeschwindigkeit falsche Ergebnisse ermittelt werden, wenn sich der Brechungsindex im Messvolumen ebenfalls ändert. Im umgekehrten Fall allerdings ist es möglich, genau diese Unterschiede im Brechungsindex gezielt zu erfassen, wenn der geometrische Weg konstant gehalten wird. Da der Brechungsindex entsprechend der Gladstone-Dale Relation proportional der Dichte ist, ermöglichen Interferometer die Messungen von Dichteoszillationen (siehe Kapitel 4.2).

4.1.2 Heterodyne Interferometrie: Laservibrometer

Aus Gleichung (4.8) geht hervor, dass es mit Hilfe eines in Abbildung 12 dargestellten Interferometers, aufgrund der Charakteristik der Kosinusfunktion, nicht möglich ist, die Richtung der Geschwindigkeit zu detektieren. Ein sich auf das Interferometer zubewegendes Objekt ruft zwar eine Frequenzerhöhung hervor, während ein sich entfernendes zu einer Verringerung führt, jedoch resultiert ein positives Argument in der Kosinusfunktion im gleichen Ergebnis wie ein Negatives.

Die gewünschte Richtungssensitivität lässt sich erreichen, indem die Frequenz des Laserstrahls f_0 im Referenzstrahl durch Einbringen eines akusto-optischen Modulators (AOM) in Form einer Bragg-Zelle (Chang, 1976) um einen konstanten Betrag – der Bragg-Frequenz f_B – verschoben wird. Diese Mach-Zehnder Heterodyninterferometer werden gewöhnlich als Laservibrometer (LIV) bezeichnet und vorrangig zur Messung von Oberflächenschwingungen verwendet. Abbildung 13 zeigt den schematischen Aufbau eines LIV zur vorzeichenrichtigen Geschwindigkeitsmessung.

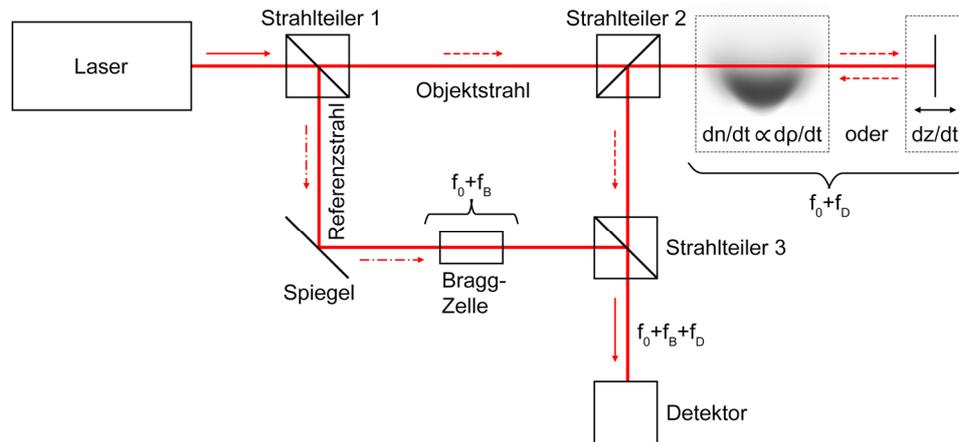


Abbildung 13: Schematischer Aufbau eines Laservibrometers. Dem Referenzstrahl wird durch einen akusto-optischen Modulator in Form einer Bragg-Zelle eine konstante Frequenzverschiebung f_B aufgeprägt. Durch Interferenz mit dem Objektstrahl welcher durch die Änderung des optischen Weges eine Dopplerverschiebung f_D erfährt, kann die Bewegungsrichtung der schwingenden Oberfläche bzw. eine zeitliche Dichteänderung vorzeichenrichtig detektiert werden (Lewin, et al., 1990).

Durch den Frequenzoffset erhält das Argument der Kosinusfunktion einen Wert größer Null, auch wenn der Objektstrahl keine optische Wegänderung erfährt. Das Intensitätssignal am Detektor oszilliert in diesem Fall nur mit f_B . Tritt eine zeitliche Änderung des optischen Weges im Objektstrahl auf, erfährt das Interferenzsignal eine Frequenzmodulation (Lewin, et al., 1990):

$$I(t) = I_0(1 + m \cos(2\pi(f_B \pm f_D)t)) \quad (4.9)$$

Der maximale Frequenzhub der Dopplerverschiebung und damit die maximal detektierbare Geschwindigkeit, ist durch den Wert der Bragg-Frequenz gegeben, da diese größer sein muss als die größte gemessene Dopplerverschiebung. Bei einer Wellenlänge von 633 nm eines He-Ne Lasers ergibt sich eine Dopplerverschiebung von $\pm 3.16 \text{ MHz/m s}^{-1}$. Nimmt man etwa f_B mit 40 MHz an, errechnet sich somit eine maximal detektierbare Geschwindigkeit von $\pm 12.7 \text{ m s}^{-1}$. Praktisch genutzt werden etwa 80% des verfügbaren Frequenzbereiches (Lewin, et al., 1990).

Zusammenfassend ergeben sich nun zwei Möglichkeiten die Änderungen des optischen Weges zu erfassen. Einerseits kann durch Zählen der Nullstellen der wegproportionalen Interferenz die optische Wegänderung bestimmt werden (Wegdecoder). Andererseits ergibt sich aus der Bestimmung der Dopplerverschiebung durch Demodulation die Geschwindigkeit der optischen Wegänderung (Geschwindigkeitsdecoder). Geschwindigkeitsdecoder bieten gegenüber den Wegdecoder einen entscheidenden Vorteil: wird die Auslenkung einer schwingenden Oberfläche mittels Wegdecoder gemessen, ergibt sich ein Signal proportional $L_{opt}(t) = L_{opt,0} \cos(2\pi f t)$. Bei der Geschwindigkeitsmessung hingegen ist das Messsignal aufgrund der zeitlichen Differentiation des optischen Weges $\frac{d}{dt} L_{opt}(t) = L_{opt,0} 2\pi f \cos(2\pi f t)$ um einen Faktor von $2\pi f$ höher. Dieses Hochpassverhalten des Differentiators wirkt sich naturgemäß vor allem bei der Messung von hochfrequenten Vorgängen mit geringer Amplitude aus. Beispielhaft wird dieser Effekt anhand der mittels LIV gemessenen Dichteänderungen in einem Freistrah in Abbildung 14 dargestellt (Mayrhofer & Woisetschläger, 2001). Bereits bei niederen Frequenzen zeigt sich im Vergleich ein besseres Signal-zu-Rausch Verhältnis (SNR) bei Verwendung eines Geschwindigkeitsdecoders. In einer Arbeit von Zipser et al. wurden Dichteschwankungen infolge von Schallwellen mit Laservibrometern erfasst und visualisiert. Dabei ergab sich ab einer akustischen Frequenz von ca. 80 Hz ein besseres SNR in der Bestimmung der Druckschwankung bei Verwendung des Geschwindigkeitsdecoders gegenüber dem Wegdecoder (Zipser, et al., 2002). In allen in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen wurde eine Geschwindigkeitsdecodierung verwendet.

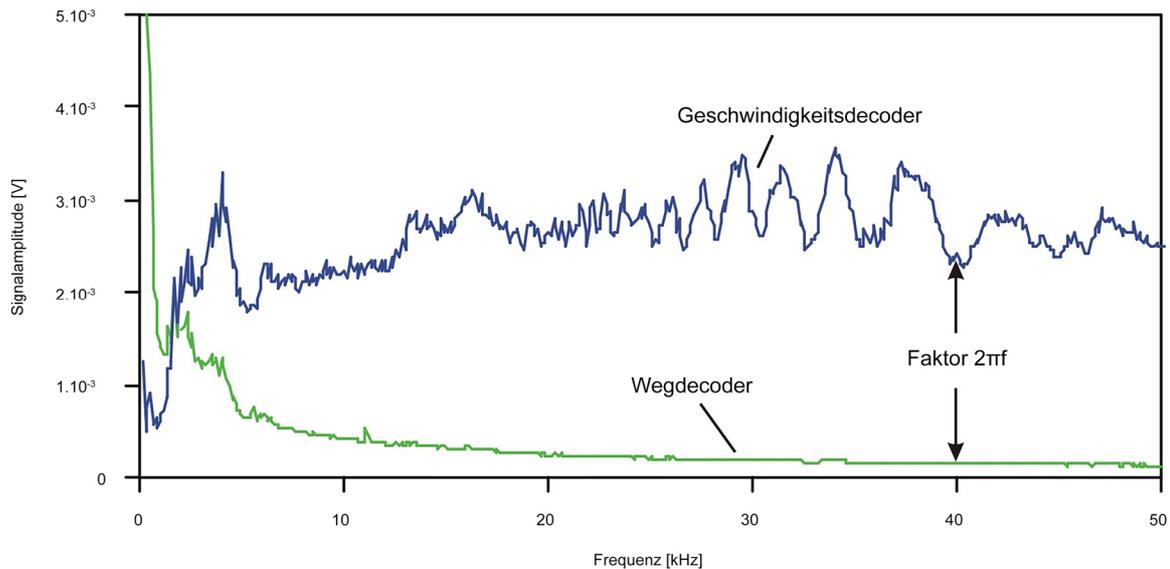


Abbildung 14: Spektrum der mittels LIV aufgezeichneten Dichteschwankungen in einem Freistrah. Wird der Geschwindigkeitsdecoder anstelle des Wegdecoders verwendet, ergibt sich aufgrund der Differentiation ein um den Faktor $2\pi f$ größerer Messwert (Mayrhofer & Woisetschläger, 2001).

Bei kommerziell erhältlichen LIV erfolgt die Demodulation des frequenzmodulierten Signals im Geschwindigkeitsdecoder durch eine Phasenregelschleife (engl. phase-lock-loop PLL). Änderungen der Frequenz des Eingangssignals ($f_B + f_D$) führen dabei zu einer Änderung der Ausgangsspannung. Durch eine Kalibrierung dieser Ausgangsspannung mittels eines Kalibrierfaktors k_{vib} [$\text{mm s}^{-1}/\text{V}$] kann nun die Geschwindigkeit der optischen Weglängenänderung anhand der Ausgangsspannung des LIV einfach bestimmt werden:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dt} L_{opt}(t) = v|_{n \neq n(t)} = k_{vib} U(t) \quad (4.10)$$

Zu beachten ist, dass der Kalibrierfaktor den doppelten optischen Weg der Gleichung 2.9. bereits berücksichtigt. Ebenso ist bezüglich des Vorzeichens zu berücksichtigen, dass eine Bewegung der Oberfläche auf das LIV zu definitionsgemäß einer positiven Geschwindigkeit entspricht. Bei konstantem geometrischem Weg und einer Dichteänderung entspricht dies aber einer Dichteabnahme.

4.2 Von der Brechzahl über die Dichte zur Wärmefreisetzung und deren Schwankungen

4.2.1 Bestimmung der Dichte aus dem Brechungsindex

Bewegt sich Licht durch ein Strömungsfeld, kommt es zu einer Interaktion der elektromagnetischen Wellen (Licht) mit der Materie. Dabei werden die Atome und Moleküle des Fluids zu Dipolschwingungen angeregt. Diese Dipolschwingungen verursachen ihrerseits wiederum Sekundärwellen, welche sich mit den Primärwellen des Lichtes überlagern. Aufgrund dieser Interferenz reduziert sich die Phasengeschwindigkeit der resultierenden Wellenfront; die Lichtgeschwindigkeit im Medium sinkt. Aus dem Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit im Medium c zur Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 errechnet sich der Brechungsindex n des betrachteten Mediums:

$$n = \frac{c}{c_0} \quad (4.11)$$

Die Clausius-Mosotti Gleichung ermöglicht es nun unter Zuhilfenahme der molekularen Konstanten des zu untersuchenden Mediums, eine wellenlängenabhängige Relation zwischen Brechungsindex und Dichte zu definieren. Da der Brechungsindex gasförmiger Medien bei mäßigen Drücken nahe 1 liegt, kann die sowohl für gasförmige als auch für flüssige Medien gültige Clausius-Mosotti Gleichung für diesen Sonderfall auf folgende Form vereinfacht werden (Merzkirch, 1987), (Oertel & Oertel, 1989):

$$n(x, y, z, t) - 1 = \rho(x, y, z, t) \frac{e^2}{2\varepsilon_0 m_e m} \sum_i \frac{f_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2} \quad (4.12)$$

Mit der elektrischen Ladung e , der elektrischen Feldkonstante ε_0 , der Elektronenmasse m_e , der mittleren Masse je Gaspartikel m , der Oszillatorenstärke f_i (Übergangswahrscheinlichkeit), ω_{0i} den Eigenkreisfrequenzen der möglichen Dipolschwingungen und ω der Kreisfrequenz des verwendeten Lichtes. Vereinfacht lässt sich Gleichung (4.12) in Form der sogenannten Gladstone-Dale Beziehung darstellen, dabei werden die molekularen Konstanten auf die Gladstone-Dale Konstante G reduziert:

$$n(x, y, z, t) - 1 = \rho(x, y, z, t) G(\omega) \quad (4.13)$$

Somit ist ein linearer Zusammenhang zwischen Brechungsindex und Dichte in einem gasförmigen Medium hergestellt. Die Gladstone-Dale Konstante weist nur geringe Dispersion auf, so unterscheidet sich etwa die Gladstone-Dale Konstante von Methan bei einer Wellenlänge von 532 nm von derjenigen bei 633 nm um etwa 0.8 % (Gardiner, et al., 1981). Liegt ein Gasgemisch vor, berechnet sich die resultierende Gladstone-Dale Konstante aus der Summe der Massenfraktionen der jeweiligen Spezies:

$$G(\omega) = \sum_i G_i(\omega) \frac{\rho_i}{\rho}(x, y, z, t) \quad (4.14)$$

Um nun aus dem Brechungsindex Rückschlüsse auf die Dichte zu ermöglichen, muss also die lokale Gaszusammensetzung – etwa durch spektroskopische Untersuchungen – bekannt sein. In dieser Arbeit wurde das lokale Äquivalenzverhältnis aus dem Verhältnis der flächig bestimmten OH*- und CH*-Chemilumineszenz und geeigneter Korrelationstabellen bestimmt (Lauer, 2011). Somit kann die lokale Zusammensetzung der Reaktanten des Gasgemisches vor dem Verbrennungsvorgang bzw. die Zusammensetzung der Verbrennungsprodukte unter Annahme einer vollständigen Umsetzung des Brennstoffes ermittelt werden. Jedoch ist es nicht möglich das Verhältnis aus Reaktanten und Verbrennungsprodukten zu bestimmen, welches durch turbulente Schwankungen im Strömungsfeld einer ständigen Änderung unterworfen ist. Zusätzlich können Schwankungen des Äquivalenzverhältnisses ebenfalls zeitliche und räumliche Variationen der Gladstone-Dale Konstanten hervorrufen. Aufgrund der Vormischung von Luft und Brennstoff bereits vor dem Eintritt in den

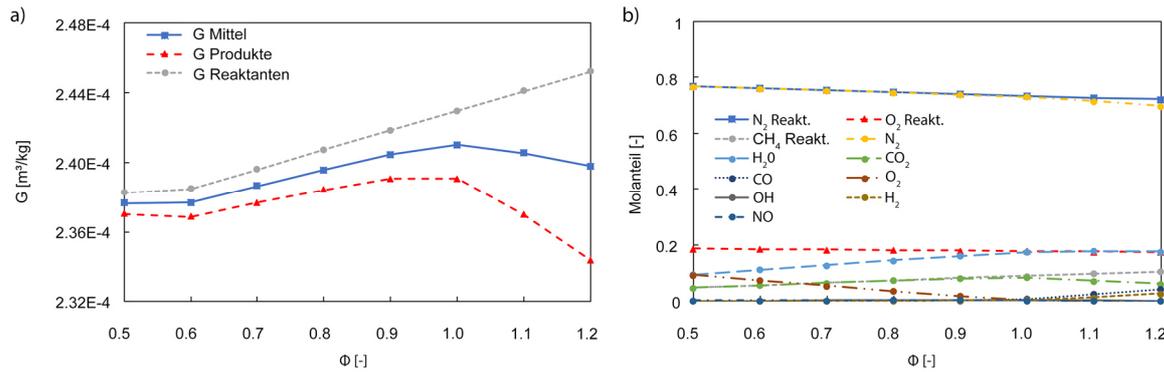


Abbildung 15: a) Gladstone-Dale Konstante für Produkte (rot), Reaktanten (grau) und deren Mittelwert (blau) bei einer Wellenlänge von 633 nm über einem Äquivalenzverhältnisbereich von 0.5 bis 1.2. Im Luftmangelbereich divergieren Reaktanten und Produkte aufgrund der zunehmenden H_2 bzw. abnehmenden CO_2 Molanteile. Die entsprechenden Molfraktionen sind in b) dargestellt.

Brenner, kann für alle in dieser Arbeit diskutierten Flammen jedoch von einem zeitlich konstanten Äquivalenzverhältnis ausgegangen werden.

Um nun lokale Gladstone-Dale Konstanten zu bestimmen, wurden die vom Äquivalenzverhältnis abhängigen Gladstone-Dale Konstanten für Reaktanten und Produkte nach Gleichung (4.14) berechnet. Die Zusammensetzung der Rauchgase wurde dabei mit der Software GASEQ unter Annahme einer adiabaten Gleichdruckverbrennung bei vorgegebenem Äquivalenzverhältnis bestimmt. Da das lokale Verhältnis aus Reaktanten und Produkten nicht bekannt ist, wurde ein Mittelwert aus beiden Gladstone-Dale Konstanten berechnet. Für ein Äquivalenzverhältnis von 0.5 bis 1.2 ergibt sich dabei der in Abbildung 15 a) dargestellte Verlauf. Im Bereich magerer Verbrennung weisen Reaktanten und Produkte sehr ähnliche Werte auf, die jedoch mit steigendem Äquivalenzverhältnis zunehmend divergieren. Grund dafür ist der Anstieg der H_2 -Konzentration, bei gleichzeitiger Reduktion der CO_2 -Konzentration (Abbildung 15 b)) aufgrund der unvollständigen Verbrennung. Da Wasserstoff eine kleine Gladstone-Dale Konstante von $3.106 \text{ cm}^3/\text{mol}$, CO_2 hingegen eine hohe Gladstone-Dale Konstante von $9.968 \text{ cm}^3/\text{mol}$ aufweist (Gardiner, et al., 1981), führt dies zum deutlichen Abfall der Gladstone-Dale Konstante der Produkte im Luftmangelbereich. Das Äquivalenzverhältnis der in dieser Arbeit untersuchten Flammen deckt einen Bereich von ca. 0.7 bis 0.9 ab. Die maximale Unsicherheit durch die Verwendung einer mittleren Gladstone-Dale Konstante liegt damit bei ± 0.4 bis ± 0.6 % und kann im Rahmen sonstiger Messunsicherheiten vernachlässigt werden. Da sich Änderungen des lokalen Äquivalenzverhältnisses nur gering auf die Gladstone-Dale Konstanten auswirken, wurde eine konstante Gladstone-Dale Konstante für den gesamten Flammbereich bei einem, den Methan- und Luftmassenströmen entsprechenden, mittleren Äquivalenzverhältnis definiert. Hier ist neben den geringen Auswirkungen der Gradienten im Äquivalenzverhältnis zusätzlich zu beachten, dass die Bestimmung desselben aus dem Verhältnis der OH^*/CH^* -Chemilumineszenz keine Messmethode von hoher Genauigkeit darstellt. Außerhalb der Reaktionszone wurde ein linearer Übergangsbereich hin zur Gladstone-Dale Konstante der umgebenden Luft mit einer relativen Feuchtigkeit von 50 % definiert.

Gemäß Gleichung (4.7) lässt sich nun bei bekannter Gladstone-Dale Konstante die von einem LIV detektierte Dopplereffektverschiebung des Objektstrahles wie folgt berechnen:

$$f_D = \frac{1}{\lambda} \int_z \frac{dn}{dt}(x, y, z, t) dz = \frac{G(x, y, t)}{\lambda} \int_z \frac{d\rho}{dt}(x, y, z, t) dz = \frac{G(x, y, t)}{\lambda} \frac{d\rho}{dt}(x, y, t)_{\text{LOS}} \quad (4.15)$$

Der Index LOS bezieht sich dabei auf die Integration entlang des Sehstrahls des Lasers. Dabei ist zu beachten, dass im Fall eines reflektiven Aufbaus, wie in Abschnitt 4.1.2 für ein LIV beschrieben, die Weglänge z zweimal dem Abstand LIV-Spiegel entspricht, da der Laserstrahl das Messvolumen aufgrund der Reflexion am Spiegel doppelt durchläuft. Somit erfährt der Laserstrahl die

Dopplerfrequenzverschiebung zweimal, selbiges gilt jedoch auch für die Messung von Oberflächenschwingungen gemäß Gleichung (4.7). Der vom Gerätehersteller angegebene Kalibrierfaktor k_{vib} (Gleichung (4.10)) zur Umrechnung der geschwindigkeits-/dichteänderungsproportionalen Ausgangsspannung am LIV berücksichtigt diese doppelte Messung bereits.

4.2.2 Bestimmung von Fluktuationen der Wärmefreisetzung aus Dichteschwankungen

Wie in Anhang A) im Detail ausgeführt, kann beginnend mit der Energiegleichung eine mathematische Beschreibung der zeitlichen Änderung der Dichte in einer reaktiven Strömung unter Luft hergeleitet werden (Crighton, et al., 1996), (Lieuwen, 2012)). Dabei ergibt sich folgende Gleichung:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} - \frac{(\kappa - 1)\rho}{\kappa p} \left(\frac{dq_v}{dt} - \vec{\nabla} \vec{q} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tau_{ij} \right) \quad (4.16)$$

$\frac{d\rho}{dt}$ beschreibt dabei die substantielle Ableitung der Dichte, c die Schallgeschwindigkeit, $\frac{dp}{dt}$ Druckschwankungen, κ den Isentropenexponenten, $\frac{dq_v}{dt}$ die volumetrische Änderung der Wärme, $\vec{\nabla} \vec{q}$ den Wärmetransport und $\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tau_{ij}$ Wärmezufuhr aufgrund viskoser Effekte. Ausgehend von Gleichung (4.16) wird im folgenden Kapitel durch Abschätzen von Größenordnungen eine vereinfachte Form für den fluktuierenden Anteil der Dichteänderung in Abhängigkeit von Wärmefreisetzungsschwankungen hergeleitet, welche schlussendlich auch die Grundlage für die Auswertung von Vibrometerdaten darstellt.

4.2.2.1 Abschätzung der Größenordnungen der dichtebeeinflussenden Terme

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Vibrometermessungen in reaktiven Strömungen, werden volumetrische Wärmefreisetzungsschwankungen quantitativ bestimmt. Aus den integralen, entlang des Sehstrahls detektierten zeitlichen Änderungen des Brechungsindex, wird durch zeitliche Ableitung von Gleichung (4.13) die Änderung der Dichte bestimmt:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{d\rho}{dt} G \quad (4.17)$$

Laservibrometer messen die gesamte Änderung der Dichte $\frac{d\rho}{dt}$ und somit die Summe aller Effekte der rechten Seite von Gleichung (4.16), die einzelnen Beiträge können dabei nicht separiert werden. Um nun Wärmefreisetzungsschwankungen aus den gemessenen Dichteschwankungen zu bestimmen, muss der Einfluss der zusätzlichen dichtebeeinflussenden Größen abgeschätzt werden, also der Druckterm, die Wärmeleitung und der Wärmeeintrag aufgrund von Reibungseffekten. Da die jeweiligen Größen nicht isoliert bestimmt werden können, ist eine heuristische Herangehensweise notwendig. Dabei werden die Größenordnungen teils aus theoretischen Überlegungen, teils aus experimentell bestimmten Daten abgeschätzt.

Als erstes wird der Einfluss der turbulenten Drallströmung am Brenneraustritt als Quelle für Dichteschwankungen betrachtet. Wie bereits von (Mayrhofer & Woisetschlager, 2001) gezeigt, können Dichteschwankungen in turbulenten Strömungen aufgrund der hohen Messgenauigkeit mit Laservibrometern detektiert werden. Dabei werden die Dichteschwankungen durch die turbulenten Druckschwankungen (also dem Druckterm) einerseits und aufgrund von Wärmezufuhr durch viskose Effekte andererseits hervorgerufen. Zusätzlich können auch sich durch das Messvolumen bewegende Schallwellen zu Druckschwankungen führen (Gren, et al., 2006). Diese Vorgänge treten in ähnlicher Weise sowohl im gefeuerten als auch im flammlosen Betrieb des Brenners auf. Durch die Vermessung einer Position in der Nähe des Brenneraustritts mit bzw. ohne Flamme und der Berechnung der dabei jeweils auftretenden Schwankungsamplituden ist es möglich, den Anteil der turbulenzbedingten Dichtefluktuationen in Relation zu jenen aufgrund von Schwankungen in der Wärmefreisetzung abzuschätzen.

Für den Vergleich der Signalamplituden im flammlosen bzw. gefeuerten Betrieb wurde eine Messposition in 5 mm Höhe über dem Brenneraustritt und 6 mm lateral der Rotationssymmetrieachse

des Brenners gewählt. Diese Position wies hohe turbulente Schwankungen auf, gleichzeitig liegt der Punkt im gefeuerten Betrieb in der Reaktionszone, womit der Vergleich erst ermöglicht wird. Der axiale Luftmassenstrom wurde – wie bei allen in dieser Arbeit durchgeführten Messungen – durch eine Sirene moduliert (siehe Kapitel 6.1), um definierte Schwankungen zu generieren. Dabei wurde die Sirenenfrequenz gleich der Brennereigenfrequenz bei 212 Hz gewählt. Die Fourier-transformierten Dichteschwankungsamplituden der flammlosen Strömung und jener im gefeuerten Betrieb unterschieden sich an der Anregungsfrequenz der Sirene an dieser Messposition um einen Faktor von 425. Somit kann abgeschätzt werden, dass der Einfluss der turbulenten Strömung an der Brennereigenfrequenz um zwei bis drei Größenordnungen kleiner ist, als die durch Wärmefreisetzungsschwankungen hervorgerufenen Dichtefluktuationen. Tendenziell nehmen die turbulenzbedingten Schwankungen mit steigender axialer Höhe ab, während die Wärmefreisetzungsschwankungen bis zu einem Maximum bei einer axialen Höhe von etwa 20 mm zunehmen, womit sich dieses Verhältnis nochmals zugunsten der Wärmefreisetzungsschwankungen verschiebt. Entsprechend diesen Ergebnissen können sowohl der Druck- als auch der Reibungsterm in Gleichung (4.16) vernachlässigt werden.

Neben obiger experimenteller Betrachtung lässt sich auch eine theoretische Überlegung zur Abschätzung der Druckschwankungsbeiträge im Druck- und Wärmefreisetzungsterm anstellen. Werden der Wärmeleitungs- und der viskose Term in Gleichung (4.16) vernachlässigt und wird angenommen, dass $\frac{d\rho}{dt} \approx \frac{\partial\rho}{\partial t}$ (eine Diskussion dieser Annahme folgt später), kann nach zeitlicher Integration beider Seiten geschrieben werden:

$$\rho' = \frac{p'}{c^2} - \frac{(\kappa - 1)\rho}{\kappa p} q'_v = \rho'_p - \rho'_q \quad (4.18)$$

ρ' stellt dabei den gesamten Schwankungsanteil der Dichte dar, ρ'_p den druckbedingten und ρ'_q den durch Wärmefreisetzungsschwankungen bedingten Anteil der Dichteschwankung. Durch das Verhältnis $\frac{\rho'_p - \rho'}{\rho'_p} = \frac{\rho'_q}{\rho'_p}$ kann nun eine Abschätzung der Beiträge aus Druck- und Wärmefreisetzungsschwankung angestellt werden. Vibrometermessungen zeigen, dass die mittlere Schwankung der Dichte im Flambereich des Brenners I bei einer Sirenenanregung mit 212 Hz im Bereich 0.08 - 0.13 kg/m³ liegt. In einem Abstand von 300 mm zur Brennerachse wurde ein Schalldruckpegel von 70 dB bei einer Frequenz von 212 Hz gemessen, dies entspricht einem Schalldruck von 63.2 mPa. Die mittlere Schallgeschwindigkeit im Flambereich liegt gemäß $c^2 = \kappa RT$ unter Berücksichtigung von lokalen Isentropenexponenten und Gaskonstanten bei 560 m/s. Da keine Druckmessung in der Flamme zur Verfügung steht, wird ein Schalldruckpegel von etwa 100 dB angenommen. Berechnet man nun das Amplitudenverhältnis aus Wärmefreisetzung zu Druck $\frac{\tilde{p}_{q,f}}{\tilde{p}_{p,f}}$ bei 212 Hz (die monofrequente Anregung wird durch das \sim Symbol gekennzeichnet) und verschiedenen Schalldruckpegeln L_p , ergeben sich die in Tabelle 2 dargestellten Werte.

Daraus ist ersichtlich, dass im Flambereich des untersuchten Brenners I, Schalldrücke im Bereich von 1000 Pa vorliegen müssten, um nennenswerte Verfälschungen der Messergebnisse zu bedingen. Bei einem angenommenen Schalldruckpegel von 100 dB liegen zwischen den Druck verursachenden Dichteschwankungen und jenen der Wärmefreisetzungsschwankungen vier Größenordnungen. Der Druckterm kann in diesem Fall also ohne nennenswerte systematische Abweichungen vernachlässigt werden. Diese theoretischen Überlegungen wurden experimentell bestätigt, indem im Nahbereich der Flamme Laservibrometer Messungen durchgeführt wurden (Wiesinger, 2017). Der gemessene Amplitudenunterschied zwischen der Flamme und deren Nahbereich betrug dabei vier Größenordnungen. Vorsicht ist jedoch angebracht, wenn es zu thermoakustischer Resonanz in einer

Brennkammer kommt, da die hier auftretenden Druckamplituden sehr hohe Werte erreichen können. Werden isotherme und turbulenzfreie Vorgänge untersucht, kann der in der Wärmefreisetzungsanalyse störende Druckterm genutzt werden, um Schallwellen zu visualisieren (Gren, et al., 2006).

Tabelle 2: Verhältnis der Dichteamplituden aufgrund un stetiger Wärmefreisetzung und Schalldruckbedingten Dichteschwankungen bei unterschiedlichen Schalldruckpegeln.

$L_{p,f}$ [dB]	\tilde{p}_f [Pa]	$\frac{\tilde{\rho}_{q,f,min}}{\tilde{\rho}_{p,f}}$ [-]	$\frac{\tilde{\rho}_{q,f,max}}{\tilde{\rho}_{p,f}}$ [-]
70	63.2e-03	-3.97e+05	-6.60e+05
100	2	-1.25e+04	-2.09e+04
134	100	-2,49e+02	-4,15e+02
154	1000	-2.40e+01	-4.06e+01

Als der letzte noch nicht behandelte Term verbleibt der sich aus Wärmeleitung und -strahlung zusammengesetzte Wärmestrom $\vec{\nabla} \vec{q}$. Um die Strahlungsleistung zu quantifizieren, wurde der integrale Wert der Wärmestrahlung in einem Bereich von 0.2-50 μm Wellenlänge mit einer Thermosäule erfasst (Kipp&Zonen CA2). Aufgrund der thermischen Trägheit des Messsystems ist keine frequenz aufgelöste Erfassung der Wärmestrahlung möglich. Der integrale und zeitgemittelte Wert über eine die Flamme umgebende Kontrollfläche, ergab eine Strahlungsleistung von 180 W. Das entspricht 5.2 % der gesamten thermischen Leistung des Brenners. Somit scheint in diesem Term die größte Unsicherheit in der quantitativen Ermittlung von Wärmefreisetzungs Schwankungen gefunden zu sein. Es ist daher davon auszugehen, dass Leistung im einstelligen Prozentbereich der gesamten thermischen Leistung durch elektromagnetische Strahlung emittiert wird und die entsprechenden Wärmefreisetzungs Schwankungen nicht durch das Laservibrometer erfasst werden können.

Schlussendlich wird der Verlust durch Wärmeleitung aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit der Luft als gering angenommen.

Aus obigen Abschätzungen kann Gleichung (4.16) nun folgendermaßen vereinfacht werden:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{(\kappa - 1)\rho}{\kappa p} \frac{dq_v}{dt} \quad (4.19)$$

4.2.2.2 Ermittlung der Schwankungsgrößen

Die Ausdrücke in Gleichung (4.19) stellen Momentanwerte dar. Im Allgemeinen kann ein solcher gemäß $\rho = \bar{\rho} + \rho'$ beschrieben werden. Da sich das LIV während der Messung an einer festen Position im Raum befindet, müssen alle Berechnungen nach der Eulerschen Betrachtungsweise durchgeführt werden, also die substantiellen Ableitungen der Größen $\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\rho$ durchgeführt werden. Damit ergibt sich für die Dichte folgender Ausdruck:

$$\frac{d(\bar{\rho} + \rho')}{dt} = \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial \rho'}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial \rho'}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial \rho'}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} \quad (4.20)$$

oder:

$$\frac{d(\bar{\rho} + \rho')}{dt} = \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} + \frac{\partial \rho'}{\partial x} \right) \frac{\partial x}{\partial t} + \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial y} + \frac{\partial \rho'}{\partial y} \right) \frac{\partial y}{\partial t} + \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} + \frac{\partial \rho'}{\partial z} \right) \frac{\partial z}{\partial t} \quad (4.21)$$

Da die zeitliche Ableitung des Mittelwertes gleich Null ist und die Gradienten des Mittelwertes klein gegenüber jenen der Schwankung sind, ergibt sich:

$$\frac{d\rho}{dt} \approx \frac{d\rho'}{dt} \quad (4.22)$$

Die in den Gleichungen (4.20) bis (4.22) geführte Diskussion muss ebenso für die Änderung der volumetrischen Wärme $\frac{dq_v}{dt}$ geführt werden. Jedoch ist es im Bereich der Thermoakustik notwendig, die Gleichungen zu linearisieren, d.h. gewöhnlich wird die Annahme getroffen, dass die Strömungsgeschwindigkeit klein gegenüber der Schallgeschwindigkeit ist (engl. low Mach number assumption). Die substantiellen Ableitungen werden in diesem Fall durch die Partiellen ersetzt:

$$\frac{d\rho'}{dt} \approx \frac{\partial \rho'}{\partial t} \quad (4.23)$$

Entsprechend der Theorie nach Strahle wird die akustische Abstrahlung einer Flamme durch die Überlagerung aller lokalen Dichteschwankungen verursacht. Demnach lässt sich der Zusammenhang aus Dichtefluktuationen in der Flamme ρ'_{Fl} und deren Fluktuationen im Fernfeld ρ' folgendermaßen bestimmen (Strahle, 1971):

$$\rho'(r, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2 r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{V_{Fl}} \rho'_{Fl}(r_0, t - \frac{r}{c_0}) dV(r_0) \quad (4.24)$$

Dabei entspricht r der radialen Entfernung des Beobachters und c_0 der Schallgeschwindigkeit bei Umgebungsbedingungen. Im Fernfeld sind Schallschnelle v_r und Druckschwankungen in Phase, womit die Schallleistung P gemäß:

$$P = \int p'(r) v_r dA(r) = 4\pi r^2 \frac{p'(r)^2}{\rho_0 c_0} = 4\pi r^2 \frac{(c_0^2 \rho'(r))^2}{\rho_0 c_0} \quad (4.25)$$

berechnet werden kann. Der Faktor $4\pi r^2$ beschreibt dabei eine sphärische Kontrollfläche mit Radius r , p' die Druckschwankungen im Fernfeld und ρ_0 die Dichte bei Umgebungszustand. Werden nun Gleichung (4.24) und (4.25) kombiniert, lässt sich die Schallleistung im Fernfeld der Flamme aus der zweiten zeitlichen Ableitung der Dichteschwankungen innerhalb der Flamme berechnen:

$$P = \frac{1}{4\pi \rho_0 c_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\int_{V_{Fl}} \rho'_{Fl}(r_0, t - \frac{r}{c_0}) dV(r_0) \right)^2 \quad (4.26)$$

Durch die Vernachlässigung des Transports von Dichte bzw. Wärme (low Mach number assumption) in Gleichung (4.26) wird eine getrennte Betrachtung von akustischer Wellenausbreitung und Wärmefreisetzung ermöglicht (Pankiewitz, 2004), (Pieringer, et al., 2009). Die partielle Ableitung der volumetrischen Wärme nach der Zeit $\frac{\partial q'_v}{\partial t}$ entspricht nun der Wärmeänderung aufgrund un stetiger chemischer Reaktion und wird in der Notation \dot{q}'_v als Wärmefreisetzungsschwankung bezeichnet. Gleichung (4.19) kann nun für fluktuierende Größen folgendermaßen geschrieben werden:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\frac{(\kappa - 1)\rho}{\kappa p} \dot{q}'_v \quad (4.27)$$

Dieser Zusammenhang kann nun genutzt werden, um Wärmefreisetzungsschwankungen zu berechnen. Für die Auswertung von Gleichung (4.27) sind noch die Größen von Dichte, Druck und des Isentropenexponenten im Term $\frac{(\kappa-1)\rho}{\kappa p}$ zu bestimmen. Auch hier können die Momentanwerte durch den zeitlichen Mittelwert und die momentane Schwankung dargestellt werden:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = - \frac{((\bar{\kappa} + \kappa') - 1)(\bar{\rho} + \rho')}{(\bar{\kappa} + \kappa')(\bar{p} + p')} \dot{q}'_v \quad (4.28)$$

Führt man eine Fourier-Transformation des zeitlichen Schwankungsverlaufs durch, kann der phasengemittelte Verlauf einer mit der Sirenenanregungsfrequenz f oszillierenden Größe wie folgt dargestellt werden (die Notation in spitzen Klammern definiert dabei das Phasemittel (Hussain & Reynolds, 1970)):

$$\langle \rho(\vec{x}, t) \rangle_f = \bar{\rho}(\vec{x}) + \tilde{\rho}_f(\vec{x}) \cos(2\pi f t) \quad (4.29)$$

Es handelt sich dabei also um den Gleichanteil der Größe $\bar{\rho}$, überlagert mit der periodischen Fluktuation $\tilde{\rho}_f$ selbiger an der betrachteten Frequenz. Phasemittelung einer Größe bedeutet die Zuordnung eines Momentanwertes zu einer bestimmten Phase der Oszillation mit Frequenz f , wobei die danach erfolgte Mittelung nur über Momentanwerte erfolgt, die dieselbe Phasenlage φ aufweisen. Stochastische Schwankungen werden bei ausreichend hoher Anzahl an Datenpunkten ausgemittelt. Angewandt auf Gleichung (4.28) ergibt sich damit folgender Ausdruck:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\rho}_f \cos(2\pi f t + \varphi_\rho) \\ &= - \frac{((\bar{\kappa} + \tilde{\kappa}_f \cos(2\pi f t + \varphi_\kappa)) - 1)(\bar{\rho} + \tilde{\rho}_f \cos(2\pi f t + \varphi_\rho))}{(\bar{\kappa} + \tilde{\kappa}_f \cos(2\pi f t + \varphi_\kappa))(\bar{p} + \tilde{p}_f \cos(2\pi f t + \varphi_p))} \tilde{q}_{v,f} \cos(2\pi f t + \varphi_{q_v}) \end{aligned} \quad (4.30)$$

Berücksichtigt man, dass die jeweiligen Schwankungsamplituden $\tilde{}$ an der untersuchten Frequenz klein sind im Verhältnis zu den Mittelwerten, kann für den Flambereich nun schlussendlich geschrieben werden:

$$\left. \frac{\partial \tilde{\rho}_f}{\partial t} \right|_{\text{Flamme}} = - \frac{(\bar{\kappa} - 1)\bar{\rho}}{\bar{\kappa}\bar{p}} \tilde{q}_{v,f} \quad (4.31)$$

Gleichung (4.31) wurde in allen quantitativen Untersuchungen zur Bestimmung von Oszillationen der Wärmefreisetzung an der Sirenenfrequenz f angewandt. In nichtreaktiven und wärmequellenfreien Strömungen überwiegen turbulente Schwankungen und Schallwellen, hier gilt:

$$\left. \frac{d\tilde{\rho}_f}{dt} \right|_{\text{nicht reaktiv}} = \frac{\bar{\rho}}{\bar{p}} \frac{d\tilde{p}_f}{dt} \quad (4.32)$$

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt aber in der quantitativen Bestimmung von $\tilde{q}_{v,f}$. Um nun Oszillationen der Wärmefreisetzung gemäß Gleichung (4.31) berechnen zu können, müssen auch die lokalen Werte der zeitlich gemittelten Dichte $\bar{\rho}$, des Isentropenexponenten $\bar{\kappa}$ und des Druckes \bar{p} bekannt sein. Dafür sind zusätzliche Messungen mit teils aufwändigen Algorithmen zur Datenauswertung notwendig. Im Speziellen gilt das für die hier angewandte Hintergrundschlieren-Methode zur Bestimmung der mittleren Dichte. Der Isentropenexponent wird durch die Gaszusammensetzung und deren Temperatur bestimmt. Für eine lokale Bestimmung von $\bar{\kappa}$ wurden deswegen die Massenbrüche aus spektroskopischen Untersuchungen des Flammeneigenleuchtens mit Temperatur- bzw. Dichtefeldern aus der Hintergrundschlieren-Methode kombiniert. Der Druck wurde aufgrund der gasturbinentypischen Gleichdruckverbrennung als konstant und dem Umgebungsdruck entsprechend angenommen.

4.3 Funktionsweise und Aufbau des bildgebenden heterodynen Interferometers

Oben beschriebene Laservibrometer finden eine breite Anwendung, von der Entwicklung mechanischer Komponenten, über Medizin, Akustik, bis hin zu Mikromaschinen, etc. Kommerziell erhältliche Messsysteme sind jedoch nicht im Stande eine Vielzahl von Positionen synchron aufzuzeichnen. Einzig das Polytec MPV-800 Multipoint Vibrometer verfügt über 48 Kanäle, die damit erreichbare Auflösung ist jedoch für die Untersuchung von Verbrennungsvorgängen viel zu gering. Anstelle einer Vielzahl einzelner Interferometer, basiert das in dieser Arbeit in Kooperation mit der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik der TU-Dresden entwickelte System auf einer Hochgeschwindigkeitskamera zur Aufzeichnung des Interferenzsignals. Die Entwicklung dieses Systems war nicht Bestandteil dieser Arbeit, sondern wird in der Dissertation von Dipl.-Ing. Johannes Gürtler diskutiert, die an der TU-Dresden eingereicht werden wird. Details zum Aufbau können Publikationen von Gürtler et al. entnommen werden (Gürtler, et al., 2016), (Gürtler, et al., 2017), (Gürtler, et al., 2018). Im vorliegenden Kapitel wird die letztendlich eingesetzte Variante des Systems kurz beschrieben, um eine Schnittstelle zwischen den in dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen von Wärmefreisetzungsozillationen und den von Dipl.-Ing. Gürtler verarbeiteten Kamerarohsignalen herzustellen.

Da jeder Kamerapixel einem Vibrometer entspricht, liefert das System die Daten von 12100 synchronen Laservibrometern mit einer räumlichen Auflösung von $0.47 \times 0.47 \text{ mm}^2$ je Pixel, bei einer Abtastrate von 200 kHz. Die grundsätzliche Funktionsweise entspricht dabei der eines heterodynen Interferometers, jedoch wurde das System schlussendlich in einem transmissiven Aufbau realisiert. Entgegen herkömmlichen Vibrometersystemen wird dabei nicht der Objektstrahl reflektiert, um danach mit dem Referenzstrahl zur Interferenz gebracht zu werden, sondern der Referenzarm wird um das Messvolumen geführt und auf der dem Laser gegenüberliegenden Seite dem Objektstrahl überlagert. Durch den gewählten Strahlengang des Objektstrahls wird ein Übersprechen des Signals (engl. cross-talk) zwischen benachbarten Pixel am Sensorarray aufgrund fluktuierender Brechungsindexgradienten vermieden. Das Messvolumen wird daher nur einmal durchlaufen. Eine schematische Darstellung des finalen Systems findet sich in Abbildung 16. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten und Kriterien zu deren Auslegung kurz beschrieben. Das System selbst wurde an der TU-Dresden aufgebaut und getestet, die Flammenuntersuchungen fanden teils in Graz, teils in Dresden, aber immer unter maßgeblicher Mitwirkung des Autors statt.

4.3.1 Laser

Der Aufbau des Systems ist in Abbildung 16 dargestellt. Ein schmalbandiger Laser (Wellenlänge 532 nm, Cobolt Samba 532) wird mit einer Leistung von 10 mW betrieben und durch eine Lichtleitfaser in das System eingekoppelt und anschließend durch Strahlteiler 1 (ST₁) in einen Objekt- bzw. Referenzstrahl geteilt.

4.3.2 Referenzstrahl

Der Referenzstrahl wurde dabei in sicherer Entfernung um das Messvolumen herumgeführt, um konstante Dichte entlang des Strahles und damit keine Beeinflussung des Referenzarms zu gewährleisten. Wie bereits für heterodyne Systeme beschrieben, ist es für eine vorzeichenrichtige Detektion der Geschwindigkeit notwendig, den Referenzstrahl mit einer konstanten Trägerfrequenz f_B zu modulieren. Der Arbeitsbereich der dafür verwendeten akusto-optischen Modulatoren liegt im Bereich von einigen MHz. Um Aliasing zu verhindern, musste sichergestellt werden, dass die Summe aus Trägerfrequenz f_B und der maximal zu erwartenden Frequenzerhöhung aufgrund der Dopplerfrequenzverschiebung f_D im Objektstrahl (Gleichung (4.9)) mit Sicherheit unter der Nyquist-Shannon Frequenz der Hochgeschwindigkeitskamera liegt. Deren maximale Abtastrate liegt bei einer Auflösung von 128×128 Pixel allerdings bei 500 kHz, somit können Oszillationen der Lichtintensität bis zu einer maximalen Frequenz von 250 kHz frei von Aliasingeffekten detektiert werden. Die Bildrate der Kamera ist also im Vergleich zum Arbeitsbereich der akusto-optischen Modulatoren um mindestens eine Größenordnung zu gering. Um nun eine Trägerfrequenz im gewünschten kHz-Bereich zu

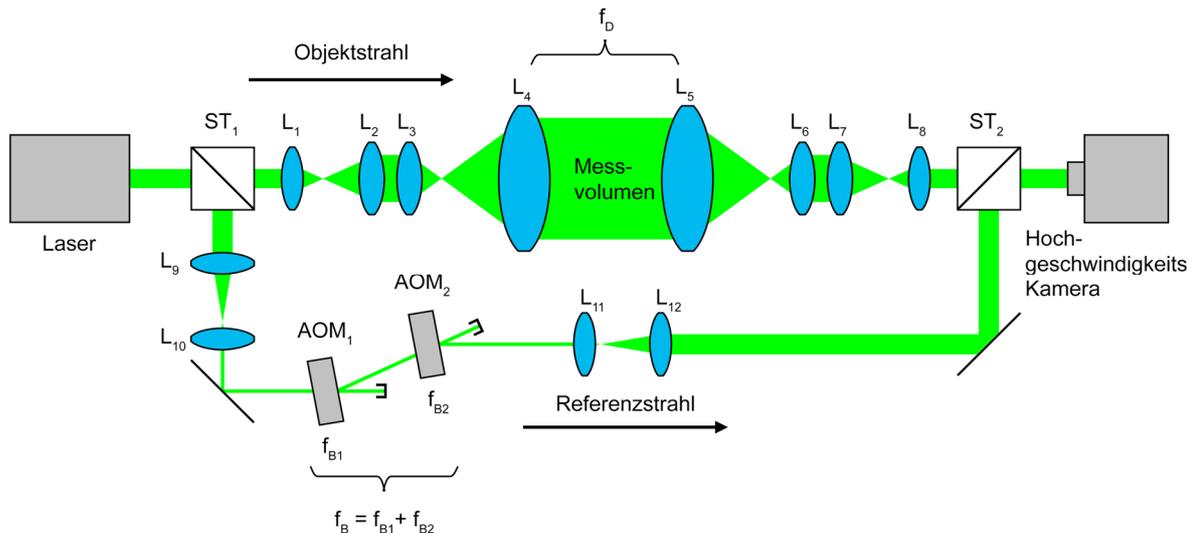


Abbildung 16: Schematischer Aufbau des CLIV-Systems: Aufteilung des Lasers in Objekt- und Referenzstrahl durch einen Strahlteiler, danach wird der Referenzarm durch zwei akusto-optische Modulatoren mit konstanter Frequenz moduliert. Nach der Aufweitung des Messstrahls kommt es in Bereichen zeitlich variierender Dichte zu einer Dopplereffektverschiebung. Mess- und Referenzstrahl werden anschließend wieder überlagert und das resultierende Interferenzmuster mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet. Die Abbildung wurde nach einer Vorlage von Dipl.-Ing. Gürtler erstellt.

realisieren, wurden zwei AOMs im Differenzbetrieb eingesetzt (Matsumoto & Hirai, 1999). Die resultierende Frequenz ergibt sich dann aus der Addition der jeweiligen Frequenz der beiden AOMs: $f_B = f_{B1} + f_{B2}$. Bei der Wahl dieser Trägerfrequenz waren für die Kollegen an der TU-Dresden folgende zwei Überlegungen ausschlaggebend:

Wie bereits allgemein in Kapitel 4.1.2 für ein heterodynes Interferometer diskutiert wurde und aus Gleichung (4.9) ersichtlich ist, muss die Trägerfrequenz entsprechend der zu erwartenden Dopplereffektverschiebungen hoch genug gewählt werden, um Aliasing zu vermeiden. Bei einer Wellenlänge des verwendeten Lasers von 532 nm, einer mittleren Gladstone-Dale Konstante von $2.556 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$ im Flambereich und zu erwartenden maximalen Dichteschwankungen im Bereich von ca. $1 - 2 \text{ kg/m}^3$ entlang des Sehstrahls, ergibt sich nach Gleichung (4.15) ein maximales f_D von etwa 1 kHz, aufgrund der Nichtlinearität der Kosinusfunktion in Gleichung (4.8) können jedoch auch höherharmonische Frequenzen auftreten.

Zusätzlich ist zu beachten, dass aufgrund von Schwankungen des Brechungsindex im Messfeld Änderungen der Einfallswinkeldifferenz zwischen Objekt und Referenzstrahl am Sensorarray auftreten (telezentrisches Linsensystem, siehe Beschreibung des Objektstrahls) und somit die Modulationstiefe m (Gleichung (4.3)) oszilliert. Das Intensitätssignal wird damit im niederfrequenten Bereich bis hin zu Frequenzen von einigen kHz amplitudenmoduliert. Bei der Bestimmung des Momentanwertes der Frequenz aus dem Intensitätsverlauf des Interferenzsignals unter Anwendung der Hilbert-Transformation, darf dieser niederfrequente Anteil nicht mit dem um die Trägerfrequenz modulierten Nutzsignal überlappen.

Aufgrund dieser Überlegungen wurde von den Kollegen in Dresden eine Trägerfrequenz von 50 kHz gewählt, womit sich ein großer Messbereich bei gleichzeitig sicherem Abstand zu dem oben beschriebenen Effekt der Modulation des Intensitätssignals aufgrund von fluktuierender Einfallswinkeldifferenz ergibt. AOM₁ erzeugt dafür einen negativen Frequenzhub von $f_{B1} = -200 \text{ MHz}$, während AOM₂ bei $f_{B1} = 200.05 \text{ MHz}$ betrieben wird. Die hohe Modulationsfrequenz der beiden AOMs führt zu einem vergrößerten Beugungswinkel zwischen der Grund- und erster Beugungsordnung (Donley, et al., 2005). Damit ist es möglich, die Distanz zwischen den beiden akusto-optischen Modulatoren gering zu halten und einen kompakteren Aufbau zu

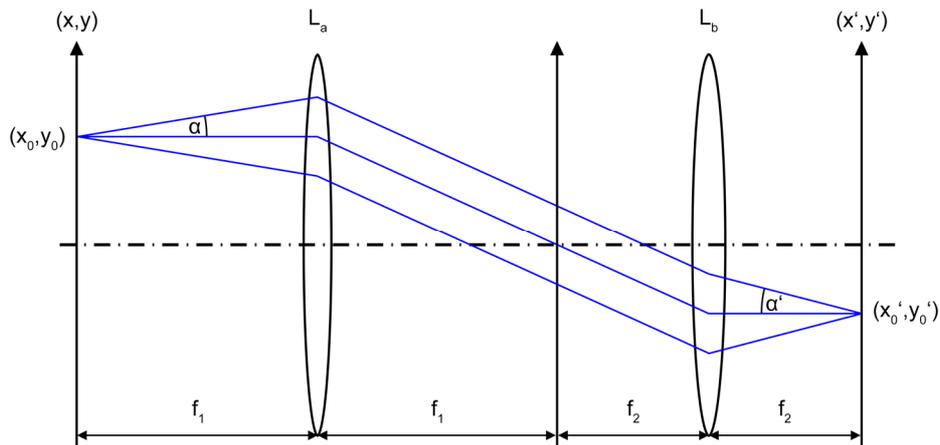


Abbildung 17: Schematische Darstellung einer telezentrischen Abbildung zur Vermeidung von Übersprechen am Kamerasensor. Winkeländerungen α eines Strahles (x_0, y_0) führen lediglich zu einer Winkeländerung α' an der Position (x'_0, y'_0) , dabei tritt kein Strahlversatz auf und die räumliche Korrelation zwischen (x_0, y_0) und (x'_0, y'_0) bleibt erhalten.

realisieren. Die geringe Apertur der AOMs von 2×0.5 mm erfordert eine Verkleinerung im Referenzarm durch die Linsen L_9 und L_{10} , anschließend vergrößern die L_{10} und L_{11} den Strahl wieder auf den anfänglichen Durchmesser.

4.3.3 Objektstrahl

Dichteschwankungen in turbulenten Flammen führen zu Fluktuationen des Brechungsindex entsprechend der Gladstone-Dale Relation. Aufgrund der chaotischen räumlichen Verteilung der Schwankungen, unterliegen auch die Gradienten des Brechungsindexfeldes einer starken zeitlichen Varianz. Der durch das Messvolumen propagierende Objektstrahl erfährt damit eine fluktuierende Ablenkung. In einem ersten, an der TU-Dresden von Dipl.-Ing. Gürtler verwirklichten, reflektiven Aufbau (ähnlich des in Abbildung 13 dargestellten Schemas), führte die Strahlablenkung zu Übersprechen des Signals zwischen den einzelnen Pixel des Sensorarrays. Durch diesen Effekt geht die Ortsauflösung des Systems verloren, da keine Korrelation der zweidimensionalen Abbildung der Flamme am Kamerasensor zur tatsächlichen Position in der Flamme mehr vorhanden ist. Im zeitlichen Mittel erscheint die Flamme somit stark verschmiert. Bei reflektiv betriebenen Einpunkt-Systemen treten Strahlablenkungen genauso auf, da der Detektor jedoch aus nur einem Pixel besteht, bleibt die Ortsauflösung trotzdem erhalten, wird eine retroreflektierende Folie anstelle eines Spiegels verwendet. Lediglich die Signalintensität ist in diesem Fall Schwankungen unterworfen. Bei starker Ablenkung kann die Signalstärke dadurch drastisch abnehmen und somit zu einem niedrigen Signal-zu-Rausch Verhältnis führen.

Gelöst wurde das Problem des Übersprechens von Dipl.-Ing. Gürtler schlussendlich durch den Aufbau eines telezentrischen Linsensystems in einem transmissiven System. Durch das Linsensystem $L_1 - L_4$ wird der Objektstrahl kollimiert und auf einen Durchmesser von 71 mm aufgeweitet. Nach dem Messvolumen durchläuft der Objektstrahl ein telezentrisches Linsensystem $L_5 - L_8$. Wie in Abbildung 17 schematisch dargestellt, führen Winkeländerungen α infolge von zeitvarianten Brechungsindexgradienten hier zu keinem Strahlversatz, sondern lediglich zu einer Winkeländerung α' mit einer Vergrößerung $V = \frac{f_2}{f_1}$.

4.3.4 Kamera

Durch den Strahlteiler ST_2 werden Referenz- und Objektstrahl überlagert und das resultierende Interferenzsignal mit einer Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ Phantom v1610 der Firma Vision Research aufgezeichnet. Bei einer Auflösung von 128×128 Pixel und einer maximalen Abtastrate von 500 kHz limitiert der interne Kameraspeicher die Messdauer auf 3.5 s. Da die Trägerfrequenz des

Referenzstrahls mit 50 kHz festgelegt wurde, kann die Bildfrequenz auf 200 kHz reduziert werden, womit sich eine maximale Messdauer von 9 s ergibt. Die Vergrößerung des Linsensystems $L_8 - L_5$ beträgt 16.667, damit ergibt sich bei einer Pixelgröße von $28 \mu\text{m}^2$ eine Auflösung im Messvolumen von $0.4667 \times 0.4667 \text{ mm}^2$.

4.3.5 Bestimmung des Momentanwertes der Frequenz

Um aus dem von der Kamera aufgezeichneten Intensitätssignal den Momentanwert der Frequenz, also die Frequenz der Phasenmodulation des Argumentes der Kosinusfunktion in Gleichung (4.9) zu bestimmen, wird die Hilbert-Transformation \mathcal{H} verwendet (Benitez, et al., 2001). Im Allgemeinen ist diese für eine realwertige oder komplexe Funktion $f(t)$ folgendermaßen definiert:

$$f_{\mathcal{H}}(t) = \mathcal{H}\{f(t)\} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(\tau)}{t - \tau} d\tau \quad (4.33)$$

und wird zur Bildung eines analytischen Signals angewandt, dessen Imaginärteil der Hilbert-Transformierten des Realteils entspricht. Somit ergibt sich für das Hilbert-transformierte Intensitätssignal $I_{\mathcal{H}}(t)$:

$$I_{\mathcal{H}}(t) = I_0(1 + m \sin(2\pi(f_B \pm f_D)t)) \quad (4.34)$$

Aus Imaginär- und Realteil des analytischen Signals lässt sich nun entsprechend der üblichen Vorgangsweise bei komplexen Zahlen des Momentanwerts der Phase bestimmen:

$$\varphi(t) = \arctan\left(\frac{I_{\mathcal{H}}(t)}{I(t)}\right) \quad (4.35)$$

Und in weiterer Folge ergibt sich der Momentanwert der Frequenz $f_I(t)$ wie folgt:

$$f_I(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \varphi(t) \quad (4.36)$$

Deren Gleichanteil im zeitlichen Mittel entspricht der von den beiden AOMs generierten Trägerfrequenz. Durch Subtraktion des Gleichanteils \bar{f} lässt sich schlussendlich die momentane Dopplerfrequenzverschiebung berechnen, die mit der Dopplerfrequenzverschiebung in den Gleichungen (4.9) und (4.15) übereinstimmt:

$$f_D(t) = f_I(t) - \bar{f} \quad (4.37)$$

Damit ist nun eine Schnittstelle zwischen der Arbeit von Dipl.-Ing. Gürtler und dieser Arbeit hergestellt. In weiterer Folge werden zusätzliche, für die Berechnung von Wärmefreisetzungsszillationen notwendige Messverfahren diskutiert.

5 Unterstützende Signalverarbeitung und Messtechniken

Im Folgenden werden zu Beginn die für die Auswertung der Rohdaten aus LIV/CLIV und weiteren Messtechniken häufig verwendete Algorithmen kurz erläutert. Dabei handelt es sich um die schnelle Fourier-Transformation (FFT), Kreuzkorrelation und Abel-Transformation zur Bestimmung lokaler Daten aus einer Projektion im Falle rotationssymmetrischer Probleme. Auf Details der FFT wird hier nicht eingegangen, dafür sei auf weiterführende Literatur, etwa (Heinzel, et al., 2002), hingewiesen.

Im Weiteren wird auf zusätzliche in dieser Arbeit angewandte Messverfahren eingegangen. Diese sind einerseits für die quantitative Auswertung der LIV/CLIV-Daten notwendig, um die lokale Gladstone-Dale Konstante, den lokalen mittleren Isentropenexponenten und die lokale mittlere Dichte zu bestimmen (Gleichungen (4.17) und (4.31)). Dabei wurden spektroskopische Untersuchungen des Flammeneigenleuchtens durchgeführt, um das Äquivalenzverhältnis und damit die Zusammensetzung des Gasgemisches zu ermitteln, während für die Bestimmung der mittleren Dichte bzw. Temperatur die Hintergrundschlieren-Methode angewandt wurde. Andererseits diente die globale OH*-Chemilumineszenz zur Validierung der LIV/CLIV-Daten. Dafür wurden flächige Aufzeichnungen mittels bildverstärkter Kamera und integrale Messungen mit Photomultiplier durchgeführt. Aufgrund der breiten Anwendung von auf Chemilumineszenz beruhenden Messverfahren in der Flammenforschung und da sowohl die hier durchgeführten spektroskopischen Untersuchungen als auch das der Wärmefreisetzung proportionale Eigenleuchten des OH*-Radikals auf ebendiesem Phänomen beruhen, wird kurz auf die physikalischen Grundlagen der Chemilumineszenz eingegangen. Anschließend werden die angewandten Messverfahren und die dafür entwickelten Algorithmen zur Auswertung der Rohdaten erläutert.

Während die einzelnen Verfahren dieses Kapitels in der Fachliteratur umfangreich beschrieben werden, geht die in dieser Arbeit entwickelte Datenauswertung zur quantitativen und lokalen Erfassung von Dichte- bzw. Wärmefreisetzungsschwankungen deutlich über jene der Vorgängerarbeiter von Dipl.-Ing. Dipl.-Ing. Dr. Johannes Peterleithner hinaus (Peterleithner, 2016 c). Um bei den mittels LIV/CLIV erhaltenen Ergebnisse eine ausführliche Diskussion zu ermöglichen, wird in diesem Abschnitt das Zusammenspiel dieser unterstützenden Signalverarbeitung und Messtechnik im Detail beschrieben.

5.1 Abel-Transformation

Optische Messdaten, wie in etwa aus LIV oder CLIV ermittelte Dichtefluktuationen, Chemilumineszenz oder Schlierenaufnahmen, stellen eine zweidimensionale Projektion der entlang des Sehstrahls integrierten (engl. line-of-sight, LOS) Daten in einem dreidimensionalen Messfeld dar. Beispielhaft dafür ist in Abbildung 18 a) die rechte Hälfte der LOS-integrierten Chemilumineszenz des OH*-Radikals dargestellt. Kann eine rotationssymmetrische Verteilung angenommen werden, ist eine einzige derartige Projektion ausreichend, um auf lokale Daten rückzurechnen. Diese Forderung ist für alle in dieser Arbeit untersuchten Größen innerhalb gewisser Grenzen gültig, solange zeit- oder phasengemittelte Daten betrachtet werden. Das dafür entwickelte Verfahren wird, benannt nach dessen Urheber Niels Henrik Abel, als Abel-Transformation bezeichnet. Dabei lässt sich die Projektion $h(z)$ einer unbekannt, rotationssymmetrischen lokalen Funktion $f(r)$ folgendermaßen bestimmen (z bezeichnet dabei die Koordinate entlang derer die Projektion stattfindet):

$$h(z) = 2 \int_r^R f(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - z^2}} dr \quad (5.1)$$

Die Rekonstruktion der lokalen Funktion $f(r)$ lässt sich nun analytisch aus deren Projektion $h(z)$ durch die Abel-Transformation berechnen:

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dh(z)}{dz} \frac{1}{\sqrt{z^2 - r^2}} dz \quad (5.2)$$

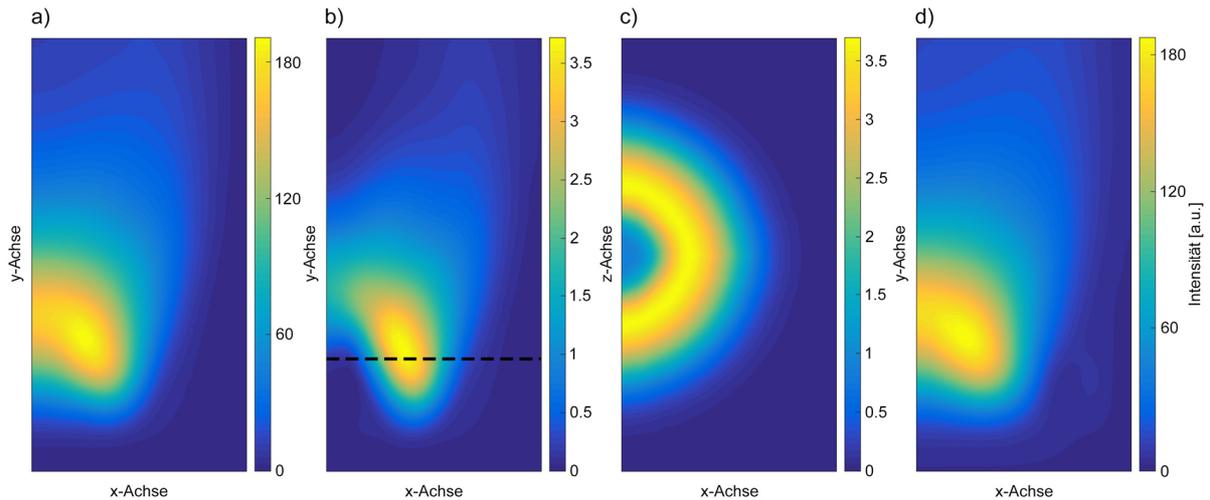


Abbildung 18: Abel-Transformation und Rücktransformation von in dieser Arbeit gewonnenen Chemilumineszenzdaten: **a)** LOS-Chemilumineszenz. **b)** Lokale Daten als Ergebnis der Abel-Transformation. **c)** Rotation der lokalen Daten aus **b)** entlang des eingezeichneten Schnittes in **b)** um die y -Achse. **d)** Rekonstruktion der LOS-Daten aus den durch Abel-Transformation ermittelten lokalen Daten in **b)** durch Integration der Daten entlang der z -Achse (Lichtstrahlrichtung).

Liegt die Projektion in Form eines Messdatenarrays vor, existiert keine analytische Beschreibung von $h(z)$, somit muss eine numerische Lösung bestimmt werden. Um Offsetfehler zu vermeiden, müssen die Daten am äußeren Rand, also an der radialen Position R den Wert Null erreichen. Die in dieser Arbeit verwendeten Algorithmen beruhen auf einer MATLAB-Implementierung des an der Technischen Universität Graz entwickelten Softwarepakets IDEA (Pretzler, et al., 1992). Dabei wird die unbekannte lokale Funktion $f(r)$ zeilenweise (entlang der x -Achse, der horizontalen Achse quer zum Sehstrahl) durch eine Fourier-Reihenentwicklung berechnet, deren Anzahl an Stützstellen (Raumfrequenzen) als Parameter frei wählbar ist. Eine geringe Anzahl an Raumfrequenzen wirkt dabei als Tiefpassfilter, womit feine Strukturen nicht aufgelöst werden können. Eine zu hohe Anzahl hingegen führt zu unerwünschten Artefakten. Um nun eine optimale Anzahl an Raumfrequenzen zu bestimmen, wurden alle mittels Abel-Transformation bestimmten lokalen Daten wieder rückprojiziert und anschließend mit der ursprünglichen Projektion verglichen. Dabei wurde der Parameter so lange variiert, bis sich eine minimale Abweichung ergab. Abbildung 18 **b)** zeigt das Ergebnis der Abel-Transformation der LOS-Daten aus **a)**. Für die Rekonstruktion wurde das lokale Datenfeld zeilenweise, entlang eines konstanten y -Achsenwertes, um die y -Achse rotiert, beispielhaft dargestellt in Abbildung 18 **c)**. Die gestrichelte Linie in **b)** stellt dabei die Position der in **c)** rotierten Daten dar. Um nun wieder LOS-Daten aus den rotierten Feldern zu erhalten, wurden, entsprechend der Integration entlang des Sehstrahles, alle Werte entlang der z -Achse aufsummiert. Das resultierende Feld mit bereits optimierter Anzahl an Stützstellen für die Fourier-Reihenentwicklung ist in Abbildung 18 **d)** dargestellt. Der Vergleich des originalen LOS-Datenfeldes (Abbildung 18 **a)**), mit dem aus der lokalen Rekonstruktion durch Integration wieder rückprojizierten LOS-Datenfeldes (Abbildung 18 **d)**), erlaubt eine Kontrolle der für die Abel-Transformation gewählten Parameter.

5.2 Frequenzanalyse

Die Frequenzanalyse der im Zeitbereich vorliegenden Messdaten erfolgte durchwegs mit der in MATLAB implementierten Funktion *pwelch*. Die Funktion beruht auf der von Peter D. Welch entwickelten Methode zur Bestimmung der spektralen Leistungsdichte (Welch, 1967). Dabei bietet die Funktion die Möglichkeit zur einfachen Implementierung der Überlappung von Segmenten und der Anwendung von Fensterfunktionen im Zeitbereich bevor die Periodogramme durch eine diskrete Fourier-Transformation berechnet werden.

Da die Flamme für alle Messungen mittels Sirene angeregt wurde, weisen alle Messdaten eine hohe Periodizität auf. Durch die Wahl einer großen Anzahl von Abtastungen (engl. samples) je Block (Blocklänge; engl. sample length) ergeben sich mehrere hundert Schwankungsperioden je Block, wodurch ein Rechteckfenster ohne nennenswerten Leck-Effekt verwendet werden kann. Alle in dieser Arbeit durchgeführten Frequenzanalysen wurden also ohne Fensterfunktionen und dementsprechend ohne Überlappung durchgeführt. Die so berechneten realwertigen Leistungsdichtespektren (LDS) wurden anschließend durch eine Multiplikation mit der Frequenzauflösung gemäß:

$$\hat{X} = X_{LDS}\sqrt{2} \quad (5.3)$$

in Amplitudenspektren umgerechnet.

5.3 Kreuzkorrelation

Die Kreuzkorrelation zweier Zeitsignale wurde berechnet, um den relativen Phasenbezug zwischen den Signalen zu bestimmen. So kann etwa das Triggersignal der Sirene durch Kreuzkorrelation mit den Zeitsignalen der einzelnen, zu unterschiedlichen Zeitpunkten aufgenommenen Messpositionen des LIV verwendet werden, um räumliche und zeitliche Korrelationen zwischen den einzelnen Messpositionen herzustellen. Auch ist es möglich globale Phasenlagen zwischen OH*-Chemilumineszenz und LIV-Daten zu vergleichen, wenn davor jeweils eine Korrelation mit dem Sirenentrigger berechnet wurde.

Die dafür verwendete in MATLAB implementierte Funktion *cpsd* beruht ebenfalls auf den Welch'schen Periodogrammen und bietet ebenfalls die Möglichkeiten für Fensterfunktionen und Überlappung der einzelnen Blöcke im Zeitbereich. Die Funktion retourniert ein komplexwertiges kreuzkorrelations-Leistungsdichtespektrum, aus diesem wurde entsprechend der Frequenzauflösung das kreuzkorrelations-Leistungsspektrum berechnet. Durch die Bestimmung der Arkustangensfunktion aus Imaginär- und Realteil wurde schlussendlich die Phasenbeziehung der beiden korrelierten Zeitsignale bestimmt.

5.4 Chemilumineszenz-Messungen

5.4.1 Grundlegendes zur Chemilumineszenz

Der Begriff der Chemilumineszenz beschreibt im Allgemeinen die durch chemische Reaktionen hervorgerufene Lichtemission von elektronisch angeregten Atomen, Molekülen oder Radikalen – der angeregte Zustand wird dabei durch einen hochgestellten Stern (*) markiert (Lauer, 2011). Emittierende Spezies weisen charakteristische Spektren auf, deren Überlagerung dem Gesamtspektrum der Flamme entsprechen. So lassen sich aufgrund der Lichtemission bei verschiedenen Wellenlängen Rückschlüsse auf den Flammzustand ziehen. Abbildung 19 zeigt ein in dieser Arbeit aufgenommenes Flammenspektrum (siehe Kapitel 5.4.3) einer Methanverbrennung mit Brenner II unter Luftmangel. Dabei lassen sich die charakteristischen Banden des OH*, CH*- und C₂*-Radikals eindeutig identifizieren, denen die breitbandige CO₂*-Emission überlagert ist (Lauer, 2011). Die OH*-Emission findet im nicht sichtbaren Ultravioletten statt, während CH* im sichtbaren blauen Bereich des Spektrums emittiert. Die beiden C₂*-Spitzen deuten auf eine Verbrennung unter Luftmangel hin und sind für das bekannte Rußleuchten im gelben bis rötlichen Bereich des sichtbaren Spektrums verantwortlich. Magerflammen weisen keine nennenswerten C₂*-Spitzen auf. Zum Zwecke der Referenzierung der LIV/CLIV-Daten ist in dieser Arbeit insbesondere die Emission des OH*-Radikals (Hydroxyl-Radikal) von Interesse.

Die diskreten Linien im Emissionsspektrum angeregter Atome und Moleküle sind das Resultat von Quanteneffekten, auf die im Folgenden in vereinfachter Weise eingegangen wird, um zuerst die Emission von Atomen und anschließend jene von Molekülen zu beschreiben.

Ausgehend vom Welle-Teilchen Dualismus, demzufolge massebehaftete Teilchen Wellencharakter aufweisen, lässt sich ein Elektron durch die Wellenfunktion $\psi(x, y, z, t)$ der Materiewelle beschreiben – der Elektronenwelle (Alonso & Finn, 1968), (Hecht, 2002). Nach der Kopenhagener Deutung entspricht das Quadrat der Wellenfunktion der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des beschriebenen Teilchens im Raum. Die Lösung der stationären Wellengleichung einer Elektronenwelle im Coulomb-Potential eines als Punktladung idealisierten Atomkerns, beschreibt stehende Wellen des Elektrons im Potentialfeld des Atomkerns. Die Eigenmoden der Elektronenwellen werden dabei als Orbitale bezeichnet. Diese Orbitale beschreiben Volumina im Raum, innerhalb derer Elektronen eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit größer Null aufweisen: $|\psi(x, y, z, t)|^2 > 0$. Dabei stellen die Orbitale mögliche Quantenzustände der Elektronen mit diskreten Energieniveaus dar. Nehmen nun Atome

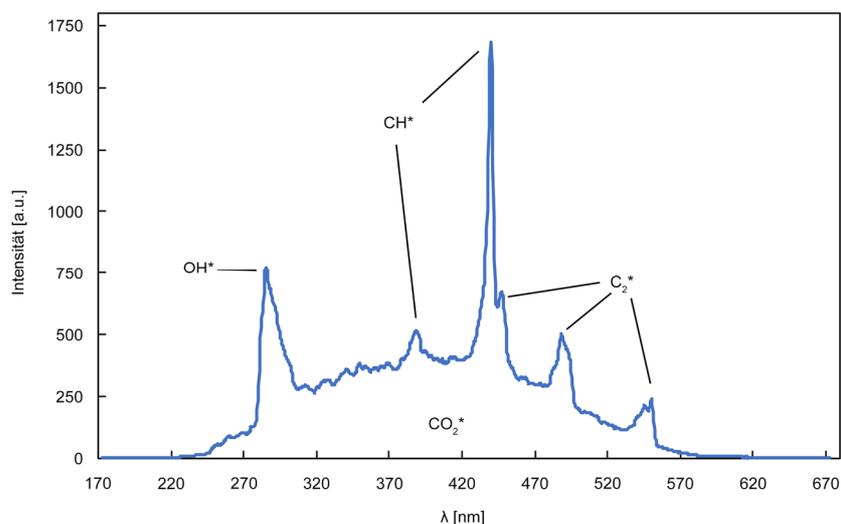


Abbildung 19: In dieser Arbeit aufgezeichnetes Emissionsspektrum einer vorgemischten Methanflamme unter Luftmangel (Brenner II). Die OH*-, CH*- und C₂*-Banden sind eindeutig ersichtliche, den molekülcharakteristischen Banden überlagert sich ein breitbandiger CO₂*-Untergrund.

Energie durch Absorption von Licht oder aufgrund von Zusammenstößen mit anderen Teilchen auf, können die Elektronen in einen Zustand höherer Energie springen, man spricht von elektronischer Anregung (Alonso & Finn, 1968), (Hecht, 2002). Da diese Zustände nicht stabil sind, die Elektronen also in den Zustand minimaler Energie zurückkehren müssen, wird die Energiedifferenz ΔE zum Grundzustand durch die Emission eines Photons abgegeben. Die Frequenz ν der emittierten elektromagnetischen Welle ist dabei über das berühmte Planck'sche Wirkungsquantum h linear mit der Energiedifferenz gekoppelt (Alonso & Finn, 1968):

$$\Delta E = h \nu \quad (5.4)$$

Atome emittieren demzufolge, indem sie elektronisch angeregt werden und anschließend in den Grundzustand zurückfallen, wobei sie ein Photon, dessen Wellenlänge proportional der Energiedifferenz ist, emittieren. Die daraus resultierenden Emissionsspektren sind charakteristisch für die emittierende Spezies und stellen eine Art Fingerabdruck dar. Auch Moleküle können elektronisch angeregt werden, jedoch bestehen noch zusätzliche, feiner abgestufte Energieniveaus, woraus sich breitere Linien im Emissionsspektrum ergeben (Abbildung 19).

In kovalent gebundenen Molekülen überlagern sich die Orbitale einzelner Elektronen (der Bindungselektronen) der Partneratome, dabei entstehen sogenannte Molekülorbitale (Molekülorbitaltheorie). Wird nun ein Molekül angeregt, können die Atompartner zusätzlich zur elektronischen Anregung gegeneinander schwingen, auch kann das Molekül als Ganzes rotieren. Diese Bewegungen gehorchen ebenfalls den Gesetzen der Quantenmechanik, somit können, wie bei elektronischen Energiezuständen, auch für molekulare Schwingungen und Rotationen nur diskrete

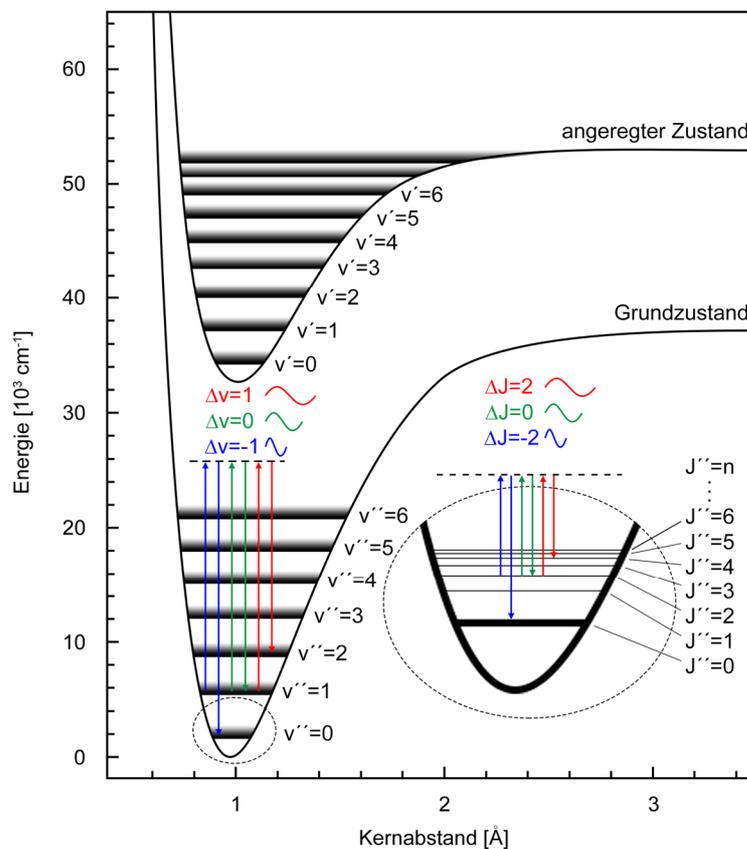


Abbildung 20: Schematische Darstellung des Grund- bzw. des angeregten Zustandes von OH* nach (Luque & Crosley, 1998). Durch elektronische Übergänge in unterschiedliche Vibrationsbanden (v' , v'') und Rotationsbanden (J' , J'') entsteht das molekulare Bandenspektrum. Die daraus resultierenden Linien im Spektrum sind breiter als jene von Atomen und individuell für das emittierende Molekül.

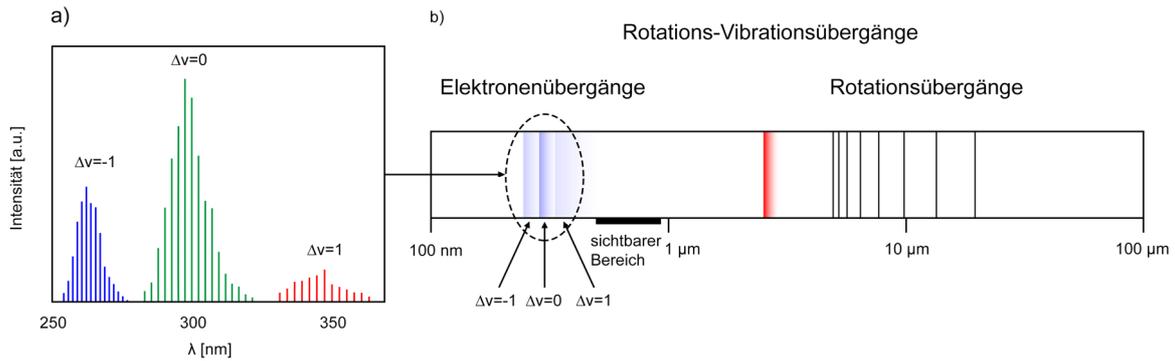


Abbildung 21: a) Schematisches Bandenspektrum von OH^* im Ultravioletten nach (Lauer, 2011), verursacht durch Elektronenübergänge. Wird Vibrations- bzw. Rotationsenergie in Strahlung umgewandelt ($\Delta v = -1$), erfolgt eine Blauverschiebung gegenüber $\Delta v = 0$. Im umgekehrten Fall ($\Delta v = 1$) wird die emittierte Strahlung rotverschoben. b) Schematisches Gesamtemissionsspektrum von OH^* . Aufgrund der geringeren Energiedifferenzen liegen die Wellenlängen bei Rotations-Vibrationsübergängen bzw. reinen Rotationsübergängen im Infraroten.

Energieniveaus erreicht werden, deren Energiedifferenzen allerdings sehr viel geringer sind. Da der angeregte Zustand instabil ist, erreichen auch Moleküle innerhalb kurzer Zeit wieder den Grundzustand (Hecht, 2002). Im Falle des Hydroxyl-Radikals stellt dabei die strahlungslose Energieübertragung durch Zusammenstoß mit anderen Molekülen, dem sogenannten Quenching, den dominanten Übergang zurück in den Grundzustand dar (Garland & Crosley, 1988). Tritt kein Quenching auf, beträgt die durchschnittliche Lebensdauer eines OH^* -Radikals vor der Emission eines Photons etwa 700 ns (Becker, et al., 1974), (Hogan & Davis, 1974). Dabei fallen angeregte Moleküle nicht notwendigerweise zurück in den Grundzustand, auch besteht die Möglichkeit, dass sich Vibrations- oder Rotationszustand ändern. Daraus ergibt sich eine Vielzahl an Möglichkeiten diskreter Energiedifferenzen, welche schlussendlich die breiten Linien im molekularen Emissionsspektrum, das molekulare Bandenspektrum, ergeben. Anschaulich und in vereinfachter Weise sind die Energieniveaus des Hydroxyl-Radikals in Abbildung 20 dargestellt (nach (Luque & Crosley, 1998)). Sowohl für den angeregten als auch für den Grundzustand sind mehrere Vibrationszustände möglich (gekennzeichnet durch v'' Grundzustand bzw. v' im angeregten Zustand), diese wiederum sind weiter unterteilt in Rotationszustände J' bzw. J'' .

Wird nach der Emission des Photons ein Vibrationszustand höherer Energie erreicht ($\Delta v = -1$) verbleibt Vibrationsenergie im Molekül. Die dabei emittierte elektromagnetische Welle ist, verglichen zum Fall $\Delta v = 0$, rotverschoben. Im umgekehrten Fall $\Delta v = 1$ wird Vibrationsenergie in elektromagnetische Energie umgewandelt und die emittierte Strahlung weist eine Blauverschiebung auf. Das Verhältnis aus Übergängen in Banden höherer bzw. niedrigerer Energie ist dabei temperaturabhängig (Crosley & Smith, 1980), da sich bei höheren Temperaturen die Moleküle in höherenergetischen Zuständen befinden und somit die Wahrscheinlichkeit unbesetzter niedriger Energieniveaus steigt. Selbiges hat auch für die Rotationszustände Gültigkeit, wodurch sich fein abgestufte Bandenspektren ergeben. Eine entsprechende schematische Darstellung des OH^* -Radikals bei einer Temperatur von 2200 K nach (Lauer, 2011) zeigt Abbildung 21 a). Der blaue Bereich links stellt einen Übergang mit $\Delta v = -1$ dar, die einzelnen Linien entsprechen dabei geänderten Rotationsübergängen, selbiges gilt für $\Delta v = 0$ und $\Delta v = 1$. Abbildung 21 b) zeigt schlussendlich noch schematisch das gesamte Emissionsspektrum des Hydroxyl-Radikals. In einem Wellenlängenbereich von etwa 250 – 375 nm sind die oben beschriebenen Elektronenübergänge mit den entsprechenden drei Vibrationsbanden aus Abbildung 21 a) sichtbar. Aufgrund der geringen Energiedifferenzen liegen die Rotations-Vibrationsübergänge bzw. die reinen Rotationsübergänge im Infraroten.

5.4.2 Chemilumineszenz in der Flammendiagnose

Wie bereits eingangs in Kapitel 2.2.2 erwähnt, wird das Flammeneigenleuchten, im Speziellen die Intensität der Lichtemission des OH^* -Radikals bei einer Wellenlänge von etwa 309 nm, als proportional

werden. Auch können die lokalen Oszillationen – aufgrund der Abhängigkeit der OH*-Emission von Turbulenz und Dehnungsrate zwar mit Vorsicht – mit den interferometrisch bestimmten lokalen Wärmefreisetzungsozillationen verglichen werden. Für Brenner I wurden zusätzlich auch die CH*-Emissionen aufgezeichnet, um das lokale Äquivalenzverhältnis zu bestimmen. Im Folgenden werden Versuchsaufbau und Signalanalyse detailliert beschrieben.

5.4.2.1.1 Versuchsaufbau

Die Aufzeichnung der LOS-Intensität der OH*- und CH*-Chemilumineszenz wurde mit einer bildverstärkten Kamera (engl. intensified charge coupled device, ICCD) vom Typ Nanostar (1280 x 1024 Pixel, Empfindlichkeit 310 nm/430 nm = 0.65, LaVision) und der Software DaVis 7.2.2.456 durchgeführt. Zusätzlich wurden Bandpassfilter für OH* (310±3 nm Zentralwellenlänge, 10±2 nm Halbwertsbreite, 18 % Transmission, Edmund Optics) und CH* (430±2 nm Zentralwellenlänge, 10±2 nm Halbwertsbreite, 98 % Transmission, Edmund Optics) und ein im ultravioletten durchlässiges Objektiv (UV-Objektiv, Brennweite 105 mm, Blende f/4.5, Nikon) verwendet (Abbildung 23 a)). Zu jedem Messpunkt wurden 6400 Einzelaufnahmen bei einer Bildrate von 8 Hz aufgezeichnet. Um auch phasengemittelte Daten bei Flammenanregung durch die Sirene (Kapitel 6.1) und damit den zeitlichen Verlauf der Emission über eine gemäß Gleichung (4.29) gemittelte Oszillationsperiode zu ermöglichen, wurde das Triggersignal der Sirene (Kapitel 6.1) genutzt. Dafür wurde eine Oszillationsperiode in 16 äquidistante zeitliche Abschnitte (Phasen) geteilt. Die Kamerasoftware bietet die Möglichkeit mit der Aufzeichnung erst ab einem definierten zeitlichen Versatz zu einem externen Triggersignal zu beginnen, die entsprechend den 16 Phasen bestimmt wurden. Die Belichtungszeit wurde mit 100 µs symmetrisch um den Trigger gewählt. Bei einer Sirenenfrequenz von 212 Hz (der Resonanzfrequenz von Brenner I) wird damit über einen Bereich von ±3.82° um das Triggersignal gemittelt.

Um die Bilder mit geometrischen Längeneinheiten zu korrelieren, wurde eine Längenkalibrierung durch die Aufnahme eines Gegenstandes mit bekannten geometrischen Abmessungen durchgeführt. Eventuelle Inhomogenitäten am Sensor oder im System Bandpassfilter-UV-Objektiv-Kamera wurden durch die Aufnahme eines Bildes mit aufgesetztem Objektivdeckel erfasst.

Die Linearität der Kamera wurde im ultravioletten sowie im sichtbaren Spektrum mit Graufiltern unterschiedlicher Dichte überprüft, auch wurden Empfindlichkeitsänderungen, vor allem in den Eckbereichen, durch Kalibriermessungen erfasst.

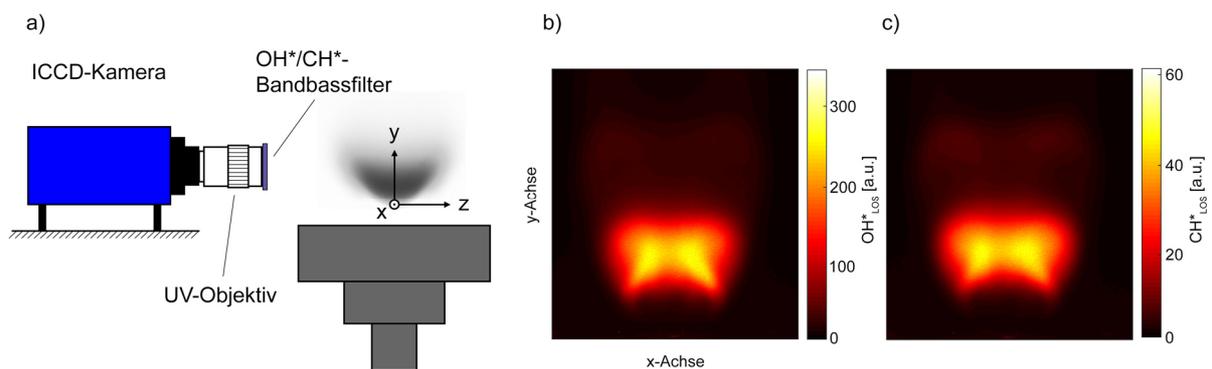


Abbildung 23: a) Schematische Darstellung des Chemilumineszenz Versuchsaufbaus. Aufgrund der geringen Intensitätswerte der OH*- und CH*-Emission erfolgt die Aufzeichnung mit einer bildverstärkten Kamera (ICCD). Um nur die gewünschten Emissionenlinien des Flammenspektrums aufzuzeichnen, wurden Bandpassfilter verwendet. Das OH*-Radikal emittiert im Ultravioletten, somit muss ein UV-durchlässiges Objektiv verwendet werden. b) Rohsignal der LOS OH*-Intensität aus 6400 gemittelten Einzelaufnahmen. c) Rohsignal der gemittelten LOS CH*-Intensität. Die in b) und c) dargestellten Abbildungen wurden an Brenner I und dem in Kapitel 6.2 beschriebenen Betriebspunkt aufgezeichnet.

5.4.2.1.2 Signalverarbeitung

Die 6400 Einzelaufnahmen für jeden Betriebspunkt bzw. für jede der 16 Phasenlagen wurden in der Software DaVis gemittelt und anschließend für die weitere Verarbeitung in MATLAB exportiert. Dabei ist zu beachten, dass alle mittels ICCD-Kamera aufgezeichneten Intensitätssignale entlang des Sehstrahls integriert sind (LOS), also keine lokalen Daten darstellen, sondern die zweidimensionale Projektion des dreidimensionalen Messfeldes entlang der Sichtachse der Kamera (z-Achse). Abbildung 23 b) und c) zeigen je ein LOS Rohsignal der OH*- bzw. CH*-Chemilumineszenz der Flamme des unten beschriebenen Brenner I.

Danach wurde in einem ersten Schritt eine Subtraktion des Hintergrundbildes für alle gemittelten Aufnahmen durchgeführt. Bei den nun vorliegenden Daten ist zu beachten, dass die von der Kamera detektierten Intensitätswerte je Pixel von der Transmission des verwendeten Bandpassfilters (T_{OH^*} , T_{CH^*}), dem Verstärkungsfaktor der Kamera (V_{OH^*} , V_{CH^*}) und der wellenlängenabhängigen Empfindlichkeit des Sensors abhängen. Solange nur eine Spezies betrachtet wird und das gesamte Sichtfeld der Kamera gleichermaßen beeinflusst ist, stellt dies kein Problem dar, da die Intensitätswerte ohnehin nur Relativwerte darstellen. Werden jedoch OH*- und CH*-Aufnahmen ins Verhältnis gesetzt, um das Äquivalenzverhältnis zu berechnen, muss eine Korrektur gemäß den Gleichungen (5.5) und (5.6) durchgeführt werden, E_{OH^*/CH^*} entspricht dabei dem Empfindlichkeitsverhältnis der Kamera bei 310 nm zu 430 nm:

$$OH^* = \frac{1}{T_{OH^*}} \frac{1}{V_{OH^*}} OH^*_{Sensor} \quad (5.5)$$

$$CH^* = \frac{1}{T_{CH^*}} \frac{1}{V_{CH^*}} E_{OH^*/CH^*} CH^*_{Sensor} \quad (5.6)$$

Inhomogenitäten in der Empfindlichkeit des Sensors wurden anschließend pixelweise aus Referenzaufnahmen mit gleichmäßiger Lichtintensität korrigiert. Soll das Äquivalenzverhältnis berechnet werden, muss noch eine Korrektur des CO₂-Untergrundes (Abbildung 19) aus spektroskopischen Messungen erfolgen.

Für die Bestimmung der Wärmefreisetzungszosillationen aus der OH*-Emission, wurde in einem nächsten Schritt ein Kalibrierfaktor k_{OH^*} bestimmt, um den willkürlichen LOS-Intensitätswerten eine Wärmeleistung zuzuweisen. Unter der Annahme vollständiger Verbrennung lässt sich aus den Kraftstoffmassenströmen und dem Heizwert die mittlere thermische Leistung \bar{Q} berechnen. Wird des Weiteren angenommen, dass das räumliche Integral über die mittlere OH*-Chemilumineszenz $\bar{I}_{OH^*,LOS}(x,y)$ proportional der gesamten thermischen Leistung ist, lässt sich der Kalibrierfaktor ermitteln:

$$\bar{Q} = k_{OH^*} \iint \bar{I}_{OH^*,LOS}(x,y) dx dy \quad (5.7)$$

Um nun die Schwankungen zu bestimmen, wurden 16 phasengemittelten Aufnahmen der Flamme herangezogen. Nach (Hussain & Reynolds, 1970) errechnet sich damit die phasengemittelte Intensität $\langle I_{OH^*,LOS}(x,y,\varphi) \rangle$ bei einer Anzahl von N Messpunkten zur Phasenlage φ wie folgt (siehe auch Gleichung (4.29)):

$$\langle I_{OH^*,LOS}(x,y,\varphi) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} I_{OH^*,LOS}(x,y,\varphi + n2\pi) \quad (5.8)$$

Es erfolgt also eine Mittelung aller Oszillationen welche zu einem bestimmten Zeitpunkt und dem Vielfachen einer gewählten Periodendauer (der dominanten Oszillationsfrequenz einer Verbrennungsinstabilität) eine korrelierte Phase aufweisen, während stochastische Fluktuationen, deren

Phase nicht mit der Periodizität korreliert, ausgemittelt werden. Aufgrund der Periodizität wird der Phasenwinkel φ verwendet, womit alle Phasen getriggerten Aufnahmen der ICCD-Kamera der phasengemittelten Größe $\langle I_{OH^*,LOS}(x, y, \varphi) \rangle$ zugeordnet werden können. Die 16 äquidistant verteilten Phasenschritte innerhalb einer Periode setzen sich aus dem Gleichanteil \bar{I} und der periodischen Schwankung \tilde{I} der Intensität zusammen:

$$\langle I_{OH^*,LOS}(x, y, \varphi) \rangle = \bar{I}_{OH^*,LOS}(x, y) + \tilde{I}_{OH^*,LOS}(x, y, \varphi) \quad (5.9)$$

Somit können die Intensitätsschwankungen durch Subtraktion der mittleren Intensität aus den 16 phasengemittelten Aufnahmen bestimmt werden. Diese wiederum können mit dem nach Gleichung (5.7) ermittelten Kalibrierfaktor zur Berechnung der phasengemittelten Leistungsschwankung \tilde{Q} der Flamme gemäß:

$$\tilde{Q} = k_{OH^*} \iint \tilde{I}_{OH^*,LOS}(x, y) \, dx dy \quad (5.10)$$

genutzt werden.

Dabei ist zu beachten, dass auch höherharmonische Frequenzanteile eine Korrelation zur Grundfrequenz aufweisen und somit in den 16 Aufnahmen auch alle höherharmonischen Frequenzen der Sirenenanregung enthalten sind. Für die Bestimmung von Wärmefreisetzungssoszillationen aus LIV und CLIV Daten hingegen liegen Fourier transformierte Daten, also Spektren, vor. Um nun einen gültigen monofrequenten Vergleichswert \tilde{Q}_f aus den OH*-Chemilumineszenzaufnahmen der ICCD-Kamera zu erhalten, wurde eine Fourier-Transformation der 16 Phasenabschnitte durchgeführt. Die Phasenlage im Verhältnis zum Triggersignal der Sirene wurde mittels Kreuzkorrelation bestimmt, dafür wurde die in MATLAB implementierte Funktion *cpsd* verwendet. Aus Amplitude, Frequenz und Phasenlage wurde anschließend eine Oszillationsperiode der Grundfrequenz mit 16 Stützstellen rekonstruiert. Ein entsprechender Plot ist in Abbildung 24 in Rot dargestellt, während die direkt aus den 16 phasengemittelten ICCD-Aufnahmen gewonnenen und aus den Gleichungen (5.9) und (5.10) berechneten Werte $\tilde{Q}(\varphi)$ der blauen Kurve entsprechen. Es ist ersichtlich, dass bereits die phasengemittelten Daten einen nahezu harmonischen Verlauf aufweisen und somit die Grundschiwingung den dominanten Anteil der gesamten Oszillationen liefert.

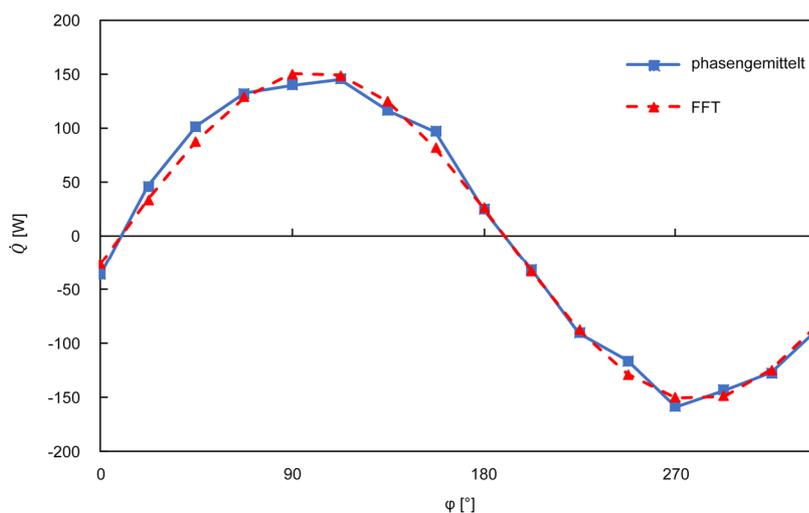


Abbildung 24: Eine Periode der Wärmefreisetzungssoszillationen, bestimmt aus der OH*-Chemilumineszenz. In Blau dargestellt die 16 integralen und phasengemittelten Oszillationen der Grundschiwingung und deren höherharmonische Frequenzen entsprechend Gleichungen (5.9) und (5.10). In Rot ist eine Oszillationsperiode der Grundschiwingung, rekonstruiert aus der Fourier-Transformierten der 16 Phasen dargestellt, die Phasenlage wurde durch eine Kreuzkorrelation mit dem Triggersignal bestimmt.

Wie bereits angeführt, korreliert die lokale OH*-Emission in Zonen mit hohen Dehnungsraten nicht mit der lokalen Wärmefreisetzung, doch weist das Verhältnis OH*/CH* keine derartige Abhängigkeit auf und kann für die Berechnung des Äquivalenzverhältnisses angewandt werden (Hardalupas & Orain, 2004), (Panoutsos, et al., 2009). Da die vorliegenden Messfelder für OH* und CH* als LOS-Daten vorliegen, also in [Emission/Flächeneinheit], das Äquivalenzverhältnis aber eine lokale Größe darstellt, müssen die lokalen Daten in der Einheit [Emission/Volumeneinheit] durch Anwendung der Abel-Transformation auf die LOS-Daten berechnet werden. Noch vor der Berechnung lokaler Daten wurden die Messfelder längenkalibriert und auf ein 1 x 1 mm² Raster interpoliert. Für die darauffolgende Abel-Transformation wurden 10 Stützstellen als Optimum gefunden.

Die so berechneten lokalen Felder der OH*-Chemilumineszenz wurden – wohlwissend der Problematiken lokaler OH*-Emission – nach Gleichung (5.7) kalibriert, um Datenfelder in [W/mm³] zu Vergleichszwecken mit den LIV/CLIV-Daten zu erhalten.

Für die Berechnung des Äquivalenzverhältnisses aus dem lokalen Verhältnis OH*/CH* wurden Korrelationstabellen nach (Panoutsos, et al., 2009) und (Lauer, 2011) verwendet. Aus der nun bekannten Gaszusammensetzung konnte in einem letzten Schritt eine mittlere Gladstone-Dale Konstante aus Reaktanten und Produkten nach (Gardiner, et al., 1981) bestimmt werden. Diese wird für die Berechnung von Dichtefluktuationen aus der Dopplerefrequenzverschiebung des Objektstrahls des CLIV gemäß Gleichung (4.15) bzw. der Änderung des optischen Weges des LIV nach Gleichung (4.17) benötigt.

5.4.2.2 Erfassung der globalen OH*-Chemilumineszenz mittels Photomultiplier

Aufgrund der allgemeinen Anerkennung der OH*-Chemilumineszenz als Indikator für die globale Wärmefreisetzung, wurden alle quantitativen LIV/CLIV-Messungen durch synchrone Aufzeichnung der OH*-Chemilumineszenz validiert. Da die Intensität der ultravioletten Emission des Hydroxyl-Radikals nur gering ist, wurde in dem oben beschriebenen Versuch zur flächigen Erfassung der Chemilumineszenz eine bildverstärkte Kamera verwendet. Ein einfacherer Versuchsaufbau lässt sich durch einen Photomultiplier realisieren, dessen Gesichtsfeld die gesamte Flamme integral erfasst und das resultierende Messsignal verstärkt. Als Ausgangsgröße dient eine der Intensität proportionale Spannung, deren zeitlicher Verlauf durch einen Analog-Digital-Konverter (engl. analog-digital-converter, ADC) digitalisiert und anschließend aufgezeichnet werden kann.

5.4.2.2.1 Versuchsaufbau

Die Erfassung und Verstärkung der OH*-Chemilumineszenz erfolgte mit einem Photomultiplier (PM) des Types PMM01 (Wellenlängenbereich 280-630 nm, Thorlabs Inc.) und OH*-Bandpassfilter (310±3 nm Zentralwellenlänge, 10±2 nm Halbwertsbreite, 18 % Transmission, Edmund Optics). Um sicherzustellen, dass das Gesichtsfeld des Photomultipliers die gesamte Flamme erfasst, wurde in einem Vorversuch sowohl der radiale Abstand zur Flamme (z-Richtung in Abbildung 25 a)) als auch die Höhe des PM relativ zur Flamme (y-Richtung) variiert.

Abbildung 26 zeigt die Verläufe der zeitlich gemittelten Intensität der OH*-Emission bei variiertem Höhe relativ zum Brenneraustritt (y-Abstand) und drei unterschiedlichen radialen- (z-) Abständen von 0.4 m, 0.8 m und 1 m. Bei einem Abstand von 0.4 m wird nicht die gesamte Flamme erfasst, während die beiden Messungen im Abstand von 0.8 m und 1 m die nahezu idente Emission detektieren. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass der Photomultiplier in einem radialen Abstand von mindestens 0.8 m zum Brenner und axial etwas über der Grundplatte des Brenners montiert werden muss, damit das Sichtfeld des Photomultipliers mit Sicherheit die gesamte Flamme erfasst. Eine derartige Konfiguration wurde schlussendlich für alle Referenzmessungen mittels PM angewandt, der radiale Abstand wurde dabei mit 1 m und der axiale Abstand mit 0.1 m gewählt.

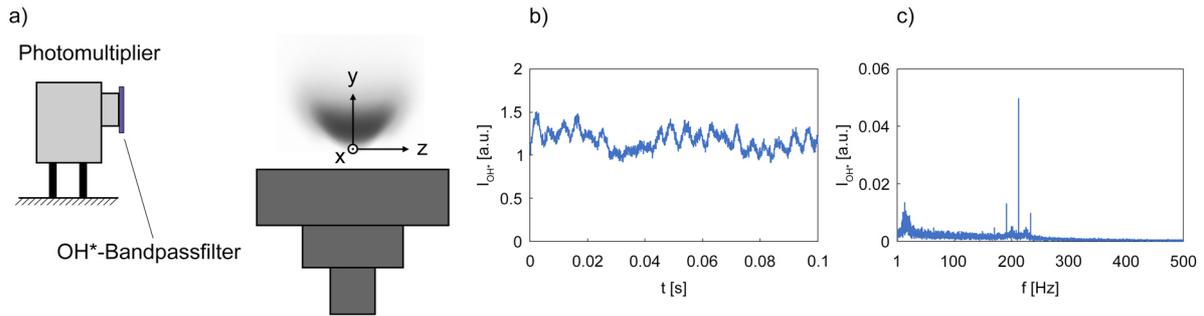


Abbildung 25: a) Versuchsaufbau zur Messung der OH*-Chemilumineszenz mittels Photomultiplier und OH*-Bandpassfilter. b) Zeitlicher Verlauf der OH*-Emission. c) Fourier-Transformation des Zeitsignals, deutlich ersichtlich ist die hohe Oszillationsamplitude bei der Anregungsfrequenz der Sirene (212 Hz). Die in b) und c) dargestellten Abbildungen wurden an Brenner I und dem in Kapitel 6.2 beschriebenen Betriebspunkt aufgezeichnet.

5.4.2.2 Signalverarbeitung

Die Digitalisierung der analogen Ausgangsspannung des Photomultipliers wurde für LIV-Messungen mit einem Vierkanal-ADC des Typs National Instruments NI-9121 mit einer Abtastrate S_R (engl. sample rate) von 16384 Samples/s durchgeführt, dabei wurden LIV und das Triggersignal der Sirene synchron aufgezeichnet. Ein Ausschnitt des Zeitsignals bei einer Sirenenanregung von 212 Hz ist beispielhaft in Abbildung 25 b) dargestellt.

Da das Rohsignal der CLIV-Messungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera erfasst wird, ist es notwendig Photomultiplier und Sirenentrigger durch einen gesonderten Analog-Digital-Konverter (ADC) aufzuzeichnen. Dafür wurde ein zwei-Kanal ADC (Octopus Compuscope 8324, Gage) mit einer Abtastrate von 200 kHz (analog der Bildrate der Kamera) verwendet. Start und Ende der Aufzeichnung wurden durch die Hochgeschwindigkeitskamera getriggert, um eine synchrone Datenaufzeichnung zu garantieren.

Die so erhaltenen Daten dienen primär der Verifizierung der aus den LIV/CLIV-Daten berechneten Wärmefreisetzungsoszillationen an der Anregungsfrequenz der Sirene. Um Vergleichsdaten zur Verfügung zu stellen, wurde das digitalisierte Zeitsignal des Photomultipliers mit einer Blocklänge

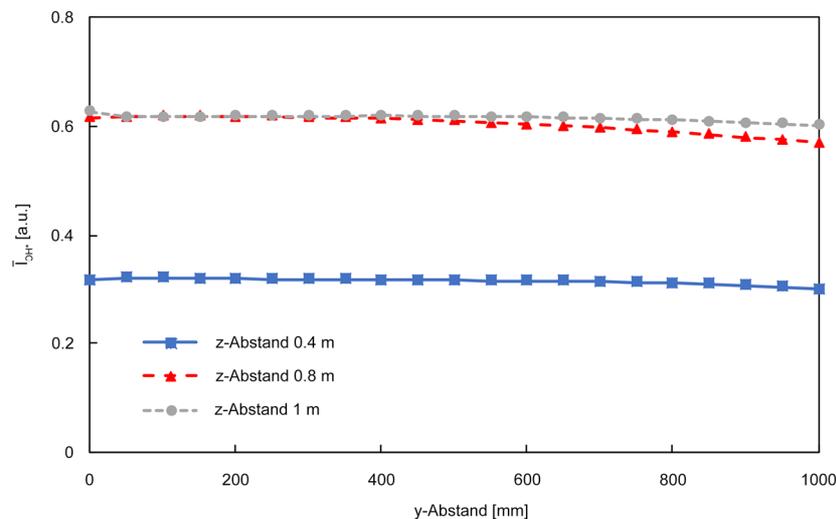


Abbildung 26: Zeitlich gemittelte OH*-Intensität aus Photomultiplier Messungen an drei verschiedenen radialen Abständen (z-Abständen) und variiert Höhe des Photomultipliers relativ zur Brennergrundplatte (y-Abstand). Die Messungen wurden in einem Vorversuch durchgeführt, um sicherzustellen, dass die gesamte Flamme erfasst wird.

S_L von 163840 Samples für LIV- bzw. 200000 Samples für CLIV-Messungen Fourier-transformiert. Mit den entsprechenden Abtastraten ergibt sich dabei eine Frequenzauflösung Δf gemäß:

$$\Delta f = \frac{S_R}{S_L} \quad (5.11)$$

von 0.1 Hz für die LIV-Referenzdaten und 1 Hz für CLIV. Das Spektrum des ausschnittsweise in Abbildung 25 b) geplotteten Zeitsignals ist in Abbildung 25 c) dargestellt. Aufgrund der gezielten Störung der Flamme bei 212 Hz durch die Sirene, liegt an dieser Frequenz eine große Oszillationsamplitude mit hohem Signal-zu-Rausch Verhältnis vor.

Die nun vorliegenden Spektren stellen wieder der OH*-Chemilumineszenz proportionale Spannungswerte dar. Um die Oszillationen der Wärmefreisetzung zu berechnen, wurde – wie bereits zuvor für die mittels bildverstärkter Kamera aufgezeichneten flächigen Werte der Chemilumineszenz – unter Annahme vollständiger Verbrennung ein Kalibrierfaktor k_{PM} aus dem zeitlichen Mittelwert der Ausgangsspannung des Photomultipliers \bar{U}_{PM} berechnet:

$$\bar{Q} = k_{PM} \bar{U}_{PM} \quad (5.12)$$

Womit sich schlussendlich die globalen Leistungsschwankungsspektren aus den Photomultiplermessungen berechnen lassen:

$$\tilde{Q}(f) = k_{PM} \tilde{U}_{PM}(f) \quad (5.13)$$

5.4.3 Spektroskopische Bestimmung der Zusammensetzung von Verbrennungsprodukten

Spektroskopische Untersuchungen des Flammeneigenleuchtens wurden durchgeführt, um Information zur lokalen Gaszusammensetzung in der Reaktionszone zu erlangen. Das Verhältnis der OH*/CH*-Intensitäten wurde dabei – wie bereits bei der bandpassgefilterten Erfassung der beiden Emissionsspektren – genutzt, um das lokale Äquivalenzverhältnis zu berechnen.

5.4.3.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau wurde entsprechend Abbildung 27 a) durchgeführt. Ein im Ultravioletten durchlässiges Objektiv (UV-Objektiv, Brennweite 105 mm, Blende f/4.5, Nikon) bildete dabei die Flamme am horizontal ausgerichteten Eintrittsspalt des Spektrographen (SpectraPro 2300i, 600 Linien/mm, 30 mm Eintrittsspalt) ab, dadurch wird eine Linie des vollen Flammendurchmessers erfasst. Spektren an verschiedenen Höhen wurden durch axiales Traversieren des Brenners in einem 5 mm Raster bestimmt. Die Aufzeichnung erfolgte mit einer bildverstärkten Kamera (ICCD-Kamera, Nanostar 1280 x 1024 Pixel, LaVision) und geeigneter Software (DaVis V7.2.2.456, LaVision), dabei wurden je Linie 1200 Spektren aufgezeichnet und anschließend gemittelt. Ein derartiges Spektrum ist in Abbildung 27 b) beispielhaft dargestellt: die horizontale Achse des Plots stellt die noch unkalibrierte Wellenlänge, die vertikale Achse die radiale Position (x-Achse im Brennerkoordinatensystem) dar.

Um eine geometrische Beziehung zwischen den ICCD-Aufnahmen und den realen Abmessungen des Flammereiches herzustellen, wurde eine Längskalibrierung durchgeführt und so ein Kalibrierfaktor in [mm/Pixel] eingeführt. Die Wellenlängskalibrierung erfolgte durch das Emissionsspektrum einer mit Argon gefüllten Quecksilberdampfampe, womit sich ein Kalibrierfaktor in [nm/Pixel] berechnen lässt.

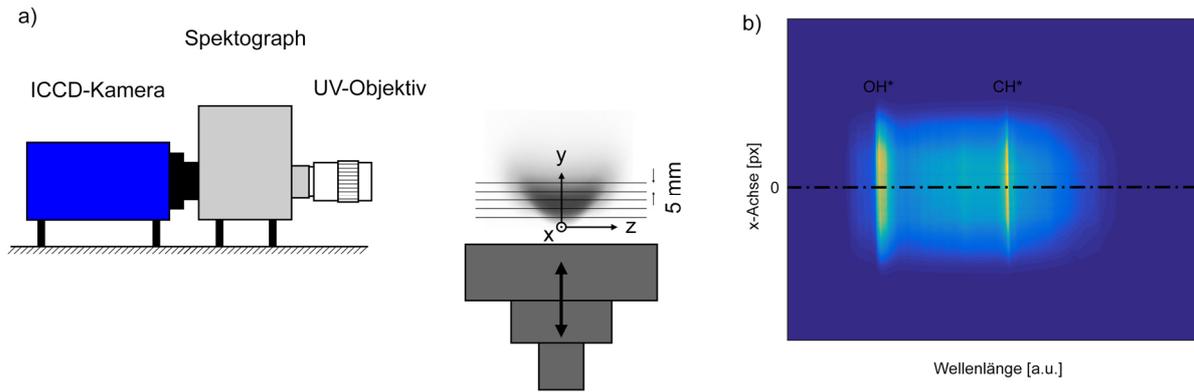


Abbildung 27: a) Versuchsaufbau Spektroskopie: Ein UV-Objektiv bildet die Flamme am horizontal ausgerichteten Eintrittsspalt des Spektrographen ab, somit wird eine Linie über den gesamten Flammendurchmesser erfasst. Die Spektren wurden anschließend mit einer bildverstärkten Kamera zu weiteren Analyse aufgezeichnet. b) stellt ein derartiges Spektrum beispielhaft dar. Die horizontale Achse entspricht der Wellenlänge in Pixel, die vertikale Achse der radialen Brennerposition. Links ist die Emission der OH*- bzw. rechts die der CH*-Radikale ersichtlich.

5.4.3.2 Signalverarbeitung

Der Mittelwert der 1200 Spektren je horizontaler Linie in der Flamme wurde in der Software zur Bedienung der bildverstärkten Kamera (DaVis V7.2.2.456) bestimmt und anschließend in MATLAB R2015a importiert, wo die weitere Signalverarbeitung durchgeführt wurde.

In einem ersten Schritt wurden durch Subtraktion des mit aufgesetztem Objektivdeckels aufgenommenen Hintergrundes eventuelle Unregelmäßigkeiten im System Kamera-Spektrograph-Objektiv korrigiert. In weiterer Folge wurde den noch willkürlichen Koordinatenachsen durch einen Längenkalibrierfaktor geometrische bzw. durch die Wellenlängenkalibrierung eine physikalische Größe beigefügt. Damit stehen mit einer axialen Auflösung (y-Achse) von 5 mm Spektren über die gesamte radiale Erstreckung der Flamme zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung. In Abbildung 28 b) sind die Spektren an drei radialen Positionen (0 mm, 10 mm, 20 mm) bei einer axialen Höhe von 15 mm für Brenner II mit Brennkammer beispielhaft dargestellt. Deutlich ersichtlich sind die Emissionen des OH*-Radikals bei 309 nm und des CH*-Radikals bei 431 nm. Neben den scharf abgegrenzten Intensitätsspitzen ist ein breitbandiger CO₂-Untergrund ersichtlich. Um nun ein korrektes OH*/CH*-Verhältnis zu berechnen, wurde eine Korrektur durchgeführt, indem an jeder Messposition die jeweilige Intensität der CO₂-Emission zuerst ermittelt und anschließend subtrahiert wurde.

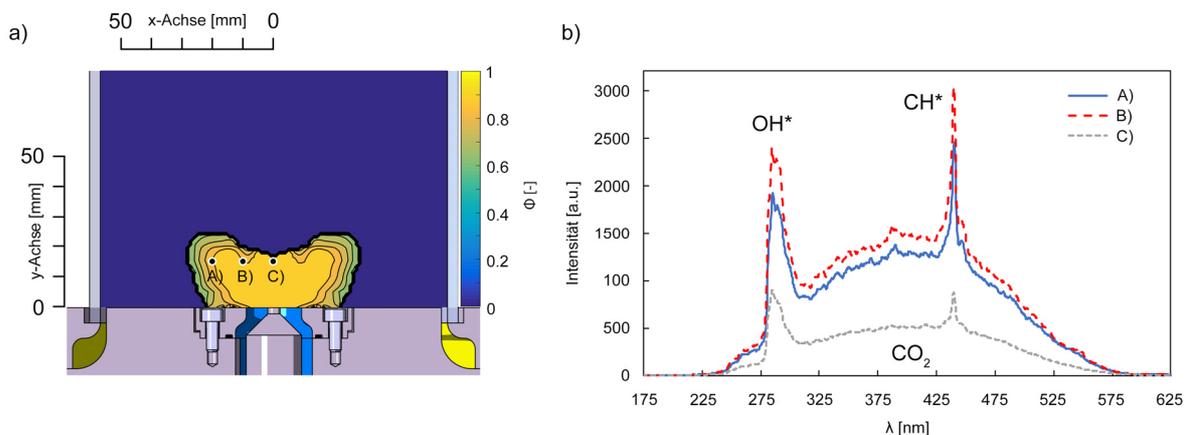


Abbildung 28: a) Lokales Äquivalenzverhältnis Brenner II mit Brennkammer als Endresultat der spektroskopischen Flammenuntersuchung, die LOS-Spektren an den drei mit A), B) und C) markierten Positionen sind in b) dargestellt. Alle Spektren weisen charakteristische OH*- und CH*-Spitzen mit breitbandigem CO₂-Untergrund auf. Diese Abbildung und Teile der Ergebnisse wurden bereits vorab publiziert (Greiffenhagen, et al., 2019 b). Dargestellt ist der in Kapitel 6.3 beschriebene Betriebszustand des Brenner II mit Brennkammer.

Vor der Berechnung des Äquivalenzverhältnisses muss noch beachtet werden, dass die aus dem Flammeneigenleuchten bestimmten Spektren integrale Werte entlang des Sehstrahls (LOS) darstellen, das Äquivalenzverhältnis hingegen eine lokale Größe ist. Somit müssen lokale Daten durch tomographische Rekonstruktion bestimmt werden. In Abbildung 27 b) ist ersichtlich, dass die Intensitätsverteilung der Spektren ein radialsymmetrisches Verhalten aufweist, womit es ermöglicht wird, lokale Daten aus nur einer Projektion unter Verwendung der oben beschriebenen Abel-Transformation zu berechnen. Die optimale Anzahl an Stützstellen wurde mit 10 bestimmt. Aus den lokalen Intensitätssignalen kann nun mit Korrelationstabellen das Äquivalenzverhältnis bestimmt werden. Hierfür wurde aufgrund der ähnlichen Randbedingungen eine von Lauer erarbeitete Korrelation (Lauer, 2011), welche durch ein Polynom vierter Ordnung angenähert wurde, verwendet:

$$\phi(x, y, z) = 0.0128 \left(\frac{I_{OH^*}}{I_{CH^*}} \right)^4 - 0.1339 \left(\frac{I_{OH^*}}{I_{CH^*}} \right)^3 + 0.5254 \left(\frac{I_{OH^*}}{I_{CH^*}} \right)^2 - 1.0209 \left(\frac{I_{OH^*}}{I_{CH^*}} \right) + 1.5842 \quad (5.14)$$

Die so berechneten lokalen Äquivalenzverhältnisse wurden anschließend linear auf ein für die weitere Verwendung bei der Auswertung der LIV/CLIV-Daten benötigtes Raster interpoliert und eine mittlere Gladstone-Dale Konstante aus Reaktanten und Produkten nach (Gardiner, et al., 1981) bestimmt.

5.5 Bestimmung der mittleren Dichte: Hintergrundschlieren-Methode

5.5.1 Grundlagen

Brechungsindexunterschiede in kompressiblen Medien führen durch die sich räumlich unterscheidenden Phasengeschwindigkeiten entlang der Lichtwellenfront zu Lichtbrechung. Die Strahlableitung Δs ist dabei proportional dem Gradienten des Brechungsindex $\frac{\partial n}{\partial s}$. Da, wie bereits in Gleichung (4.13) erläutert, über die Gladstone-Dale Relation ein linearer Zusammenhang zwischen Brechungsindex und Dichte hergeleitet werden kann, lässt sich diese Proportionalität auf den Dichtegradienten $\frac{\partial \rho}{\partial s}$ erweitern:

$$\frac{\partial n}{\partial s} \propto \frac{\partial \rho}{\partial s} \quad (5.15)$$

Schlieren-Verfahren machen sich diesen Effekt zunutze, um Dichtegradientenfelder zu visualisieren. Lässt sich die Strahlableitung quantitativ erfassen, kann durch eine geeignete Kalibrierung Rückschluss auf die tatsächliche lokale Dichteänderung gezogen werden. Bei der Hintergrundschlieren-Methode (engl. background oriented Schlieren, BOS) wird dafür ein stochastisches Hintergrundpunktemuster (engl. speckle pattern) ohne Vorliegen eines Brechungsindexgradienten im Messvolumen als Referenz verwendet. Sobald ein Gradientenfeld vorliegt, kommt es zu einer Verschiebung des stochastischen Hintergrundpunktemusters (in der Folge als Specklemuster bezeichnet). Das in Abbildung 29 links geplottete Muster stellt die Überlagerung zweier Aufnahmen des Specklemusters mit bzw. ohne Flamme dar. In Schwarz ist das Referenzmuster ohne Dichtegradienten dargestellt, dazu leicht versetzt in Grau eine Aufnahme mit Flamme. Der Ausschnitt erfasst zu Visualisierungszwecken nur einen kleinen Bereich des gesamten Messfeldes. Durch Korrelation dieser beiden Specklemuster kann die lokale Verschiebung und damit der lokale Gradient berechnet werden (Richard & Raffel, 2001), (Raffel, 2015). Dieser Verschiebung kann noch keinerlei quantitative physikalische Bedeutung beigemessen werden, da der numerische Wert der Verschiebung nicht nur proportional der dem Dichtegradienten ist, sondern auch durch die geometrischen Gegebenheiten des Versuchsaufbaues bestimmt wird. Wie in Abbildung 29 ersichtlich, wird die vom Kamerasensor erfasste Strahlableitung auch durch den Abstand Kamera-Flamme beeinflusst. Die Korrelation zwischen Rohdaten und physikalischer Ursache wird bei der BOS-Methode, anders als bei der Messung von Dichtefluktuationen mittels LIV oder CLIV, nicht analytisch, sondern durch eine Kalibrierung hergestellt. Unter der Annahme idealen Gasverhaltens lässt sich die absolute Dichte bei bekannter Zusammensetzung des Gases etwa aus Temperaturmessungen bestimmen. Die Specklemuster-Verschiebungen Δs der BOS sind allerdings proportional den lokalen Dichtegradienten, es muss also erst der Absolutwert durch Integration der Gradienten bestimmt werden, um ein Signal zu erhalten, welches der Dichteverteilung $\Delta \rho(x)$ und nicht den Dichtegradienten proportional ist:

$$\Delta \rho_{LOS}(x) \propto \int_{x_0}^x \Delta s(x) dx \quad (5.16)$$

Ist die Dichtedifferenz $\Delta \rho(x)$ zwischen die beiden Positionen x und x_0 (Umgebungsichte) bekannt, kann nach tomografischer Rekonstruktion der lokalen Verteilung, etwa durch Abel-Transformation bei rotationssymmetrischen Feldern, ein Kalibrierfaktor k_{BOS} berechnet werden:

$$\Delta \rho(x) = k_{BOS} \text{Abel} \left\{ \int_{x_0}^x \Delta s(x) dx \right\} \quad (5.17)$$

Unter Berücksichtigung der bekannten Dichte ρ_0 am Rand des Beobachtungsgebietes r_0 , lässt sich schlussendlich die absolute Dichte berechnen:

$$\rho(r) = \rho_0 + \int_{r_0}^r \frac{\partial \rho}{\partial x} dr = \rho_0 + k_{BOS} \text{Abel} \left\{ \int_{x_0}^x \Delta s(x) dx \right\} \quad (5.18)$$

5.5.2 Versuchsaufbau

Eine schematische Darstellung des Hintergrundschlieren Aufbaues ist in Abbildung 29 ersichtlich. Zur Bestimmung zeitlich gemittelter Gradienten wurde eine Schwarzweiß Kamera vom Typ Imaging Source DMK 31BF04 (1024 x 768 Pixel, 60 FPS), sowie für hohe zeitliche Auflösung eine Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ Photron SA1 (1024 x 1024 Pixel, 2000 FPS) verwendet. Dabei sollte eine große Blendenzahl gewählt werden, um große Schärfentiefe und somit hohe Ortsauflösung zu garantieren. Damit einhergehend ist vor allem bei Hochgeschwindigkeitsaufnahmen eine helle Ausleuchtung des Specklemusters notwendig, um ausreichenden Kontrast zu gewähren. Dabei wurden zwei seitlich angebrachte handelsübliche 200 W Halogenscheinwerfer verwendet. Der Fokus der Kamera wurde dabei so gestellt, dass der Hintergrund scharf abgebildet wird. Die Abstände Kamera-Brenner-Hintergrund ergeben sich aus der Notwendigkeit die volle Flamme bei gleichzeitiger Ausnutzung des gesamten Sichtfeldes der Kamera abzubilden. Der Hintergrund wurde durch eine MATLAB Routine generiert, als Parameter können dabei die Größe der Punkte und deren Anzahl definiert werden, beispielhaft ist ein derartiges Muster in Abbildung 29 rechts unten dargestellt.

Für die Berechnung der zeitlich gemittelten Dichte wurden je 1000 Aufnahmen ohne Flamme (Referenz) bzw. eine gleiche Anzahl von Bildern mit Flamme aufgenommen. Bei einer Bildrate von 60 Hz ergibt sich somit eine Aufnahmedauer von 16.7 s. Wurden die Messungen mit aufgesetztem Quarzglaszylinder, also mit Brennkammer durchgeführt, erfolgte die Aufzeichnung der Referenzbilder im Anschluss an die eigentlichen Flammenaufnahmen. Das Quarzglas war somit auf Betriebstemperatur, um eventuelle Änderungen der Lichtbrechung aufgrund von Wärmedehnungen zu vermeiden. Für die Bestimmung des Kalibrierfaktors wurden mehrere Temperaturmessungen mit Thermoelementen im Gesichtsfeld der Kamera durchgeführt. Dabei ist zu beachten, dass jegliche Änderung der geometrischen Gegebenheiten sowie des Abbildungsmaßstabes auch eine neue Berechnung des Kalibrierfaktors (Gleichung (5.17)) erfordert. Durch die Aufnahme eines am Zentrum des Brenners positionierten Probenkörpers mit bekannten geometrischen Abmessungen, wurde schlussendlich noch eine Referenzaufnahme zur Längskalibrierung durchgeführt.

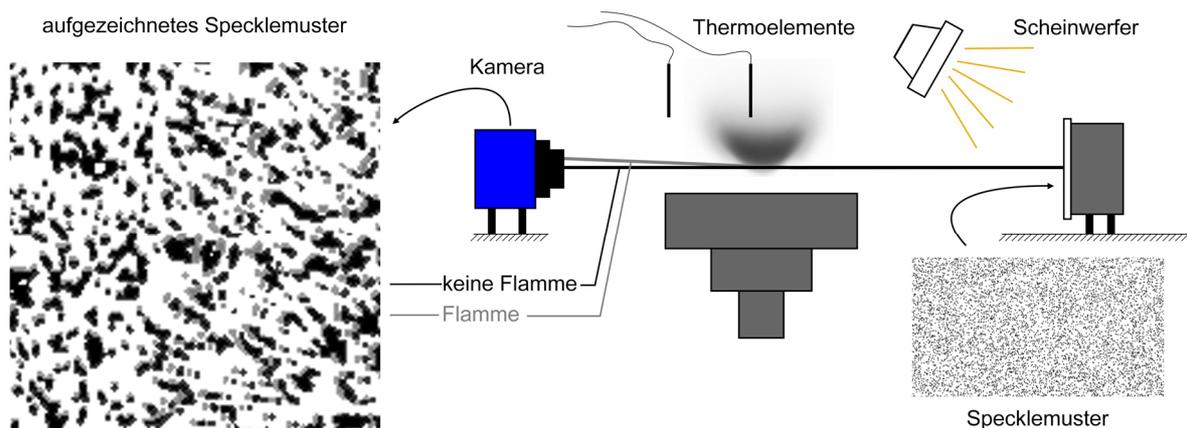


Abbildung 29: Versuchsaufbau Hintergrundschlieren-Methode: Ein Hintergrundpunktemuster (Specklemuster) wird hinter der Flamme platziert und von einer Kamera aufgenommen. Das Specklemuster wird dabei hell ausgeleuchtet, um den Kontrast zu maximieren. Aufgrund der Dichtegradienten (Lichtbrechung) kommt es aus Perspektive der Kamera zu einer scheinbaren Verschiebung des Specklemusters bezogen auf den gradientenfreien Fall. Diese Verschiebung lässt sich in weiterer Folge zur Berechnung der Dichtegradienten verwenden. Für Kalibrierzwecke wurden Temperaturmessungen mit Thermoelementen durchgeführt.

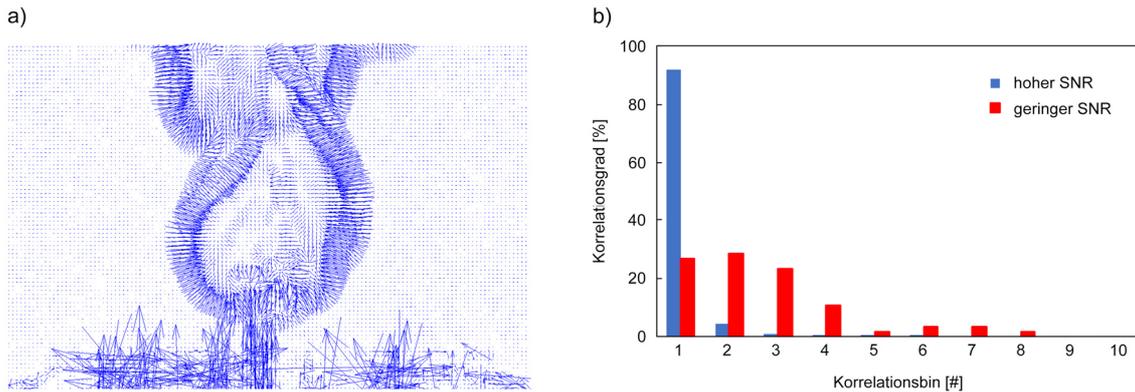


Abbildung 30: a) Aus der räumlichen Kreuzkorrelation zwischen Referenz- und Flammenaufnahmen berechnete Verschiebungsvektoren einer offenen Flamme. Die Vektoren im unteren Bildbereich ergeben sich aus Fehlern in der Korrelation aufgrund eines zu geringen Signal-zu-Rausch Verhältnisses. b) Korrelationsgrad verschiedener Verschiebungsvektoren (Korrelationsbins). In Blau dargestellt: hohes Signal-zu-Rausch Verhältnis, in Rot: geringer Abstand und damit kein vertrauenswürdiges Ergebnis. Dargestellt ist eine Momentaufnahme der offenen Flamme des in Kapitel 6.2 beschriebenen Brenner I.

5.5.3 Signalverarbeitung

Der erste Schritt der Datenanalyse wurde mit dem, eigentlich zur Auswertung von Particle Image Velocimetry (PIV) Aufnahmen entwickelten, Softwarepaket Dantec DynamicStudio 6.2 (Dantec Dynamics, Dänemark) durchgeführt. Dabei wurden die 1000 Referenz und Flammenaufnahmen je zu einem Doppelbild gekoppelt und anschließend räumlich korreliert (zweidimensionale Kreuzkorrelation). Dies resultierte in 1000 Vektorfeldern mit den entsprechenden Verschiebungsvektoren zwischen Referenz- und Flammenaufnahme. Ein solches Feld für eine offene Flamme aus einer Einzelaufnahme ist in Abbildung 30 a) dargestellt, die momentane Struktur der Flamme zum Aufnahmezeitpunkt lässt sich dabei schon erahnen. Deutlich wird auch die scharfe Abgrenzung der Flamme (Dichtegradienten) vom Umgebungszustand konstanter Dichte. Die Vektoren im unteren Bildbereich ergeben sich aus willkürlichen Korrelationen aufgrund eines zu geringen Signal-zu-Rausch Verhältnisses, eine Diskussion erfolgt weiter unten im Text. Der zur Kreuzkorrelation verwendete Bereich (engl. interrogation area) wurde mit 16×16 Pixel und einer Überlappung von 50 % festgelegt, womit sich die Auflösung des resultierenden Ergebnisfeldes auf $1/8$, bezogen auf die ursprüngliche Aufnahme reduziert. Nach Kreuzkorrelation der Rohdaten mit einer Auflösung von 1024×786 Pixel weist das resultierende Vektorfeld folglich eine Auflösung von 127×95 Pixel auf, nach der Längenkalibrierung entspricht das einer Ortsauflösung von $1.75 \times 1.75 \text{ mm}^2$ je Pixel des Ergebnisfeldes.

Der Korrelationsgrad zwischen den beiden Doppelbildern kann über den gesamten Bildbereich stark variieren. Werden nur kleine Werte erreicht, kann dies zu falschen Ergebnissen führen. Hier wären mehrere Verschiebungsvektoren ähnlicher Wahrscheinlichkeit möglich, eine eindeutige Bestimmung kann nicht durchgeführt werden. Abbildung 30 b) stellt den Korrelationsgrad über 10 unterschiedliche Korrelationsbins, also möglichen Verschiebungsvektoren, für zwei ausgewertete Positionen (blau, rot) im Messfeld dar. Das in Blau geplottete Beispiel zeigt eine eindeutige Korrelationsspitze bei Bin 1, es kann also mit hoher Wahrscheinlichkeit von einem zuverlässigen Ergebnis ausgegangen werden. Im Gegensatz dazu zeigt das in Rot dargestellte Beispiel ähnlich kleine Korrelationsgrade für Bin 1 - Bin 3. Um derartige unsichere Ergebnisse auszufiltern, wurde eine Spitzenwertvalidierung (engl. peak validation) in DynamicStudio 6.2. durchgeführt. Messpositionen, deren höchster Wert im Korrelationsspektrum sich vom Zweithöchsten um einen Faktor geringer als 1.4 unterscheidet, wurden verworfen.

In einem weiteren Schritt wurden durch eine Bereichsvalidierung offensichtlich falsche, nicht durch die Spitzenwertvalidierung erfasste Vektoren durch die Definition einer maximal erlaubten Vektorlänge

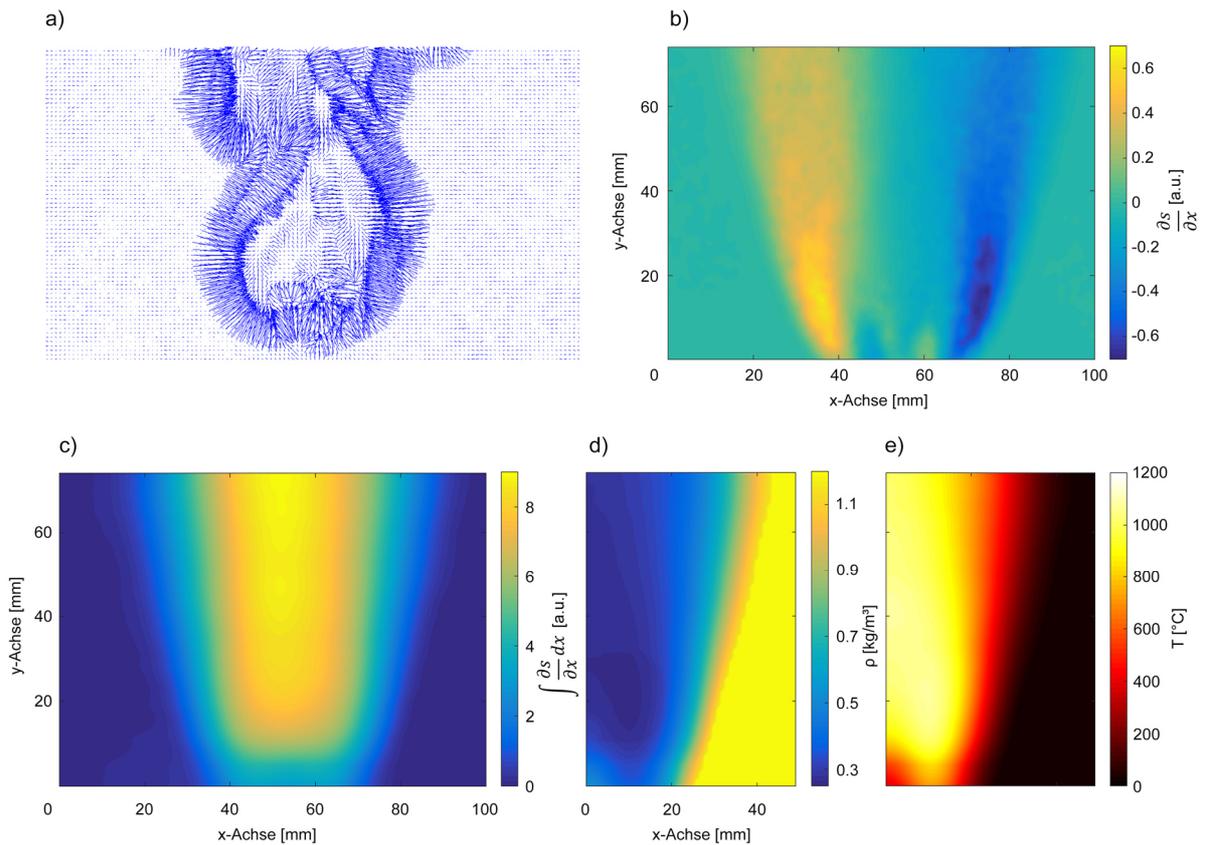


Abbildung 31: Zusammenfassung der wichtigsten Schritte der Auswertung der Hintergrundschlieren-Methode. **a)** Dem Dichtegradienten proportionaler Momentanwert der LOS-Verschiebung des Hintergrundpunktemusters zwischen Referenz- und Flammenaufnahme. **b)** Zeitlich gemittelte LOS-Gradienten in x-Richtung. **c)** Durch Integration der Gradienten gewonnene absolute LOS-Verschiebung. **d)** Durch Berechnung der Abel-Transformation der LOS-Daten und Kalibrierung bestimmte absolute Dichte. **e)** Entsprechendes Temperaturfeld in °C. Dargestellt ist der in Kapitel 6.2 beschriebene Betriebszustand des Brenner I.

entfernt (engl. range validation). Das resultierende Vektorfeld einer Aufnahme ist in Abbildung 31 a) dargestellt. Oben beschriebene Auswertung und Filterung wurde für alle 1000 Doppelbilder durchgeführt, wobei jedes resultierende Vektorfeld einen Momentanwert darstellt. Die Felder wurden anschließend zeitlich gemittelt und die Projektionen in x- und y-Richtung als skalares Datenfeld (Abbildung 31 b)) zur weiteren Verarbeitung in MATLAB exportiert.

Dort wurden die Gradienten zuerst auf ein Messraster von $1 \times 1 \text{ mm}^2$ interpoliert und anschließend zeilenweise integriert, um Absolutwerte der Dichte zu erhalten. Idealerweise sollte dabei die Verschiebung nach Integration über die gesamte x-Achse am rechten Bildrand wieder Null betragen. Aufgrund von Rauschen und imperfekter Rotationssymmetrie treten allerdings an manchen Zeilen Offsets auf. Diese wurden durch Spiegelung des Feldes an der Symmetrieachse, Umkehrung der Vorzeichen, erneute Integration und anschließender Mittelung mit dem bereits berechneten Feld kompensiert. Die daraus resultierenden Felder erfüllten durchwegs die Forderung, am linken und rechten Randbereich keine Verschiebungen mehr aufzuweisen und damit den Umgebungszustand erreicht zu haben (Abbildung 31 c)).

Die so erhaltenen Daten stellen immer noch integrale Werte entlang der Sehstrahlen dar (z-Achse, LOS) und entsprechen damit nicht den der lokalen Dichte proportionalen Werten. Da auch hier wieder Rotationssymmetrie vorliegt, wurden lokale Daten aus einer Projektion mit Hilfe der Abel-Transformation berechnet, auch hier wurden 10 Raumfrequenzen für die Reihenentwicklung verwendet. Mit den nun vorliegenden lokalen Daten kann nach einer Kalibrierung schlussendlich auf die tatsächliche Dichte rückgerechnet werden (siehe Gleichung (5.17)).

Zur Bestimmung des Kalibrierfaktors wurden mit Hilfe von Thermoelementen die mittlere Temperatur an mehreren Positionen im Bereich der Flamme bzw. der Brennkammer gemessen. Unter Anwendung der idealen Gasgleichung und der aus spektroskopischen Messungen abgeschätzten lokalen Gaskonstante konnte die lokale mittlere Dichte an den Messpositionen bestimmt werden. Durch Differenzbildung der Dichte an unterschiedlichen Positionen kann ein Kalibrierfaktor gemäß Gleichung (5.17) berechnet werden. Die aus der Abel-Transformation bestimmten lokalen Felder wurden anschließend kalibriert und schlussendlich noch der Wert der absoluten Dichte am Randbereich aufaddiert (Gleichung (5.18)). Ein resultierendes Feld der absoluten mittleren Dichte ist in Abbildung 31 d) dargestellt. Durch abermaliges Anwenden der idealen Gasgleichung lässt sich wiederum auf das Temperaturfeld (Abbildung 31 e)) rückrechnen. Die soeben beschriebene Auswertung der Rohdaten wurde für alle untersuchten Betriebspunkte und Brenner durchgeführt.

6 Aufbau der Methanbrenner und des Verbrennungsprüfstandes

Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden an zwei verschiedenen Methanbrennern durchgeführt, die im Folgenden mit Brenner I und Brenner II bezeichnet werden. Die Funktionsweise beider Brenner beruht auf dem Prinzip der Flammenstabilisierung durch Verdrallung des vorgemischten Luft-/Kraftstoff-Massenstromes wie bereits in Kapitel 3.1 behandelt. Der als Brenner mit variabler Geometrie ausgelegte Brenner I bietet die Möglichkeit die axiale Höhe des zentralen Konus zu variieren, um so unterschiedliche Drallzahlen und Brenneraustrittsquerschnitte zu realisieren und wurde von Dipl.-Ing. Dr. Thomas Leitgeb am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik konstruiert und gebaut (Leitgeb, 2012). Aus dieser Variabilität und der dafür erforderlichen konstruktiven Randbedingungen ergeben sich einige Nachteile in der praktischen Anwendung des Brenners, etwa Schwierigkeiten bei der Reproduzierbarkeit von Flammzuständen und der Rotationssymmetrie der Flamme. So wurde entschieden, im Zuge einer vom Autor betreuten Masterarbeit einen neuen Brenner II zu entwerfen, der ähnliche aerodynamische und geometrische Eigenschaften aufweisen sollte, durch den Verzicht auf Variabilität aber einfacher abzudichten und der daher in hohem Maße reproduzierbare Flammzustände ermöglichen sollte.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen dienten Großteils der Entwicklung und Validierung von Messtechniken und Algorithmen. Um oben angesprochene Reproduzierbarkeit zu gewähren und hohe Fluktuationsamplituden für ein großes Signal-zu-Rausch Verhältnis zu generieren, wurde die Flamme mit einer Sirene angeregt. Deren Funktionsweise wird nun kurz erläutert, bevor auf die beiden Brenner eingegangen wird.

6.1 Sirene

Die in dieser Arbeit verwendete Sirene wurde ursprünglich von Priv.-Doz. Dr. Fabrice Giuliani am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik entwickelt und ist in Abbildung 32 dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung findet sich unter (Giuliani, et al., 2012). Um definierte Druck- bzw. Geschwindigkeitsschwankungen in der axialen Methan-/Luft-Gemisch Strömung zu induzieren, wurde die Sirene bei beiden Brennern etwa 1.5 m vor Brenneintritt in der Zufuhrleitung eingebracht. Die Geschwindigkeitsschwankungen liegen in einem Bereich von etwa 10 %. Dabei wird die axiale Luftzufuhr moduliert, um Schwankungen der Drallzahl (Gleichung (3.1)) gering zu halten.

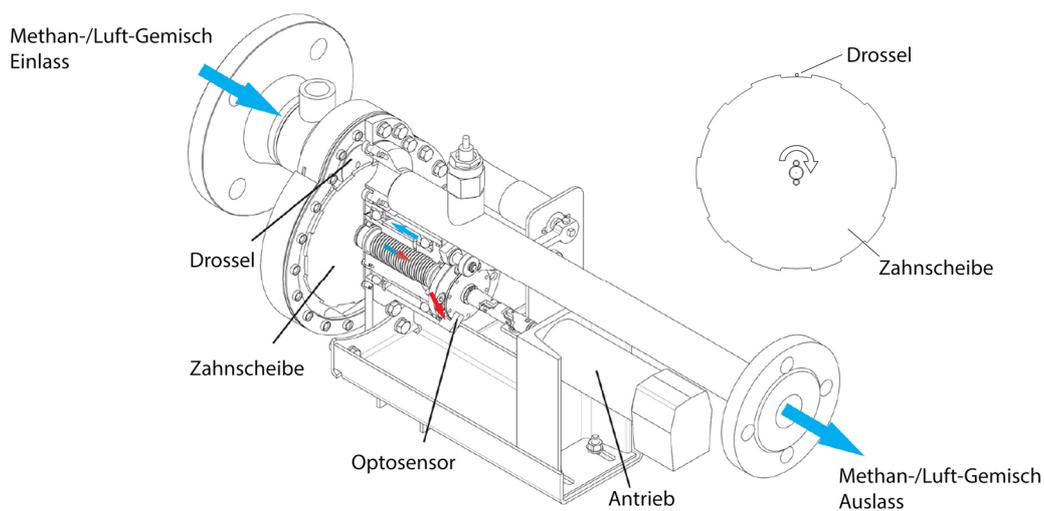


Abbildung 32: Sirene zur Modulation des axialen Methan-/Luft-Gemisches beider Brenner. Eine rotierende Zahnscheibe öffnet bzw. blockiert den Drosselquerschnitt und moduliert damit Geschwindigkeit und Druck, um eine definierte Störung einzubringen, nach (Giuliani, et al., 2012).

Die grundsätzliche Funktionsweise ist dabei einfach zu erklären: der eingebrachte Kraftstoff-/Luftmassenstrom wird mit gewünschter Frequenz moduliert, indem eine rotierende Zahnscheibe den Drosselquerschnitt öffnet bzw. blockiert. Die Sirene bietet die Möglichkeit die axiale Überdeckung zwischen Zahnscheibe und Drossel zu variieren. Für alle in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde dabei eine volle Überdeckung gewählt. Passiert also ein Zahn die Drossel wird diese voll geschlossen, die nach dem Zahn folgende Lücke gibt den vollen Drosselquerschnitt wieder frei, wie schematisch in Abbildung 32 rechts dargestellt. Die gewünschte Modulationsfrequenz wird durch die Drehzahl der Zahnscheibe bestimmt, wobei diese über zehn äquidistante Zähne bzw. Zahnlücken verfügt. Damit ergibt sich eine Motordrehzahl von einem Zehntel der gewünschten Modulationsfrequenz. Die Bedienung erfolgt über einen mittels RS-232 Schnittstelle verbundenen PC und einer entsprechenden LabView Routine. Um zeitliche Korrelationen zu ermöglichen, generiert ein an der Antriebswelle der Zahnscheibe montierter Optosensor ein Triggersignal mit der Modulationsfrequenz, welches synchron mit allen anderen Messdaten (LIV, Chemilumineszenz, Mikrophone) aufgezeichnet wird.

6.2 Brenner I

Der ursprünglich von Dipl.-Ing. Dr. Thomas Leitgeb (Leitgeb, 2012), (Giuliani, et al., 2012) entworfenen Brenner I wurde durch Dipl.-Ing. Dr. Johannes Peterleithner (Peterleithner, et al., 2014) am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik überarbeitet, um rotationssymmetrische Flammzustände zu garantieren. Ein Viertelschnitt der konstruktiven Umsetzung ist in Abbildung 33 dargestellt. Sowohl das axiale als auch das tangentiale Methan-/Luft-Gemisch wird dabei bereits in den Zuleitungen, etwa 4 m vor Eintritt in den Brenner vorgemischt, um ein homogenes Äquivalenzverhältnis zu garantieren. Das axiale Gemisch (visualisiert durch die grünen Oberflächen in Abbildung 33) wird in dieser Brennervariante durch sechs radiale Zuleitungen eingebracht, anschließend umgelenkt und geradegerichtet. Auf etwa halber Höhe erfolgt eine Durchmischung mit dem tangentialen Gemisch, dargestellt in Rot in Abbildung 33. Dieses wird ebenfalls durch sechs radiale Zuleitungen eingedüst und anschließend durch einen Drallkörper mit 32 tangentialen Bohrungen in Rotation versetzt, dabei ergibt sich eine Drallzahl von 0.52 gemäß der Definition von (Candel, et al., 2014). Die dadurch generierte Rezirkulationszone ermöglicht eine stabile

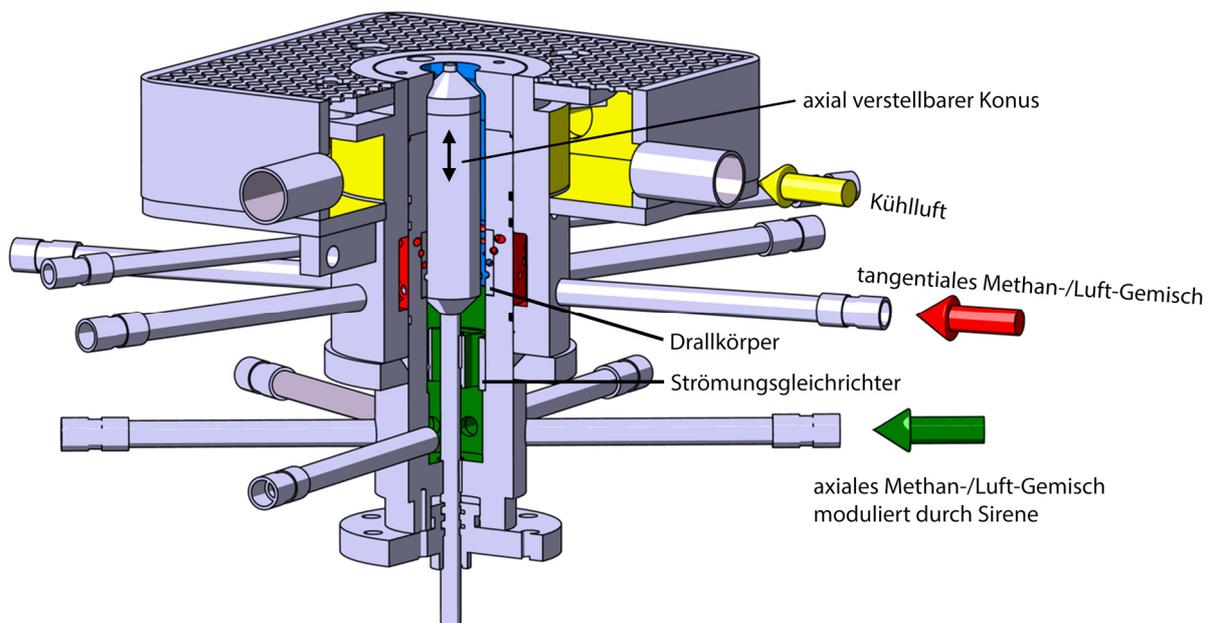


Abbildung 33: Brenner I, sowohl für axiale als auch für tangentiale Zufuhr werden Methan und Luft bereits vor Eintritt in den Brenner vorgemischt. Das tangentiale Gemisch wird durch einen Drallkörper in Rotation versetzt, um eine Rezirkulationszone zu generieren und damit eine stabile abgehobene Flamme zu ermöglichen. Dieser Brenner wurde von Dipl.-Ing. Dr. Leitgeb und Dipl.-Ing. Dr. Peterleithner entwickelt und in der vorliegenden Arbeit adaptiert.

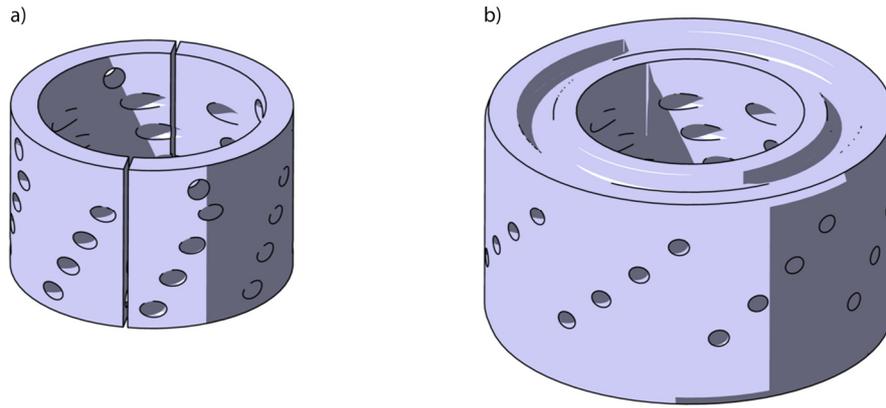


Abbildung 34: a) Drallkörper der Brennervariante I, aufgrund der Einbausituation muss der Drallkörper vor Einbau in zwei Hälften geteilt werden. Somit können die tangentialen Bohrungen nicht mehr gleichmäßig am Umfang verteilt werden. b) Drallkörper der Brennervariante II, durch geänderte Konstruktion verfügt der Brenner über horizontale Teilungsebenen, der Drallkörper muss nicht mehr geteilt werden.

abgehobene Flamme. Abbildung 34 a) stellt den in Brenner I verwendeten Drallkörper dar. Da der Brenner keine horizontalen oder vertikalen Teilungsebenen aufweist, muss der Drallkörper vor dem Einbau in zwei Hälften geteilt werden, dadurch können die tangentialen Bohrungen nicht mehr gleichmäßig in Umfangsrichtung verteilt werden – mit entsprechenden negativen Auswirkungen auf die Rotationssymmetrie des Strömungsfeldes. Der zentrale Konus kann axial verschoben werden, um somit den Austrittsquerschnitt und die Drallzahl zu variieren. Für alle in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde ein Überstand des Konus von 1 mm bezogen auf die Grundplatte des Brenners gewählt. Zusätzlich zum axialen und tangentialen Gemisch wird an vier gegenüberliegenden Positionen Kühlluft eingebracht, welche durch ein Beruhigungsvolumen und ein Gitter geradegerichtet wird und anschließend in die Reaktionszone eindringt, wo es zu einer Verdünnung des Gemisches, also einer Reduktion des Äquivalenzverhältnisses kommt. Für alle in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden dabei die in Tabelle 3 angeführten Massenströme eingestellt, wobei sich unter Annahme vollständiger Verbrennung eine thermische Leistung von 3.4 kW ergibt. Die Strömungsgeschwindigkeiten am Brenneraustritt liegen in einem Bereich von 2-6 m/s (Peterleithner, et al., 2016 a).

Tabelle 3: Betriebspunkt Brenner I.

\dot{m}_{ax}	[g/s]	0.424
\dot{m}_{tan}	[g/s]	0.397
\dot{m}_{CH_4}	[g/s]	0.068
$\dot{m}_{kühl}$	[g/s]	0.969
P_{th}	[kW]	3.4

Um reproduzierbare und rotationsymmetrische Flammzustände zu ermöglichen, war eine sorgfältige und zeitraubende Justage und Überprüfung des Brenners I vor jeder Messkampagne unbedingt notwendig. Dabei wurden schlussendlich die folgenden Probleme identifiziert:

- Aufgrund der vertikalen Teilung des Drallkörpers sind die tangentialen Löcher nicht regelmäßig in Umfangsrichtung verteilt
- das axiale Gemisch wird erst radial eingebracht, danach umgelenkt und geradegerichtet
- die Lagerstellen des Konus liegen weit stromab, somit krägt der Konus weit aus, wodurch eine präzise Zentrierung nicht mehr gewährleistet werden kann
- problematische Abdichtung, da die Gehäuseteile mit vormontierten O-Ring Dichtungen ineinandergeschoben werden müssen und ein Abscheren der Dichtung nur schwer zu verhindern ist
- bereits geringe Änderungen der axialen Konusposition bewirken eine geänderte Flammenform

Außerdem besteht keine Möglichkeit eine rotationssymmetrische Brennkammer aufzusetzen. Aufgrund dieser Problematiken wurde in einer Masterarbeit ein neuer Brenner konstruiert.

6.3 Brenner II

Aus den obigen Kenntnissen wurde nun von Dipl.-Ing. Martin March in seiner vom Autor betreuten Masterarbeit eine robuste und einfach zu wartende Version des Brenners I mit ähnlichen geometrischen und aerodynamischen Kennwerten entworfen und gebaut (March, 2017). Der Brenner, dargestellt in Abbildung 35, besteht aus vier Hauptbaugruppen, welche über horizontale Teilungsebenen und axialer Verschraubungen einfach zusammengesetzt sind. Der zentrale Konus wurde so kurz als möglich ausgeführt und die Lagerstellen möglichst weit nach oben verschoben, um eine optimale Zentrierung zu gewährleisten. Die strömungsführenden Volumina für das axiale Gemisch sind in Abbildung 35 in Grün dargestellt. Das axiale Gemisch muss nicht umgelenkt werden und durchläuft anschließend einen Strömungsgleichrichter. Um ungleichmäßige Umfangsverteilung des radial eingedüsten Gemisches (rot) zu vermeiden, wurde das Volumen vor dem Drallkörper erhöht, zusätzlich sorgt ein Beruhigungsgitter für eine homogene Verteilung des Gemisches. Der Drallkörper (Abbildung 34 b)) muss aufgrund der horizontalen Teilung nicht mehr halbiert werden, wodurch eine gleichmäßige Verteilung der tangentialen Bohrungen ermöglicht wird. Unter Annahme identer Massenströme wie in Brenner I (Tabelle 3), ergaben Strömungssimulationen (engl. computational fluid dynamics, CFD) eine Drallzahl von 0.54, somit weisen beide Brenner ähnliche Strömungsverhältnisse auf.

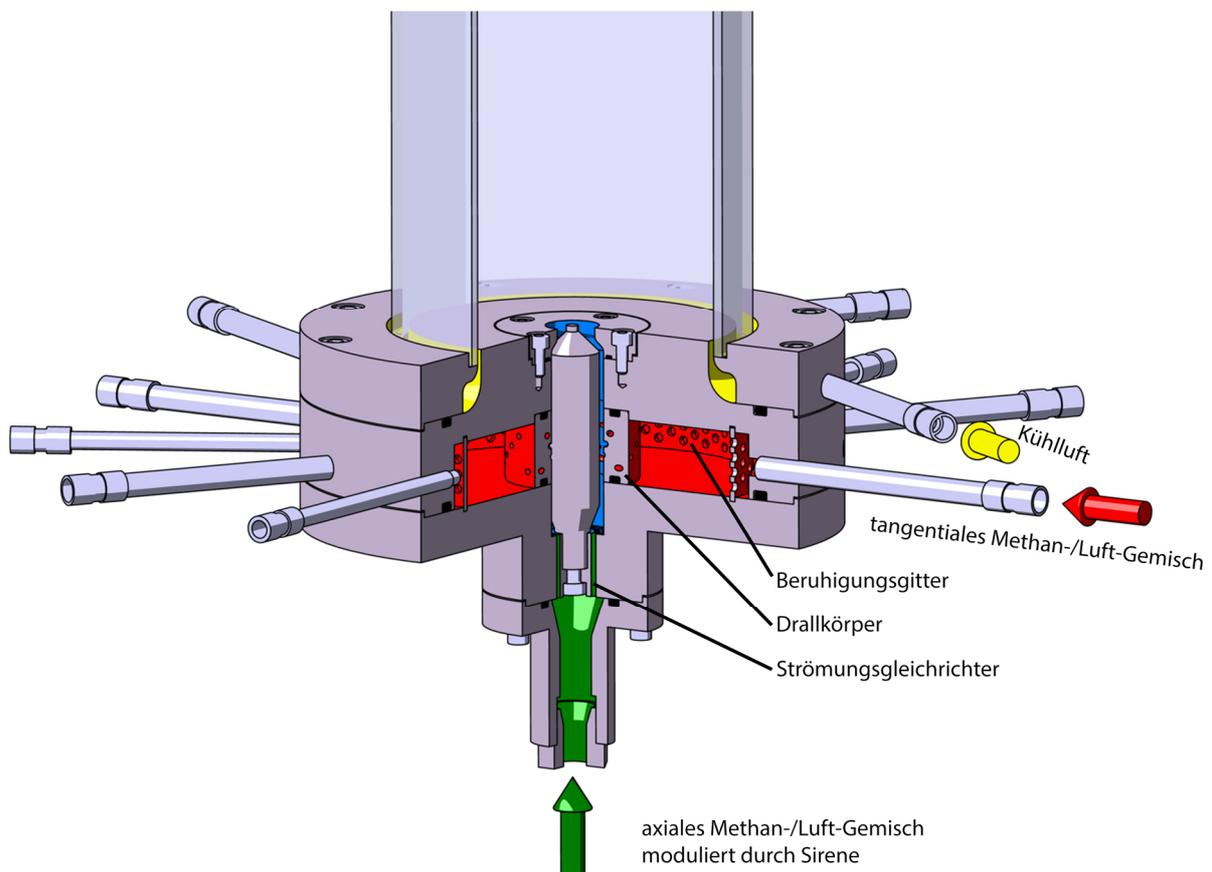


Abbildung 35: Brenner II, das axiale Gemisch wird bereits axial eingebracht, um eine Umlenkung zu vermeiden. Ein großes Volumen sorgt für gleichmäßige Verteilung des tangentialen Gemisches bevor der Drallkörper durchströmt wird. Aufgrund der horizontalen Teilungsebenen kann der Brenner einfacher montiert und gewartet werden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit ein zylindrisches Quarzglas aufzusetzen. Der Brenner wurde in dieser Arbeit entwickelt und von Dipl.-Ing Martin March in seiner Masterarbeit ausgelegt und gebaut.

Neben offenen Flammen besteht auch die Möglichkeit den Brenner mit einem zylindrischen Quarzglasfenster und aufgesetzter Brennkammer zu betreiben. Die dafür notwendige Kühlluft (gelb) wird über vier tangentielle Zuleitungen eingebracht. Mit bzw. ohne Brennkammer wurden die folgenden Massenströme für eine stabile, abgehobenen Flamme verwendet:

Tabelle 4: Betriebspunkt Brenner II.

	ohne Brennkammer	mit Brennkammer
\dot{m}_{ax} [g/s]	0.705	0.705
\dot{m}_{tan} [g/s]	0.628	0.628
\dot{m}_{CH_4} [g/s]	0.068	0.068
$\dot{m}_{kühl}$ [g/s]	0	1.2
P_{th} [kW]	3.4	3.4

6.4 Aufbau des Verbrennungsprüfstandes

Um die Brenner zu betreiben, wurde ein bereits in vorhergegangenen Arbeiten aufgebauter Prüfstand am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik genutzt. Das Versuchslabor war mit 3 x 3 x 2.5 m bemessen und von feuerfesten, schalldämmenden und lichtundurchlässigen Vorhängen umgeben. Die Verbrennungsprodukte wurden an der Decke abgesaugt, dort befanden sich auch geräuschkämmende und reflexionsarme Paneele.

Der im Folgenden beschriebene Aufbau ist sowohl für Brenner I als auch für Brenner II gültig, für einen Tausch der Brenner mussten lediglich die Versorgungsleitungen umgesteckt werden. Aufgrund der geringen Massenströme konnte die Hausdruckluft genutzt werden. Die Methanversorgung erfolgte aus druckreduzierten Gasflaschen (Methan N25, 50 Liter). Die jeweiligen Massenströme wurden durch Bronkhorst Massendurchflussregler der EL-FLOW Serie mit einer Messunsicherheit von 0.6 % des Endwertes gemessen und geregelt. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaues zum Betrieb der Brenner findet sich in Abbildung 36. Nach der Massenstrombestimmung und -regelung wurden tangentielle und axiale Luft (dargestellt in Blau) mit Methan (rot) gemischt (grün), um ein homogenes Äquivalenzverhältnis zu garantieren. Das axiale Gemisch durchläuft die Sirene und wird dort moduliert, bevor es in den Brenner strömt. Die Überwachung der Massenströme erfolgte dabei an einem Computer mit entsprechender LabView Routine. Über denselben PC wird auch die Modulationsfrequenz der

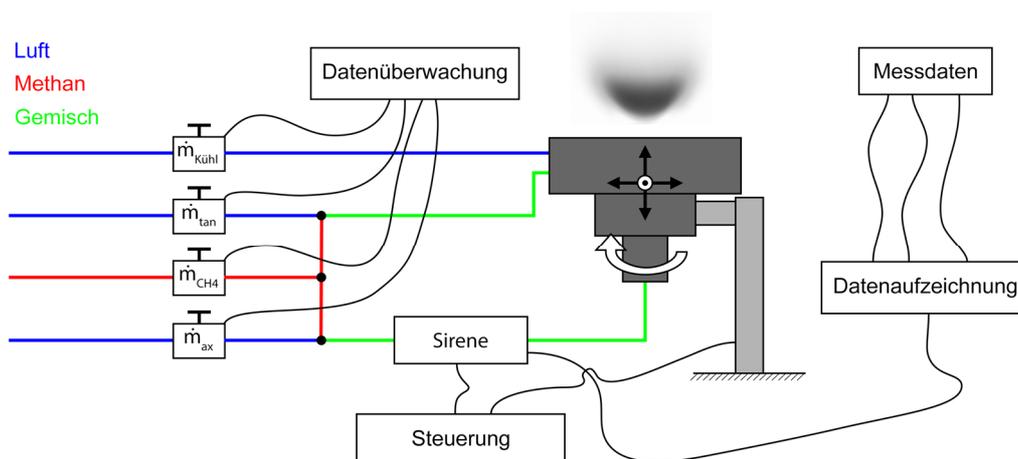


Abbildung 36: Schematischer Aufbau des Verbrennungsprüfstandes. Nach der Massenstrombestimmung und -regelung werden axiale und tangentielle Luft mit Methan gemischt. Der axiale Massenstrom wird von einer Sirene moduliert und das Sirenentriggersignal synchron zu etwaigen anderen Messdaten aufgezeichnet. Der Brenner ist an einer dreiachs- Traversiereinheit montiert und kann somit in alle Raumrichtungen bewegt werden, zusätzlich ist eine Rotation um die Hochachse möglich.

Sirenen bestimmt, hier übernimmt ebenfalls eine LabView Routine die Drehzahl- und damit Frequenzregelung. Um etwaige scannende Messtechnik zu ermöglichen, etwa Einpunkt-Vibrometermessungen, ist der Brenner auf einer dreiachs-Traversiereinheit (Dantec Dynamics) montiert und kann somit in x-, y-, und z-Richtung bewegt werden, zusätzlich kann der Brenner um die Hochachse rotiert werden, um Symmetrieeigenschaften zu überprüfen. Alle Messdaten wurden synchron mit dem Sirenentrieger aufgezeichnet, um zeitliche Korrelationen zu ermöglichen.

7 Datenanalyse und Anwendung des Einpunkt-Laservibrometers (LIV)

7.1 Versuchsaufbau

Wie bereits in Kapitel 4.1.1 erläutert, führt eine Änderung des Brechungsindex bei konstantem geometrischen Weg des Objektstrahls (Messstrahles) zu einer Änderung des optischen Weges (Gleichung (4.4)), dabei erfährt der Objektstrahl eine der Dichteänderung proportionale Dopplereffektverschiebung gemäß Gleichung (4.15). Um sich diesen Effekt messtechnisch zur Erfassung von Dichteschwankungen zu Nutze zu machen, wurde der in Abbildung 37 dargestellte Versuch aufgebaut. Das Laservibrometer (Messkopf: Polytec OFV-503, Geschwindigkeitsdecoder VD-06, Controller: OFV-5000) wurde dabei fest mit dem Untergrund verschraubt und der Spiegel bzw. der Retroreflektor auf ein sandgefülltes, rechteckiges Hohlprofil geklebt, um Relativbewegungen zu minimieren und die Eigenfrequenzen möglichst niedrig zu halten. Durch impulsförmige Schwingungsanregung des gesamten Aufbaus bei gleichzeitiger LIV-Messung (Abbildung 38) konnte gezeigt werden, dass nennenswerte Amplituden struktureller Eigenfrequenzen bis zu einer maximalen Frequenz von ca. 100 Hz vorliegen (Peterleithner, et al., 2014). Da die Sirenenanregung für LIV-Messungen durchwegs bei höheren Frequenzen, im Bereich von etwa 200 Hz, durchgeführt wurde, können Dichteschwankungen und etwaige Strukturschwingungen im Frequenzspektrum voneinander getrennt werden.

Der konvergente Laserstrahl des LIV wurde durch eine Zerstreulinse mit einer Brennweite von -40 mm auf einen Strahldurchmesser von 2 mm kollimiert, um Dichtefluktuationen entlang eines konstanten Querschnitts zu detektieren. Da die Linse einen geringen Anteil des eintreffenden Laserlichts reflektiert und sich somit Linsenschwingungen den Dichtefluktuationen im Messsignal überlagern würden, muss die Linse leicht schräg gestellt werden, um sicherzustellen, dass das reflektierte Licht am Messkopf des LIV vorbeigeführt wird.

Laut Herstellerangaben sollte ein Abstand zwischen LIV und Spiegel von $234 \text{ mm} + n \cdot 204 \text{ mm}$ mit ganzzahligem n gewählt werden (Betriebsanleitung Polytec OFV-503 Messkopf), um maximale Kohärenz zu garantieren. Unter den gegebenen geometrischen Randbedingungen wurde ein n von 7 bestimmt, wodurch sich ein Abstand von 1.662 m zwischen LIV und Spiegel ergibt.

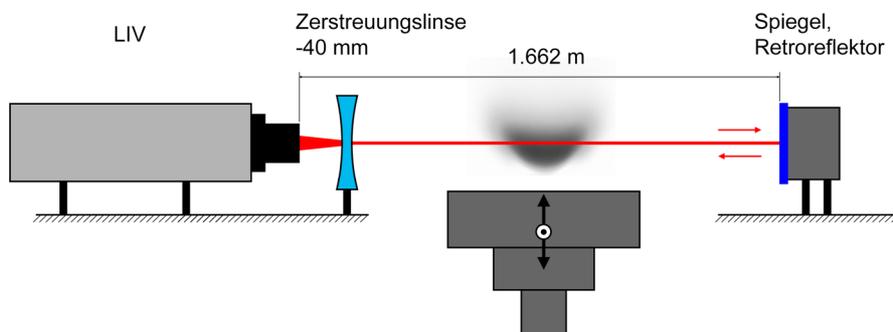


Abbildung 37: Versuchsaufbau für Einpunkt-Vibrometermessungen. LIV und Spiegel bzw. Retroreflektorfolie sind starr montiert. Der konvergente Laserstrahl des LIV wird mit einer Zerstreulinse kollimiert, durchläuft das Messvolumen und wird anschließend durch einen Spiegel oder eine Retroreflektorfolie zurückgeworfen.

Bei einer Ortsauflösung von 2 mm muss die Reaktionszone scannend vermessen werden, um globale, also die gesamte Flamme betreffende, Aussagen treffen zu können. Hierfür wurde der Brenner auf einer dreiachsigen Traversiereinheit bewegt. Eine weitere Möglichkeit den gesamten Flammbereich zu erfassen bietet das Aufweiten des Messstrahls auf einen der Reaktionszone entsprechenden Durchmesser, wie bereits von (Peterleithner, et al., 2016 a) durchgeführt. Aufgrund der Gaußschen Intensitätsverteilung im Strahlquerschnitt des Lasers werden die Dichteschwankungen dabei nach deren Positionen im Querschnitt des aufgeweiteten Strahls gewichtet, wodurch eine exakte Erfassung der globalen Oszillationen nicht mehr möglich ist. Abhilfe könnte durch das Aufweiten des Strahles auf einen Durchmesser der weit über dem der Flamme liegt geschaffen werden, um im Messbereich eine nahezu homogene Intensitätsverteilung zu gewährleisten. Grenzen sind hier einerseits durch die verwendete Optik gesetzt, andererseits würde die geringe Lichtintensität zu einem zu geringen Signal-zu-Rausch Verhältnis führen. Da in dieser Arbeit sowohl globale als auch lokale Wärmefreisetzungssoszillationen quantitativ erfasst werden sollten, wurden alle LIV-Messungen scannend durchgeführt. Durch den endlichen Strahldurchmesser entspricht jede Messposition einer räumlichen Mittelung der Änderung des Brechungsindex, wobei diese Mittelung über das durch den Laserstrahl eingeschlossene Volumen erfolgt. Strukturen, deren Größenordnung unterhalb der des Messstrahls liegt, können dadurch nicht erfasst werden. Zeitlich gemittelte globale Daten behalten jedoch ihre Gültigkeit, da hier ohnehin durch räumlich-zeitliche Korrelationen eine Mittelwertbildung über den gesamten Messbereich erfolgt.

Die Aufzeichnung der analogen Ausgangsspannung des Laservibrometers erfolgte mit einem Vierkanal Analog-Digital-Wandler vom Typ NI-9121 mit einer Abtastrate von 16384 Samples/Sekunde. Dabei steuerte die Datenaufzeichnung auch gleichzeitig die Traversiereinheit. Nach dem Vermessen einer Position wurde der Brenner zur nächsten Position bewegt, wo bis zum Start der nächsten Messung eine Zeitspanne von fünf Sekunden abgewartet wurde, um etwaige Strukturschwingungen abklingen zu lassen. Somit war ein vollständig automatisiertes Abrastern möglich. Die Messdauer je Position betrug abhängig vom Signal-zu-Rausch Verhältnis zwischen 30 und 60 Sekunden, dabei wurden das Triggersignal der Sirene und die Photomultiplierspannung synchron aufgezeichnet.

Im nun folgenden Kapitel wird die in dieser Arbeit entwickelte Signalverarbeitung, beginnend mit den zeitlichen Verläufen der digitalisierten Ausgangsspannung des Laservibrometers an den einzelnen Messpositionen, bis hin zur Berechnung von lokalen und globalen Wärmefreisetzungssoszillationen detailliert erläutert.

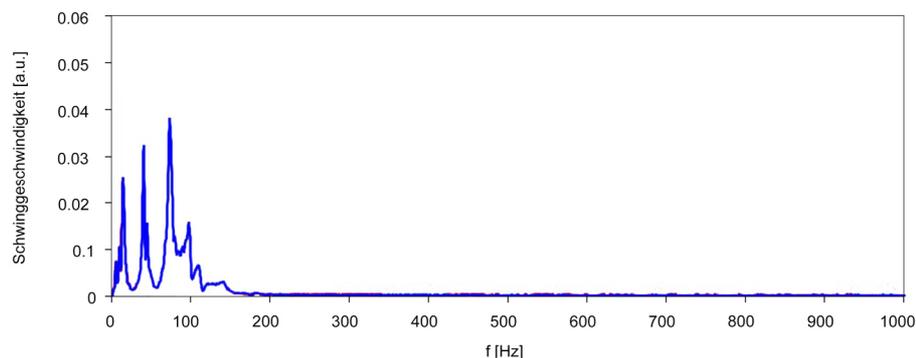


Abbildung 38: Eigenfrequenzen des LIV-Versuchsaufbaus (Peterleithner, et al., 2014), bestimmt durch Impulsanregung des Versuchsaufbaus. Die Sirenenanregung erfolgte durchwegs bei Frequenzen im Bereich von 200 Hz, somit können Strukturschwingungen im Frequenzbereich problemlos von Dichtefluktuationen unterschieden werden.

7.2 Signalverarbeitung

7.2.1 Frequenzanalyse und Bestimmung der relativen Phasenbeziehung der Messpositionen

Nachdem der Flambereich oder ein beliebiges Feld fluktuierender Dichte gemäß dem oben beschriebenen Versuchsaufbau gescannt wurde, liegt für jede Messposition der zeitliche Verlauf der über das Messvolumen des Laserstrahls räumlich gemittelten Änderungen des Brechungsindex vor. Aufgrund der annähernd rotationssymmetrischen Verteilung der zeitlich gemittelten Fluktuationen wurde jeweils nur eine Hälfte der Flamme gerastert, um die Messdauer in Grenzen zu halten. Trotzdem ergeben sich bei einer vollständigen Erfassung der halben Reaktionszone und des Bereiches der abströmenden Verbrennungsprodukte etwa 1000 Messpositionen. Vier Ausschnitte dieser Zeitverläufe der Vibrometers Ausgangsspannung entlang einer horizontalen Linie sind beispielhaft in Abbildung 39 b) geplottet, die Flamme wurde auch hier wieder mittels Sirene bei 212 Hz angeregt. Die mit den Ziffern 1-4 bezeichneten Verläufe entsprechen dabei den in Abbildung 39 a) und d) markierten Positionen. Um nun stochastische Schwankungen und etwaige andere Einflüsse von der gezielten Störung der Flamme durch die Sirene zu separieren und damit ein großes Signal-zu-Rausch Verhältnis zu ermöglichen, wurden alle Untersuchungen im Frequenzbereich durchgeführt. So wurde in einem ersten Schritt der Auswertung der LIV-Daten eine Fourier-Transformation aller Messpositionen durchgeführt. Abbildung 39 c) zeigt wieder beispielhaft die Frequenzspektren der vier Zeitsignale, allerdings wurde die FFT über die gesamte Länge der Messdaten durchgeführt. Hier wird der Vorteil der Sirenenanregung eindeutig ersichtlich, so ergibt sich innerhalb der Reaktionszone (Positionen 1 und 2) ein hohes Signal-zu-Rausch Verhältnis bei 212 Hz. Selbiges gilt natürlich auch für die mittels OH*-Chemilumineszenz ermittelten Daten zur Validierung der LIV-Ergebnisse (Abbildung 25 c)), aufgrund dessen wurde die quantitative Auswertung von Vibrometermessungen ausschließlich an der Sirenenfrequenz durchgeführt. Alle in diesem und dem folgenden Unterkapitel dargestellten Zwischenergebnisse der Signalanalyse wurden aus Messungen an Brenner I mit dem in Kapitel 6.2 beschriebenen Betriebspunkt entnommen.

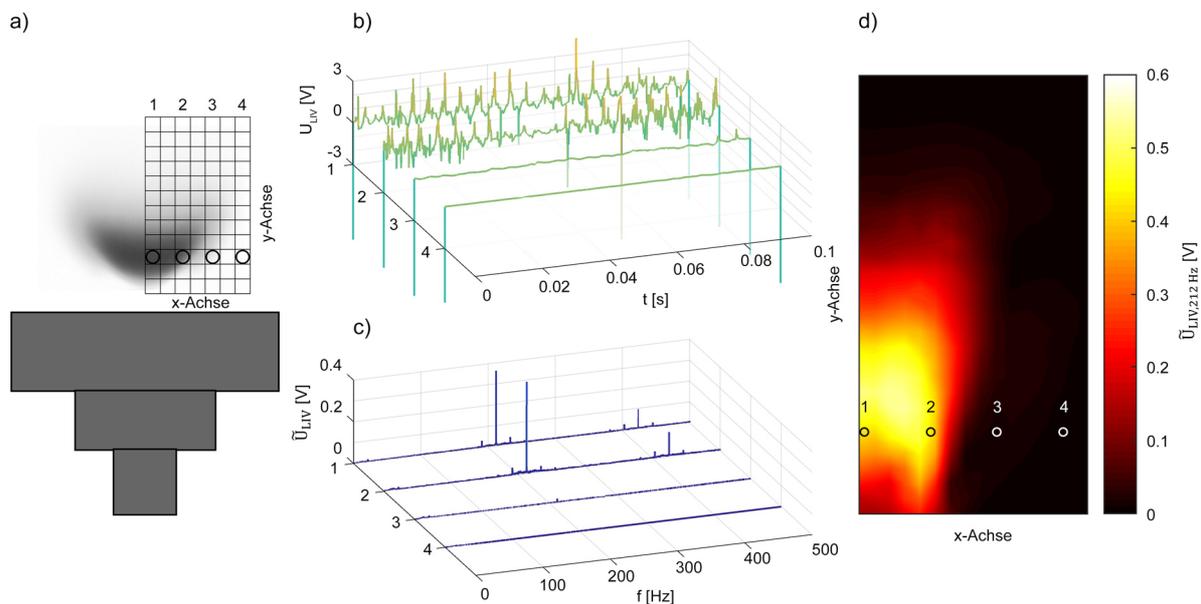


Abbildung 39: a) Unter Annahme einer im zeitlichen Mittel rotationssymmetrischen Verteilung der Dichtefluktuationen wurde nur eine Hälfte der Flamme mit dem LIV durch ein Messraster gescannt. b) Zeitverlauf des LIV-Rohsignals an vier verschiedenen radialen Positionen über 0.1 Sekunden. c) Entsprechende Frequenzspektren, berechnet über die volle Aufnahmelänge von 30 Sekunden. d) Ortsaufgelöste LOS-Signalamplituden des LIV bei 212 Hz (Anregungsfrequenz der Sirene). Die vier Messpositionen in b) und c) sind durch die Kreise gekennzeichnet. Die dargestellten Daten wurden aus Messungen an Brenner I entnommen (Kapitel 6.2).

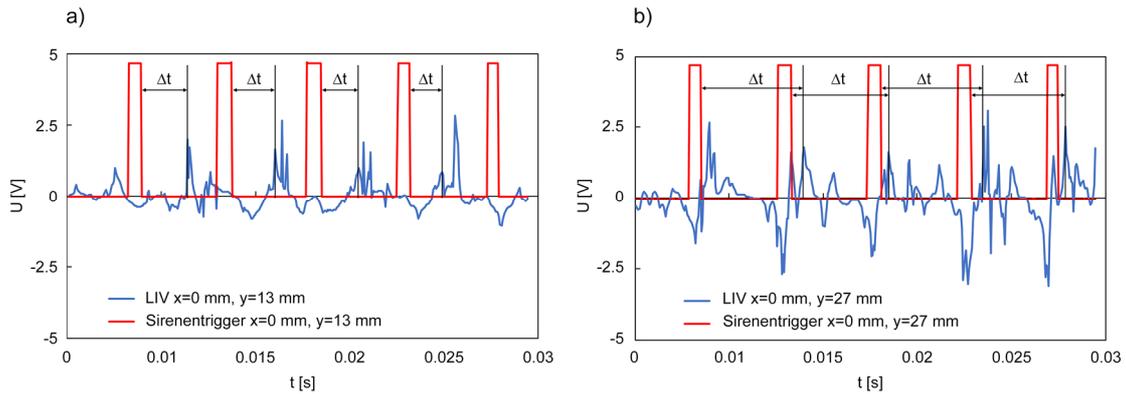


Abbildung 40: a) Synchron aufgezeichneter Sirenentrigger und das LIV-Signal an der Messposition $x=0$ mm, $y=13$ mm relativ zum Brenneraustritt. b) Selbiges an der Position $x=0$ mm, $y=27$ mm. Das Triggersignal beider Aufnahmen ist synchron. Aufgrund der höheren axialen Lage von b) weist das LIV-Signal eine größere zeitliche Verschiebung zum Trigger auf. Die zeitliche gemittelte Verschiebung der einzelnen Messpositionen wurde per Kreuzkorrelation berechnet, um eine zeitliche Korrelation der Messpositionen zu ermöglichen.

Nach der Berechnung der Frequenzspektren aller Messpositionen werden diese gemäß ihrer geometrischen Position sortiert. Betrachtet man nun die Signalamplituden an der Frequenz der erzwungenen Oszillation ergibt sich das Abbildung 39 d) dargestellte Bild.

Aufgrund der fehlenden zeitlichen Korrelation der Positionen entspricht diese Darstellung jedoch nicht dem zeitlich gemittelten Zustand zu einem bestimmten Phasenwinkel innerhalb einer Oszillationsperiode, sondern den Spitzenwerten der LOS-Amplituden. Um neben den räumlichen auch zeitliche Korrelationen zwischen den Messpositionen herzustellen, bedarf es eines externen Triggersignals, welches selbst eine zeitliche Korrelation zu den erzwungenen Oszillationen der Wärmefreisetzung aufweist. Dafür wurde das bereits mehrfach angesprochene Triggersignal der Sirene genutzt. Dessen Phasenlage innerhalb einer Periode ist zwar willkürlich, jedoch konstant, wodurch eine zeitliche Referenzierung bzw. eine Referenzierung der Phase der Oszillation ermöglicht wird. Zur Veranschaulichung dieser zeitlichen Beziehung zwischen Sirenentrigger und LIV-Zeitsignal, sind in Abbildung 40 a) und b) die jeweiligen zeitlichen Verläufe von LIV in Blau und des Triggers in Rot an zwei verschiedenen axialen Messpositionen geplottet. a) befindet sich 13 mm, b) 27 mm über dem Brenneraustritt, die radiale Position wurde dabei nicht verändert. Entgegen dem Triggersignal weist das LIV-Signal eine Abhängigkeit von der Messposition auf, mit fortschreitender axialer Höhe verschiebt sich damit das LIV-Signal entsprechend der axialen Geschwindigkeit der Störung auf der Zeitachse nach rechts und der Versatz zwischen Trigger und LIV wird größer. Der Sirenentrigger fungiert als von der Messposition und dem Beginn der Aufzeichnung unabhängiger Takt, welcher die zeitliche Korrelation der Messpositionen ermöglicht. Mathematisch bestimmt wurde die mittlere Phasenverschiebung der frequenz aufgelösten Oszillationen des LIV-Signals gegenüber dem Trigger durch eine Kreuzkorrelation beider Signale. Aufgrund der Phasenmehrdeutigkeit (engl. phase ambiguity) ist es nur möglich die relative Lage der Signale innerhalb einer Oszillationsperiode zu bestimmen. Phasenunterschiede größer 2π werden durch einen Phasensprung gekennzeichnet.

Nachdem das LIV-Signal an jeder Messposition mit dem Sirenentrigger gekreuzkorreliert und entsprechend den geometrischen Positionen zusammengesetzt wurde, ist eine mittlere räumlich-zeitliche Korrelation der einzelnen Messpositionen des Laservibrometers möglich. Dazu wird die LOS-Amplitude $\tilde{U}(x, y, f)$ (Abbildung 41 a)) mit den dazugehörigen, aus der Kreuzkorrelation zwischen Sirenentrigger und LIV-Messsignal bestimmten, LOS-Phasenwinkeln $\varphi(x, y, f)$ (Abbildung 41 b)) zu einer komplexen Zahl $\underline{U}(x, y, f)$ gemäß:

$$\underline{U}(x, y, f) = \tilde{U}(x, y, f) e^{-i\varphi(x, y, f)} \quad (7.1)$$

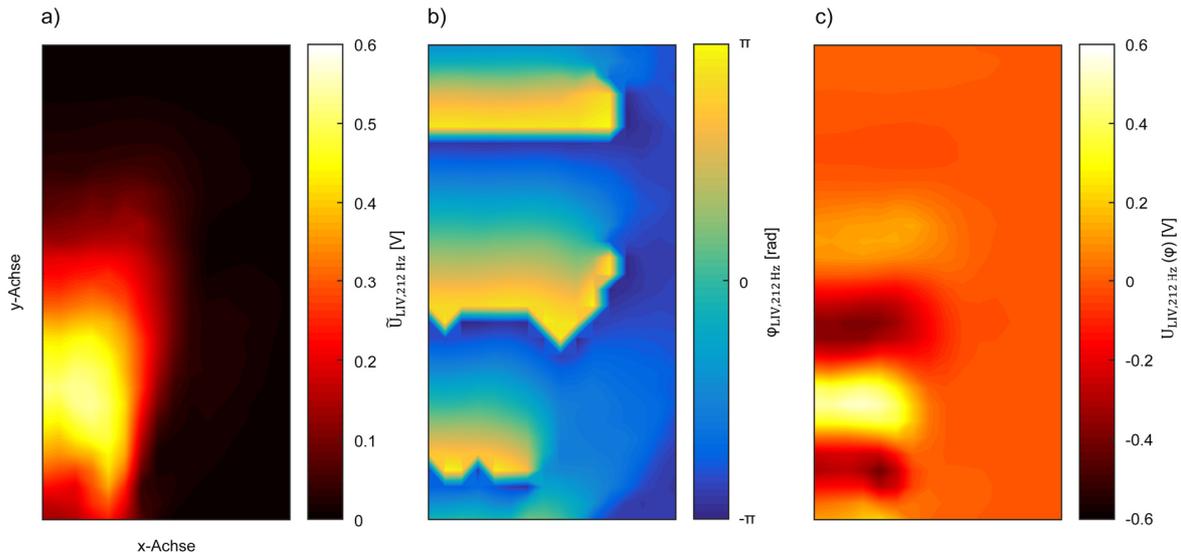


Abbildung 41: a) LOS-Amplituden des LIV-Signals bei 212 Hz. b) LOS-Phasenlagen der Messpositionen relativ zum Sirenentrigger bei 212 Hz. c) Zeitliche Korrelation der Amplituden aus a) mit den Phasenlagen aus b), das resultierende Feld entspricht dem phasengemittelten Signal zum Zeitpunkt des Sirenen triggers.

zusammengeführt. Betrachtet man nur den Realteil, kann das orts aufgelöste und phasengemittelte Ausgangssignal der LIV zu einem beliebigen Phasenwinkel φ innerhalb einer Periode der betrachteten Frequenz dargestellt werden. Wird den Phasenwinkeln $\varphi(x, y, f)$ ein konstanter Phasenoffset aufaddiert, ist es nun möglich die Oszillationen über eine gesamte Periode zu visualisieren. Eine entsprechende Darstellung findet sich in Abbildung 41 c).

Die in Abbildung 41 a) und c) gezeigten Felder stellen jedoch erst eine der Brechungsindexänderung proportionale phasengemittelte Spannung am Signalausgang des LIV dar. Der Vorteil der Bestimmung von Dichteoszillationen mittels LIV liegt jedoch darin, die ursächlichen physikalischen Größen analytisch aus den Rohdaten bestimmen zu können, während den aus Chemilumineszenzmessungen erhaltenen Intensitätswerten erst durch eine Kalibrierung physikalische Bedeutung zugewiesen werden kann.

7.2.2 Bestimmung der Wärmefreisetzungsozillationen

In der nun folgenden Beschreibung der Vorgangsweise für die Berechnung der Wärmefreisetzungsozillationen aus den Rohdaten des LIV, werden nur noch die aus der Fourier-Transformation ermittelten orts aufgelösten Felder betrachtet, welche mit der Sirenenfrequenz f angeregt wurden. Die Grundlage für die Auswertung der LIV-Daten beruht auf dem in Kapitel 4.2.2 diskutierten und in Gleichung (4.31) definierten Zusammenhang zwischen Wärmefreisetzungsozillationen und Dichteschwankungen in der Reaktionszone.

In einem ersten Schritt wird die integrale Änderung des optischen Weges entlang des Sehstrahles aus dem Spannungssignal des LIV mit Hilfe der Kalibrierkonstante ($k_{vib} = 2 \text{ mm/s/V}$) bestimmt:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dt} \tilde{L}_{opt}(x, y, f) = \int \frac{d}{dt} \tilde{n}_{LOS}(x, y, f) dz = k_{vib} \tilde{U}(x, y, f) \quad (7.2)$$

Aus diesen, den Brechungsindexoszillationen proportionalen Daten, kann nun mit Hilfe der Gladstone-Dale Relation die Dichteänderung durch zeitliche Ableitung von Gleichung (4.13) bestimmt werden:

$$\frac{d}{dt} \rho(x, y, z, f) = \frac{d}{dt} n(x, y, z, f) \frac{1}{G(x, y, z)} = \text{Abel}\{k_{vib} \tilde{U}(x, y, f)\} \frac{1}{G(x, y, z)} \quad (7.3)$$

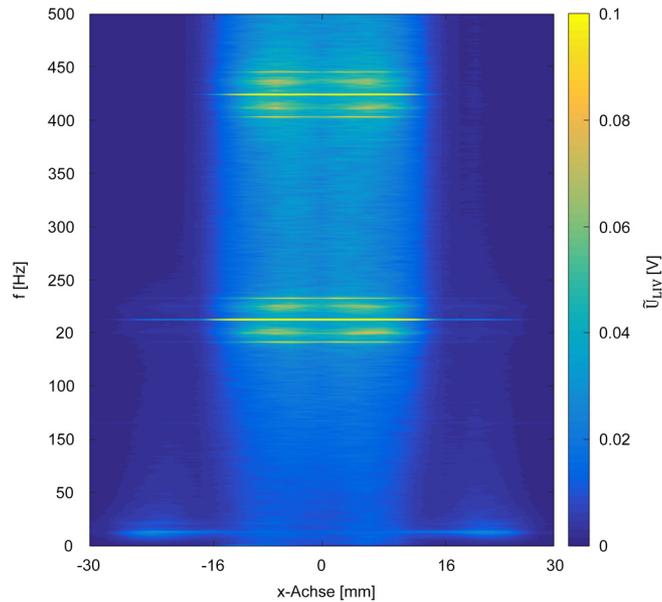


Abbildung 42: Frequenzauflöste Darstellung des LIV-Signals einer horizontalen Linie auf einer Höhe von 21 mm über dem Brenneraustritt. Die Daten zeigen eine symmetrische Verteilung der Messdaten um die Symmetrieachse, auch sind Seitenbänder neben der Sirenenanregung ersichtlich.

Da die dafür notwendigen Größen lokale Werte darstellen, die LIV-Spektren jedoch entlang der z-Achse integrierten LOS-Daten entsprechen (Gleichung (7.2)), müssen die für die weiteren Berechnungen notwendigen lokalen Daten rekonstruiert werden. Analog den zuvor beschriebenen Messverfahren sollten diese mittels Abel-Transformation aus der einen vorliegenden Projektion bestimmt werden. Um die dafür notwendige Voraussetzung einer rotationssymmetrischen Verteilung der Oszillationen zu überprüfen, wurden mit dem LIV horizontal Linien entlang der x-Achse gescannt und eine Frequenzanalyse durchgeführt. Die Amplitudenverteilung bis zu einer maximalen Frequenz von 500 Hz ist in Abbildung 42 dargestellt, wobei das Feld über einen Radius von -30 mm bis 30 mm auf einer Höhe von 21 mm über dem Brenneraustritt in Schritten von 2 mm abgetastet wurde. Da die geforderte Rotationssymmetrie eindeutig erfüllt wird, konnten im nächsten Schritt zeilenweise lokale Daten aus der Abel-Transformation mit sechs Stützstellen berechnet werden.

Um dabei die richtigen Werte zu bestimmen, ist eine sorgfältige Betrachtung der verwendeten Maßeinheiten notwendig. Für die Rekonstruktion der lokalen Daten muss die Längeneinheit des zu transformierenden Feldes in radialer Richtung angegeben werden, diese entspricht der lateralen Auflösung des Messfeldes in Metern. Wird auf diese Daten die Abel-Transformation angewandt und in weiterer Folge unter Anwendung von Gleichung (7.3) Dichtefluktuationen bestimmt, liegen diese in $[\text{kg}/(\text{m}^3\text{s})]$ vor. Das tatsächlich eingeschlossene Volumen eines Voxels der rekonstruierten lokalen Daten je Messposition entspricht jedoch der eines Würfels mit der Kantenlänge des Messrasters. Somit müssen die aus der Abel-Transformation erhaltenen Daten entsprechend diesem Volumen V_{Voxel} in $[\text{kg}/(V_{\text{Voxel}}\text{s})]$ neu skaliert werden.

Die volumetrischen Wärmefreisetzungsozillationen nach Gleichung (4.31) können nun für die mittels Abel-Transformation räumlich rekonstruierten Daten direkt aus den lokalen Dichteoszillationen $\tilde{\rho}(x, y, z, f)$ bei der angeregten Frequenz f berechnet werden, solange der konvektive Transport von Wärme vernachlässigbar ist:

$$\tilde{q}_v(x, y, z, f) = - \frac{\bar{\kappa}(x, y, z) \bar{p}}{(\bar{\kappa}(x, y, z) - 1) \bar{\rho}(x, y, z)} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\rho}(x, y, z, f) \quad (7.4)$$

Die dafür notwendigen (lokalen) Größen wurden mittels der bereits beschriebenen Messtechniken bestimmt ($\bar{\kappa}$: Spektroskopie und Hintergrundschlieren-Methode, $\bar{\rho}$: Hintergrundschlieren-Methode, \bar{p} : entsprechend dem Umgebungsdruck).

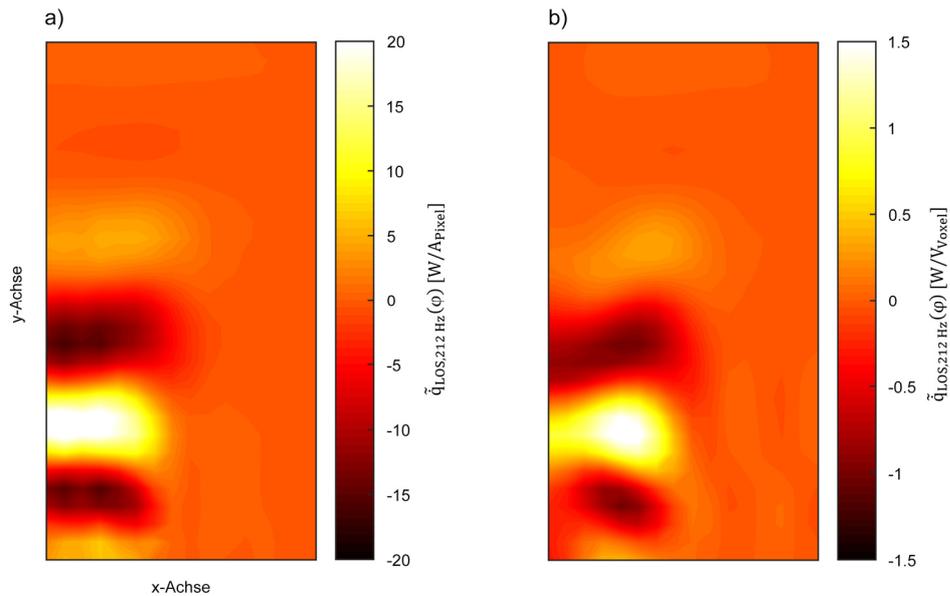


Abbildung 43: a) Räumlich-zeitlich korrelierte LOS-Amplituden der Wärmefreisetzungsozillationen bezogen auf das Sirenentriggersignal. b) Aus a) mittels Abel-Transformation berechnete lokale Wärmefreisetzungsozillationen.

Nun liegen die lokalen Amplituden $\tilde{q}_v(x, y, z, f)$ der Wärmefreisetzungsozillationen in $[W/V_{\text{Voxel}}]$ vor. Für die Bestimmung der globalen Gesamtwirkung der Oszillation aus den individuellen Amplituden, müssen die lokalen Werte entlang des Sehstrahles integriert werden, um eine LOS-Projektion der Dichteoszillationen $\tilde{q}_{LOS}(x, y, f)$ in $[W/A_{\text{Pixel}}]$ zu erhalten. Die Ermittlung dieser Projektion erfolgte mit demselben Algorithmus, der bereits für die Überprüfung der Anzahl der Stützstellen bei der Berechnung der Abel-Transformation in Kapitel 5.1 verwendet wurde (Abbildung 18). Wie bereits in Abbildung 41 für die Rohspektren des Vibrometers gezeigt, lässt sich nun aus den LOS-Phasenbezügen und den LOS-Wärmefreisetzungsozillationen eine zeitliche Korrelation der einzelnen Messpositionen gemäß:

$$\tilde{q}_{LOS}(x, y, f) = \tilde{q}_{LOS}(x, y, f) e^{i\varphi(x,y,f)} \quad (7.5)$$

herstellen. Durch Summieren aller Werte kann nun die resultierende globale Oszillation des gesamten Messfeldes berechnet werden. Dabei entspricht der Absolutwert der komplexen Oszillation der globalen Amplitude $\tilde{Q}(f)$ in Watt und das Argument dem globalen Phasenwinkel $\varphi(f)$:

$$\tilde{Q}(f) = \left| \sum_x \sum_y \tilde{q}_{LOS}(x, y, f) e^{i\varphi(x,y,f)} \right| \quad (7.6)$$

$$\varphi(f) = \arg \left(\sum_x \sum_y \tilde{q}_{LOS}(x, y, f) e^{i\varphi(x,y,f)} \right) \quad (7.7)$$

Diese beiden Werte können nun durch OH*-Chemilumineszenzmessungen mittels Photomultiplier (Gleichung (5.13)) oder globalen Werten der mittels ICCD aufgenommenen phasengemittelten OH*-Oszillationen validiert werden (Gleichung (5.10)).

Durch Betrachtung des Realteiles der komplexen LOS-Daten aus Gleichung (7.5) ist es möglich, räumlich-zeitlich korrelierte LOS-Oszillationen zu visualisieren. Eine entsprechende Darstellung findet sich in Abbildung 43 a). Werden daraus abermals lokale Daten rekonstruiert, liegen schlussendlich phasenaufgelösten lokale Wärmefreisetzungsozillationen vor (Abbildung 43 b)). Durch Addieren von konstanten Phasenoffsets in Gleichung (7.5) und anschließender Abel-Transformation kann eine volle Oszillationsperiode dargestellt werden.

Die in Abbildung 43 a) geplotteten Daten stellen die Wärmefreisetzungssoszillation je Fläche des Messrasters, bzw. in b) die Oszillationen je Volumen eines Würfels dessen projizierte Fläche der des Messrasters entspricht, dar. Darauf ist besonders zu achten, wenn die Daten mit denen anderer Messverfahren verglichen werden. Werden lokale und phasengemittelte Wärmefreisetzungsschwankungen aus den Aufnahmen der bildverstärkten Kamera als Referenz verwendet, entsprechen die Werte der Schwankung je Volumen des durch eine Kamerapixel gebildeten Voxels. Um eine Vergleichbarkeit zu ermöglichen, werden die volumen- bzw. flächenbezogenen Daten schlussendlich noch linear auf ein Millimeter Raster interpoliert und neu skaliert.

Eine Zusammenfassung aller für die Auswertung der LIV-Daten essentiellen Schritte findet sich in Abbildung 44.

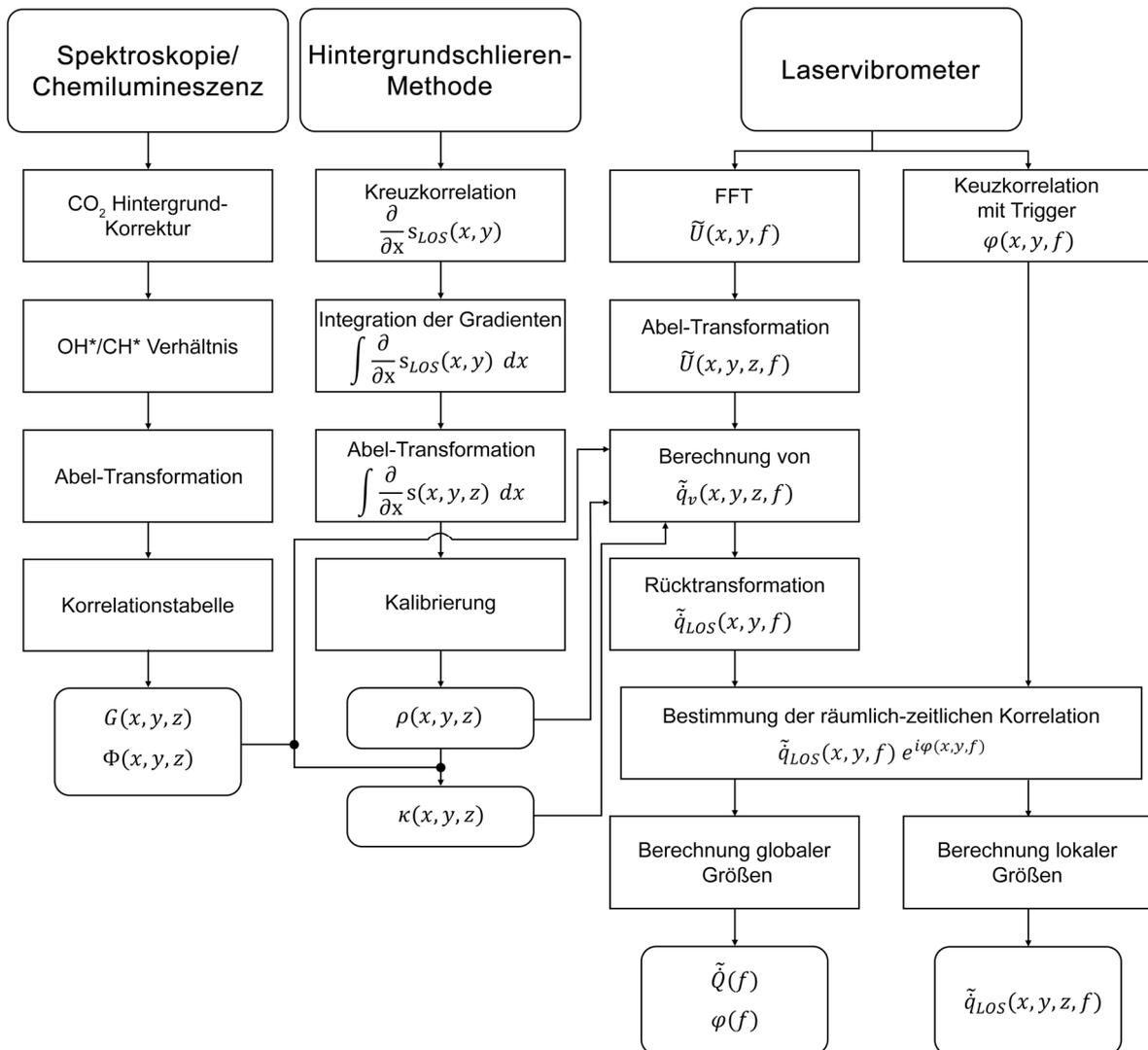


Abbildung 44: Übersicht über die essentiellen Schritte für die quantitative Auswertung der LIV-Daten.

7.3 Experimentelle Untersuchungen

7.3.1 Quantitative Bestimmung der Wärmefreisetzungssoszillationen einer offenen Flamme an Brenner I

Die Zielsetzung der nun präsentierten Messungen war es, die in Kapitel 4.2 vorgestellten theoretischen Überlegungen für die Berechnung von Wärmefreisetzungsschwankungen aus Brechungsindexschwankungen und die daraus abgeleiteten, in Kapitel 7.2 erläuterten, Algorithmen quantitativ mittels OH*-Chemilumineszenzdaten zu validieren. Somit stellen die nun folgenden Ergebnisse einen zentralen Punkt der vorliegenden Arbeit dar. Um verlässliche Referenzdaten zur Verfügung zu stellen, wurde die OH*-Emission einerseits integral mittels Photomultiplier synchron zu den LIV-Messungen aufgezeichnet und im Anschluss daran orts aufgelöste Messungen unter Anwendung der bildverstärkten Kamera durchgeführt. Zusätzlich wurde auch die CH*-Emission aufgezeichnet, um das lokale Äquivalenzverhältnis bestimmen zu können. Temperatur und Dichte in der Reaktionszone wurden mit dem Hintergrundschlieren-Verfahren ermittelt. Die im Folgenden diskutierten Ergebnisse und Schlüsse wurden bereits vorab in der renommierten Fachzeitschrift für Verbrennungsforschung *Combustion and Flame* publiziert (Greiffenhagen, et al., 2019 a). Die Messungen, Auswertung und Diskussion der Ergebnisse sind Schwerpunkte dieser Dissertation, wurden vom Autor durchgeführt und mit den anderen Autoren dieses Fachartikels ausführlich diskutiert.

Bei der Wahl des Betriebspunktes wurde besonders darauf geachtet durch gezielte Anregung der Flamme mittels Sirene ein möglichst großes Signal-zu-Rausch Verhältnis zu erzielen. Numerische Untersuchungen des Brenner I in einer Arbeit von Peterleithner et al. haben bereits gezeigt, dass jede der Tangentialbohrungen am Innenring des Drallkörpers (Abbildung 34 a)) Wirbelablösungen hervorruft (Peterleithner, et al., 2015). Die Frequenz der Wirbelablösung errechnet sich dabei mit der numerisch bestimmten tangentialen Strömungsgeschwindigkeit von 2 m/s und einem Abstand von 8.5 mm zwischen den Wirbelkernen zu einer Frequenz von 235 Hz. Wird die axiale Gemischzufuhr druckmoduliert, können die Wirbelablösungen durch die Sirene getriggert und periodische Oszillationen der Flamme verstärkt werden. Um die Frequenz maximaler Flammeninstabilität experimentell zu bestimmen, wurde die Frequenz der Anregung schrittweise erhöht und das resultierende globale OH*-Spektrum mittels Photomultiplier aufgezeichnet und analysiert. Dabei ergab sich eine maximale Instabilität bei einer erzwungenen Oszillation von 212 Hz. Die Auswirkung der Sirenenanregung auf die der Wärmefreisetzung proportionale Schwankung der OH*-Intensität zeigt Abbildung 45. Das in

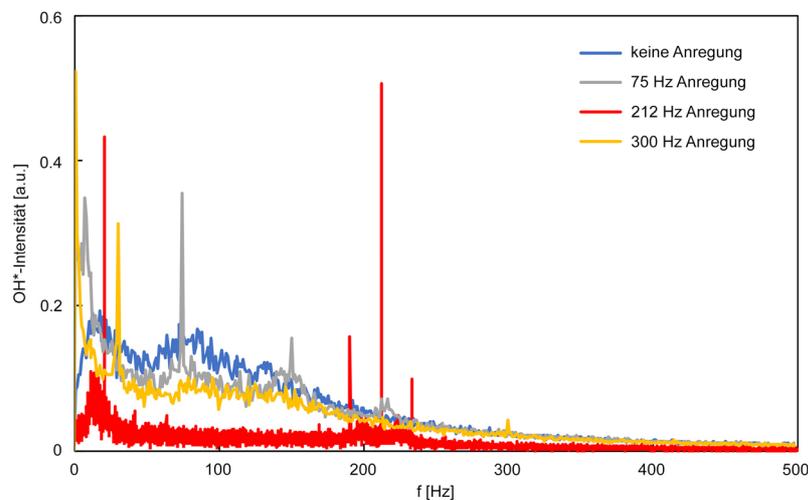


Abbildung 45: Mittels Photomultiplier aufgezeichnetes globales OH*-Spektrum. Die vier Plots zeigen den Einfluss der Sirenenfrequenz auf die Wärmefreisetzungsschwankungen der Flamme. Um ein möglichst hohes Signal-zu-Rausch Verhältnis zu garantieren, wurde für die folgende Untersuchung eine Frequenz von 212 Hz gewählt.

Blau geplottete globale Intensitätsspektrum wurde ohne Sirene aufgenommen und ähnelt dabei dem Spektrum der Dichtefluktuationen eines Freistrahles (Mayrhofer & Woisetschläger, 2001), jedoch mit dem für Flammen typischen Tiefpassverhalten (Baillot, et al., 1992). Wird die Sirene mit 75 Hz betrieben weist das OH*-Spektrum einen ähnlichen Verlauf wie im ungestörten Fall auf, jedoch mit

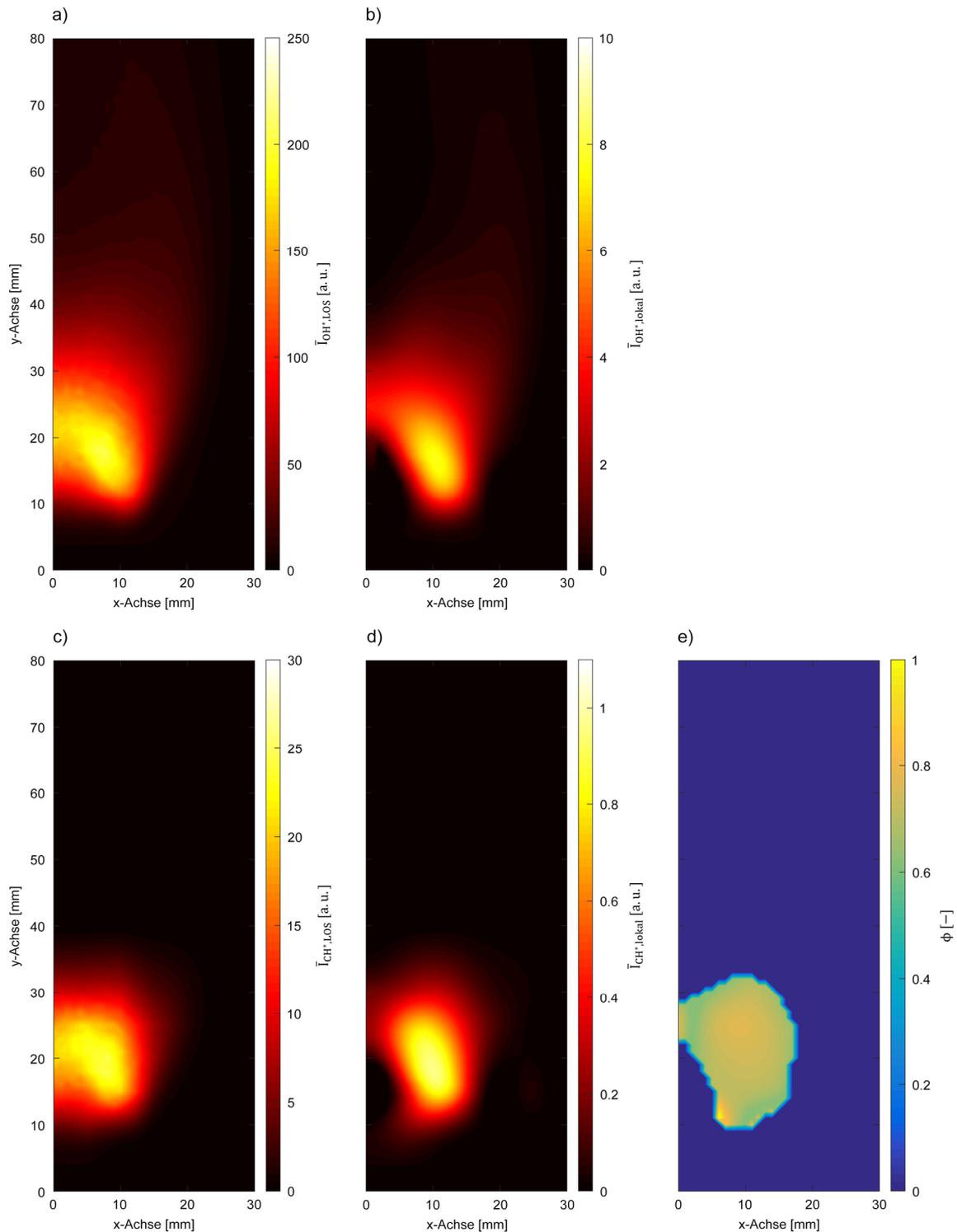


Abbildung 46: a) Zeitlich gemittelte LOS OH*-Chemilumineszenz der rechten Flammenhälfte. b) Lokale OH*-Emission. c) Zeitlich gemittelte LOS CH*-Chemilumineszenz der rechten Flammenhälfte. d) Lokale CH*-Emission. e) Aus dem lokalen OH*/CH*-Verhältnis berechnetes lokales Äquivalenzverhältnis, abermals ist nur die rechte Hälfte dargestellt. Die Abbildungen wurden bereits vorab publiziert (Greiffenhagen, et al., 2019 a).

einer Oszillation hoher Amplitude bei 75 Hz und deren erste Höherharmonische bei 150 Hz. Zusätzlich liegt eine breitbandigere Störung zwischen 1 und etwa 20 Hz vor. Ein gänzlich anderes Bild ergibt sich bei einer Anregung mit 212 Hz. Die breitbandigen Fluktuationen im niederfrequenten Bereich werden durch die periodischen per Sirene getriggerten Wirbelablösungen stabilisiert, während die Flamme mit Wärmefreisetzungszosillationen hoher Amplitude bei 212 Hz reagiert. Zusätzlich ergibt sich noch eine zweite hohe Amplitude bei einem Zehntel der Anregungsfrequenz. Hier scheint die Sirene die Flamme in einen Zustand zu versetzen, in welchem kohärente Strukturen erzwungen werden, welche die stochastischen, niederfrequenten Vorgänge unterdrücken. Erfolgt die Anregung der Flamme jedoch bei höherer Frequenz, werden diese Oszillationen aufgrund des Tiefpassverhaltens gedämpft. So ist bei einer Sirenenfrequenz von 300 Hz nur noch eine schwache Reaktion im OH*-Spektrum ersichtlich. Jedoch zeigt sich auch hier eine leichte Reduktion der Fluktuationsamplituden bis etwa 150 Hz, mit ebenfalls einer hohen Amplitude bei einem Zehntel der Anregungsfrequenz. Aufgrund des großen Abstandes der Oszillationsamplitude der Sirenenfrequenz zum breitbandigen Untergrundrauschen, zeigt Abbildung 45 eindeutig den Vorteil einer Störung der Flamme durch Geschwindigkeitsschwankungen mit den gewählten 212 Hz.

Mit dieser Frequenz wurden schlussendlich alle Untersuchungen an Brenner I durchgeführt. Da für die quantitative Auswertung der LIV-Rohdaten zusätzliche Daten notwendig sind, wird noch vor der Diskussion der Ergebnisse der LIV-Messungen auf jene Informationen eingegangen.

Abbildung 46 a) und b) zeigen die zeitlich gemittelten LOS-integrierten bzw. lokalen Ergebnisse der OH*-Emission, Abbildung 46 c) und d) die entsprechenden Werte der CH*-Emission aus den Aufnahmen der bildverstärkten Kamera. Das Verhältnis der lokalen OH*/CH*-Emission wurde unter Anwendung von Korrelationstabellen genutzt, um das Äquivalenzverhältnis ϕ zu berechnen (Abbildung 46 e)). Bedingt durch die Vormischung von Luft und Methan bereits vor dem Eintritt in den Brenner, weist die Reaktionszone ein räumlich nahezu konstantes Äquivalenzverhältnis auf. Da sich die Gladstone-Dale Konstante aufgrund der geringen vorliegenden Änderungen des Äquivalenzverhältnisses nur marginal ändert (Abbildung 15 a)), wurde innerhalb der Reaktionszone ein konstanter Wert selbiger angenommen, welcher am Rande der Reaktionszone linear auf einen Wert für die Umgebungsluft mit einer relativen Feuchtigkeit von 50 % interpoliert wurde. Ist die lokale Gladstone-Dale Konstante bekannt, können bereits Dichteoszillationen aus den Rohdaten des LIV berechnet werden. Für die Bestimmung der Wärmefreisetzungszosillationen sind jedoch noch lokale Daten der mittleren Dichte und Temperatur notwendig.

Die Ergebnisse aus den Hintergrundschlieren-Aufnahmen sind in Abbildung 47 a) und b) dargestellt. Das Temperaturfeld zeigt dabei eine maximale Temperatur von 1200 °C bei etwa $x = 10$ mm und $y = 18$ mm. Da auch die lokale OH*-Chemilumineszenz in jenem Bereich ein Maximum aufweist, kann also davon ausgegangen werden, dass sich die zentrale Reaktionszone mit dem höchsten Kraftstoffumsatz im zeitlichen Mittel in jenem torusförmigen Bereich um die Symmetrieachse des Brenners befindet (Abbildung 46). Auch die Form des lokalen Äquivalenzverhältnisses weist auf eine entsprechende Geometrie der Reaktionszone hin.

Berechnet man die adiabate Flammentemperatur einer Gleichdruck-Methanverbrennung unter atmosphärischen Bedingungen bei einem Äquivalenzverhältnis von 0.73, ergibt sich ein Wert von etwa 1600 °C. Für die Diskrepanz aus der theoretisch möglichen Maximaltemperatur und den gemessenen Werten von 1200°C finden sich zwei Erklärungen. Zum einen wird ein Teil der chemischen Energie des Kraftstoffes in Form von Strahlung abgegeben. Um die abgestrahlte Leistung zu quantifizieren, wurden die Strahlungsverluste mit einer Thermosäule (Kipp&Zonen CA2) in einem Wellenlängenbereich von 0.2 μm - 50 μm , in einem kugelförmigen Messraster mit einem radialen Abstand von 1 m zur Flamme, aufgezeichnet. Dabei ergab sich ein integraler Wert von 180 W, das entspricht etwa 5 % der thermischen Leistung der Flamme, unter Annahme einer vollständigen Umsetzung des Kraftstoffes. Weiters wird die offene, atmosphärisch betriebene Flamme durch das Eindringen von Umgebungsluft gekühlt.

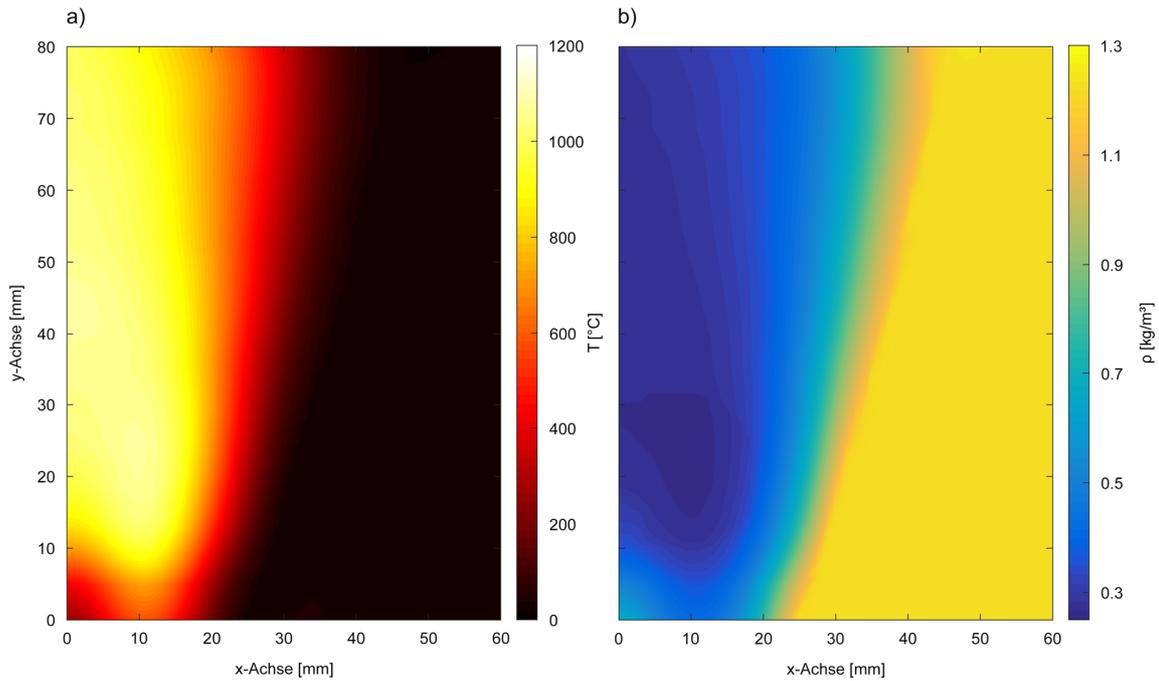


Abbildung 47: a) Temperaturfeld des untersuchten Betriebspunktes aus Hintergrundschlieren-Aufnahmen. b) Entsprechendes Dichtefeld.

Temperaturmessungen in einer transparenten Brennkammer unter ähnlichen Betriebsbedingungen resultierten in höheren, näher am theoretischen Maximum der adiabaten Flammentemperatur liegenden Werten. Um die Ergebnisse aus den Hintergrundschlieren-Messungen zu verifizieren, wurde die Flammentemperatur auch durch Thermoelemente bestimmt. Dabei ergaben sich im Bereich der zentralen Reaktionszone Temperaturen von etwa 1150 °C. Aufgrund der hohen Temperaturen und der damit einhergehenden Wärmeableitung über den Messkopf des Thermoelementes kann angenommen werden, dass die tatsächlichen Temperaturen etwas höher liegen als die mittels Thermoelement gemessenen, wodurch die aus der Hintergrundschlieren-Methode ermittelten Temperaturfelder als vertrauenswürdig eingestuft werden können.

Tabelle 5: Zusammenfassung der wichtigsten Parameter der Messung der offenen Flamme an Brenner I.

untersuchte Flamme	Brenner I, offene Flamme
räumliche Auflösung	2 x 2 mm ²
Strahldurchmesser	2 mm
Größe Messfeld (x-, y-Achse)	16 x 58 Positionen
erfasste x-Positionen	0 - 30 mm
erfasste y-Positionen	5 - 119 mm
Kalibrierfaktor LIV	2 mm/s/V
Abtastrate	16384 Samples/Sekunde
Messdauer	30 s
Blocklänge FFT	163840 Samples
Frequenzauflösung	0.1 Hz
mittleres Äquivalenzverhältnis	~0.73
thermische Leistung	3.44 kW
Sirenenfrequenz	212 Hz

Aus den nun vorliegenden Daten des Äquivalenzverhältnisses und der zeitlich gemittelten Flammentemperatur bzw. Dichte, können nun die Rohdaten des LIV quantitativ ausgewertet werden. Die Aufzeichnung selbiger erfolgte in einem Messraster von 2 mm mit einem Strahldurchmesser von ebenfalls 2 mm, die Empfindlichkeit des LIV wurde mit 2 mm/s/V gewählt. In lateraler Richtung

(x-Achse) wurden dafür 16 Positionen, axial (y-Achse) 58 Positionen gescannt. Somit ergibt sich ein effektives Messfeld von 30 x 119 mm², die minimale erfasste Höhe über dem Brenneraustritt liegt bei 5 mm. Die Messdauer je Position betrug 30 Sekunden, wobei Photomultiplier und Sirenentrigger synchron aufgezeichnet wurden, die Abtastrate des Analog-Digital-Wandlers betrug 16384 Samples/Sekunde. Für die FFT und die Kreuzkorrelation der Rohdaten wurde eine Blocklänge von 163840 Samples gewählt, womit sich eine Frequenzauflösung von 0.1 Hz ergibt. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Parameter der Messung und des Betriebspunktes findet sich in Tabelle 5.

7.3.1.1 Globale Daten

Die primäre Aufgabe der hier vorgestellten Messungen war es, die aus den LIV gewonnenen Daten und die zur Evaluierung der Daten entwickelten Algorithmen zu verifizieren. Da – wie bereits mehrfach erwähnt – die lokale OH*-Chemilumineszenz in turbulenten Flammen keine verlässliche Referenz darstellt, globale Daten jedoch ihre Richtigkeit behalten, werden zu Beginn auch nur jene behandelt.

Die Berechnung der globalen Wärmefreisetzungsoszillation an der Anregungsfrequenz der Sirene erfolgte gemäß dem in Kapitel 7.2 beschriebenen Vorgehen. Da der entwickelte Algorithmus die Oszillation an nur einer Frequenz berechnet, wäre es für einen Vergleich des Spektrums mit jenem des Photomultipliers notwendig, jede einzelne Frequenz auszuwerten. Der dafür notwendige zeitliche Aufwand wäre jedoch aufgrund der hohen Anzahl an tomographischen Rekonstruktionen enorm. Um dennoch einen ersten qualitativen Vergleich der aufgezeichneten globalen Spektren anstellen zu können, wurde das Spektrum der Rohdaten der einzelnen LIV-Messpositionen phasenrichtig aufsummiert und anschließend über den Maximalwert normiert:

$$\tilde{U}(f) = \frac{1}{\tilde{U}_{max}} \left| \sum_x \sum_y \tilde{U}(x, y, f) e^{i\varphi(x, y, f)} \right| \quad (7.8)$$

Auch das Spektrum des Photomultipliers wurde mittels der maximalen Oszillation normiert, um die Vergleichbarkeit zu gewähren. Die Resultate sind in Abbildung 48 dargestellt. Beide Messverfahren weisen eine hohe Amplitude bei 212 Hz auf, jedoch zeigt das LIV-Spektrum geringere Amplituden im niederfrequenten Bereich. Die dargestellten Werte des LIV entsprechen jedoch den Rohdaten, somit wurde noch keine räumliche Gewichtung der einzelnen Messpositionen (Gleichung (7.3)) durchgeführt. Im Sinne einer ersten Überprüfung der LIV-Messungen vor der tatsächlichen Auswertung scheinen diese jedoch plausible Daten zur Verfügung zu stellen.

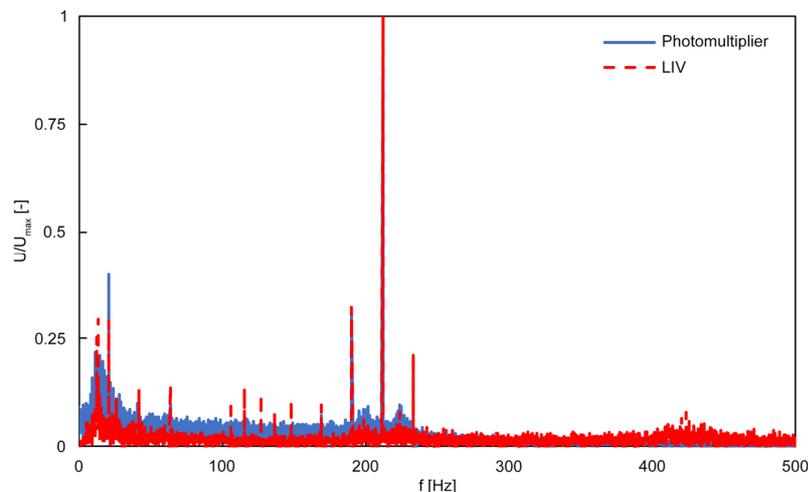


Abbildung 48: Normierte Spektren der Rohsignale des Photomultipliers und der globalen Oszillationen aus der phasenrichtigen Summe aller Messpositionen des LIV.

Werden nun Amplitude und Phase der globalen Oszillation bei 212 Hz aus den LIV-Daten gemäß den Gleichungen (7.6) und (7.7) bestimmt und mit jenen des Photomultipliers (Kapitel 5.4.2.2) und der globalen phasengemittelten Oszillation aus den Aufnahmen der bildverstärkten Kamera (Kapitel 5.4.2.1) verglichen, ergeben sich die in Abbildung 49 dargestellten Verläufe. Um in der Amplitude aus den phasengemittelten ICCD-Aufnahmen keine Überlagerung mit höherharmonischen Frequenzen miteinzubeziehen, wurde, wie in Kapitel 5.4.2.1.2 beschrieben, eine Fourier-Transformation über eine Periode, bestehend aus den 16 phasenaufgelösten und zeitlich gemittelten OH*-Aufnahmen, durchgeführt. Die der geplotteten Oszillationsperiode der ICCD-Daten zugrundeliegende Amplitude entspricht also tatsächlich nur jener der Grundfrequenz (Abbildung 24).

Abbildung 49 zeigt zwei unterschiedliche Ergebnisse aus den LIV-Daten. Dafür wurde eine Auswertung mit lokalen Feldgrößen für die Gladstone-Dale Konstante, Dichte und Isentropenexponenten durchgeführt („LIV lokale Größen“) und eine weitere mit über das gesamte Feld gemittelten Werten berechnet („LIV keine lokalen Größen“). Die Gegenüberstellung zeigt, dass für eine exakte Bestimmung der Wärmefreisetzungszosillationen die Kenntnis der lokalen Größen von Wichtigkeit ist. Insbesondere die Dichte bzw. Temperatur kann im Messfeld stark variieren und so aufgrund der skalierenden Funktion bei der Berechnung der Wärmefreisetzungszosillationen mittels Gleichung (7.3) zu einer starken Verfälschung der Ergebnisse führen, liegen keine exakten Daten vor. Dabei ist zu beachten, dass die globalen Daten durch Interferenz der lokalen Quellen unterschiedlicher Phasenlage und Amplitude gebildet werden. Durch die gerasterte Vermessung der Reaktionszone und des Bereiches stromab, entspricht jede Messposition des LIV einer LOS-Quelle im Messfeld, die gemäß ihrer Phasenlage und Amplitude oszilliert. Aufgrund der hohen räumlichen und zeitlichen Kohärenz der individuellen Quellen durch die Sirenenanregung bewegen sich die Wärmefreisetzungszosillationen als Welle durch die Reaktionszone. Die durch die periodischen Schwankungen der Wärmefreisetzung entstandenen kohärenten Strukturen unterschiedlicher Dichte bewegen sich anschließend konvektiv stromab, wo sie mehr und mehr dissipieren, bis die Korrelation schlussendlich vollkommen verloren geht. Abbildung 50 zeigt den Verlauf der ermittelten Wärmefreisetzungsschwankungen über der Höhe (y-Achse) an verschiedenen x-Positionen. Der soeben beschriebene Vorgang ist hier eindeutig ersichtlich, im Bereich der Reaktionszone (die Kurven $x = 0$ mm bis $x = 12$ mm auf einer Höhe von $y = 5$ bis 45 mm) liegen Oszillationen hoher Amplitude vor, welche stromab außerhalb der Reaktionszone deutlich abnehmen. Bei einer mittleren axialen Strömungsgeschwindigkeit von etwa 4.5 m/s (siehe PIV Messungen (Peterleithner, et al., 2016 a)) errechnet sich bei einer Anregungsfrequenz von 212 Hz eine Wellenlänge der oszillierenden Wärmefreisetzung von etwa 21 mm. Da sich der Bereich der

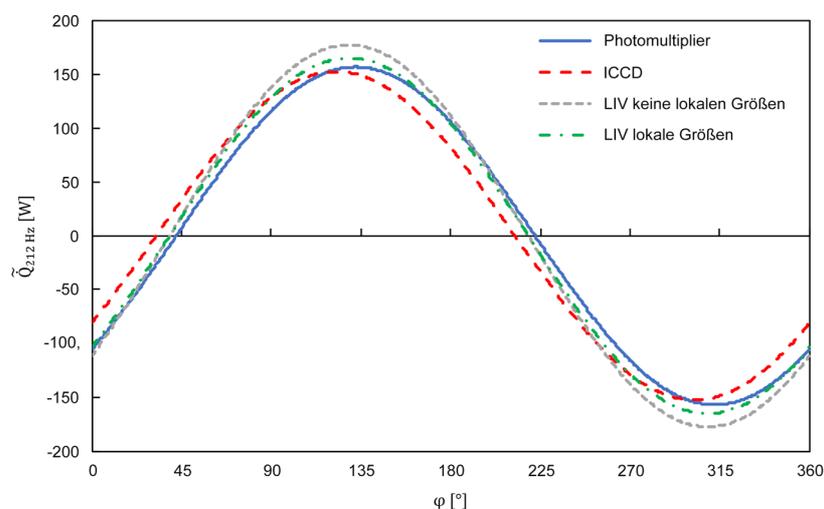


Abbildung 49: Gegenüberstellung einer Periode der globalen Wärmefreisetzungszosillationen bei 212 Hz, berechnet aus Messung mittels Photomultiplier, bildverstärkter Kamera und LIV. Um den Einfluss der lokalen Felder für Gladstone-Dale Konstante und Isentropenexponenten zu veranschaulichen, sind die Ergebnisse der LIV-Daten mit konstanten Werten für das gesamte Feld bzw. mit lokalen Werten dargestellt. Die Phasenlage wurde relativ zum Sirenentriggersignal bestimmt.

Wärmefreisetzungsschwankungen bis zu einer axialen Höhe von etwa 45 mm erstreckt, wird die globale Wirkung aus der Interferenz von zwei Perioden der Oszillation bei 212 Hz bestimmt. Entsprechend der Phasenlagen addieren sich die lokalen Amplituden bzw. tritt Auslöschung auf. Dieser Effekt zeigt sich in den globalen Amplituden. So werden durch die Verwendung von lokalen Daten für Dichte und Isentropenexponenten im Bereich der zentralen Reaktionszone lokal höhere Amplituden der Wärmefreisetzungssoszillationen aufgrund der geringen mittleren Dichte berechnet (Gleichung (7.4)), deren integraler Wert bleibt jedoch aufgrund von Auslöschung gegenphasiger Oszillationen im Reaktionsbereich klein.

Werden für die Gladstone-Dale Konstante, Dichte und Isentropenexponenten über das gesamte Feld gemittelte Werte verwendet, ergibt sich für die globale Oszillationsamplitude ein zu hoher Wert aufgrund der unterschiedlichen Gewichtung besagter lokaler Oszillationen.

Aus diesen Überlegungen lässt sich noch eine weitere Schlussfolgerung ziehen. So können niederfrequente Anregungen, deren Wellenlänge etwa der doppelten Länge der Reaktionszone entspricht, zu hohen globalen Amplituden führen, da keine Phasenauslöschung stattfindet. Hingegen führen hohe Frequenzen und damit kurze Wellenlängen zur Auslöschung des globalen Oszillationssignals. Daraus ergibt sich in weiterer Folge, dass in Flammen ohne periodische Anregung oder Resonanz eine Vielzahl weder räumlich noch zeitlich korrelierter Quellen stochastisch interferieren (ohne Korrelation), wodurch die globale Amplitude gering bleibt. Im Falle thermoakustischer Resonanz wird eine derartige Korrelation erzwungen, woraus sich die hohen Schwankungsamplituden ergeben.

Für eine korrekte quantitative Auswertung der globalen Dichteoszillationen aus den LIV-Daten muss jedoch auch der Bereich außerhalb der Reaktionszone beachtet werden. So misst das LIV die substantielle Ableitung der Dichte: $\frac{d\rho'}{dt} = \frac{\partial\rho'}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\rho'$. Der konvektive Transport von Dichtegradienten $(\mathbf{v}\nabla)\rho'$ in das Messvolumen des LIV führt dabei ebenso wie eine zeitliche Dichteänderung im Messvolumen aufgrund einer un stetigen chemischen Reaktion $\frac{\partial\rho'}{\partial t}$ zu Dichteschwankungen $\frac{d\rho'}{dt}$ und wird vom LIV detektiert. Eine Unterscheidung nach den ursächlichen Vorgängen innerhalb einer Messposition kann nicht mehr durchgeführt werden, die LIV-Daten entsprechen immer der integralen Wirkung aller dichtebeeinflussenden Prozesse. Werden Messwerte außerhalb der Reaktionszone nach Gleichung (7.4) ausgewertet, wird der konvektive Transport von Dichtegradienten fälschlicherweise als volumetrische Wärmefreisetzungsschwankung \tilde{q}_v interpretiert und in weiterer Folge eine zu hohe globale Oszillationsamplitude berechnet.

Zwar ist es innerhalb einer Messposition nicht möglich die vom LIV detektierte totale Ableitung der Dichte nach der Zeit in partielle zeitliche Ableitung und konvektiven Transport zu separieren, doch können Messpositionen welche nicht in der Reaktionszone liegen, deren Messwerte also nicht durch die un stetige chemische Reaktion bedingt sind, maskiert werden. Abbildung 50 zeigt eine drastische Abnahme der Amplituden aller Messpositionen über einer Höhe von ca. 45 mm, somit kann davon ausgegangen werden, dass die vom LIV erfassten Dichteschwankungen auf hohen y-Positionen durch den konvektiven Transport von Dichtegradienten bedingt sind. Selbiges gilt für laterale Messpositionen außerhalb der Reaktionszone, wie der Verlauf der Messposition $x = 24$ mm zeigt. Um nun eine Maskierung in der Auswertung der globalen Wärmefreisetzungssoszillationen zu implementieren, wurde bei der Summenbildung (Gleichung (7.6)) ein Schwellwert von 0.3 W gesetzt.

Damit werden LOS-Amplituden, die den Schwellwert unterschreiten als außerhalb der Reaktionszone identifiziert und bei der Berechnung der globalen Daten nicht berücksichtigt. Wird hingegen das gesamte Feld ohne Rücksicht auf die Ursache der detektierten Dichtefluktuationen nach Gleichungen (7.4) und (7.6) ausgewertet, ergibt sich ein zu hoher Wert für die globale Oszillationsamplitude. Die in Abbildung 49 dargestellten Verläufe entsprechen bereits den korrigierten Werten. Eine Zusammenfassung der Oszillationsamplituden ist schlussendlich in Tabelle 6 gegeben.

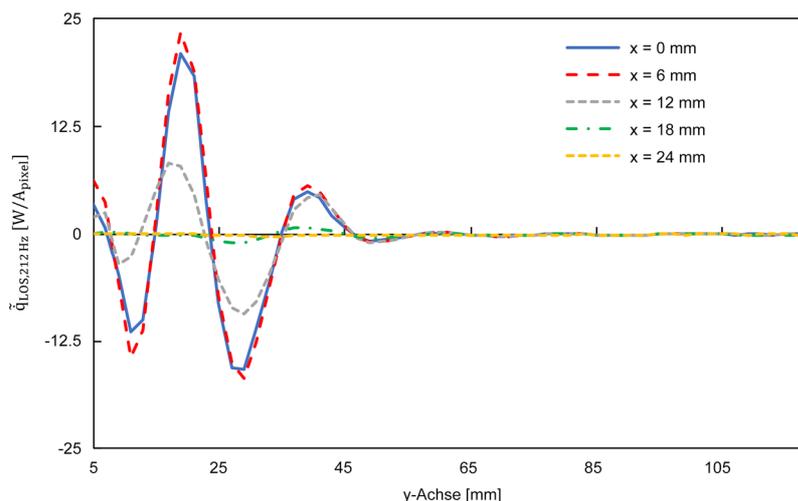


Abbildung 50: Verlauf der Wärmefreisetzungssoszillationen über der Brennerhöhe (y-Achse) an fünf radialen (x-Achse) Positionen. Der Bereich der Reaktionszone reicht bis zu einer Höhe von etwa 45 mm, darüber wird vom LIV hauptsächlich der konvektive Transport von Dichtegradienten erfasst.

Werden die Wärmefreisetzungsschwankungen aus lokalen Daten für Dichte und Isentropenexponenten berechnet, weichen die globalen Amplituden aus Photomultiplier und LIV lediglich um 5 % voneinander ab. Somit konnte bestätigt werden, dass ortsaufgelöste LIV-Messungen unter Anwendung der diskutierten Annahmen und Algorithmen tatsächlich genutzt werden können, um globale Amplituden der Wärmefreisetzungssoszillationen zu bestimmen und die LIV-Messtechnik als Alternative zur bereits bekannten Aufzeichnung von OH*-Chemilumineszenz für Entwicklung von drallstabilisierten Verbrennungssystemen genutzt werden kann.

Die etwas erhöhte Amplitude aus den LIV-Daten kann durch die Rezirkulation von Dichtegradienten innerhalb der Reaktionszone erklärt werden. Der konvektive Anteil der substantiellen Ableitung der Dichte scheint hier in der Größenordnung von einigen Prozent der rein zeitlichen (partiellen) Änderung zu liegen und dementsprechend zu überhöhten Ergebnissen zu führen. Wird das gesamte Feld auf einer Fläche von 30 x 114 mm² ausgewertet, ergibt sich eine um 53 % zu hohe Amplitude der Wärmefreisetzungssoszillation, da eben Dichteoszillationen, welche nicht durch die örtliche chemische Reaktion bedingt sind, fälschlicherweise als solche behandelt werden.

Tabelle 6: Gegenüberstellung der Ergebnisse für die globale Amplitude der Wärmefreisetzungssoszillation bei 212 Hz aus OH*-Chemilumineszenzmessungen und LIV.

	PM	ICCD	LIV lokal, Reaktionszone	LIV gemittelt, Reaktionszone	LIV lokal, gesamtes Feld	LIV gemittelt, gesamtes Feld
$\tilde{Q}_{212 \text{ Hz}} [\text{W}]$	157	153	165	178	252	271

7.3.1.2 Lokale Daten

Als Referenz für die aus den LIV-Messungen gewonnen lokalen Wärmefreisetzungssoszillationen dienten die phasengemittelten OH*-Chemilumineszenz Aufnahmen der bildverstärkten Kamera. Da in diesen Aufzeichnungen auch die Höherharmonischen der Anregung mit 212 Hz enthalten sind, müssen diese auch in der Auswertung der LIV-Daten berücksichtigt werden. So wurden die lokalen Oszillationen durch phasenrichtige Summenbildung der Grundfrequenz bis zur dritten Höherharmonischen und anschließender Abel-Transformation des Realteils bestimmt:

$$\tilde{q}(x, y, z, \sum_{n=1}^4 nf, \varphi) = \text{Abel} \left\{ \text{real} \left(\sum_{n=1}^4 \tilde{q}_{LOS}(x, y, nf) e^{i\varphi(x, y, \varphi_n)} \right) \right\} \quad (7.9)$$

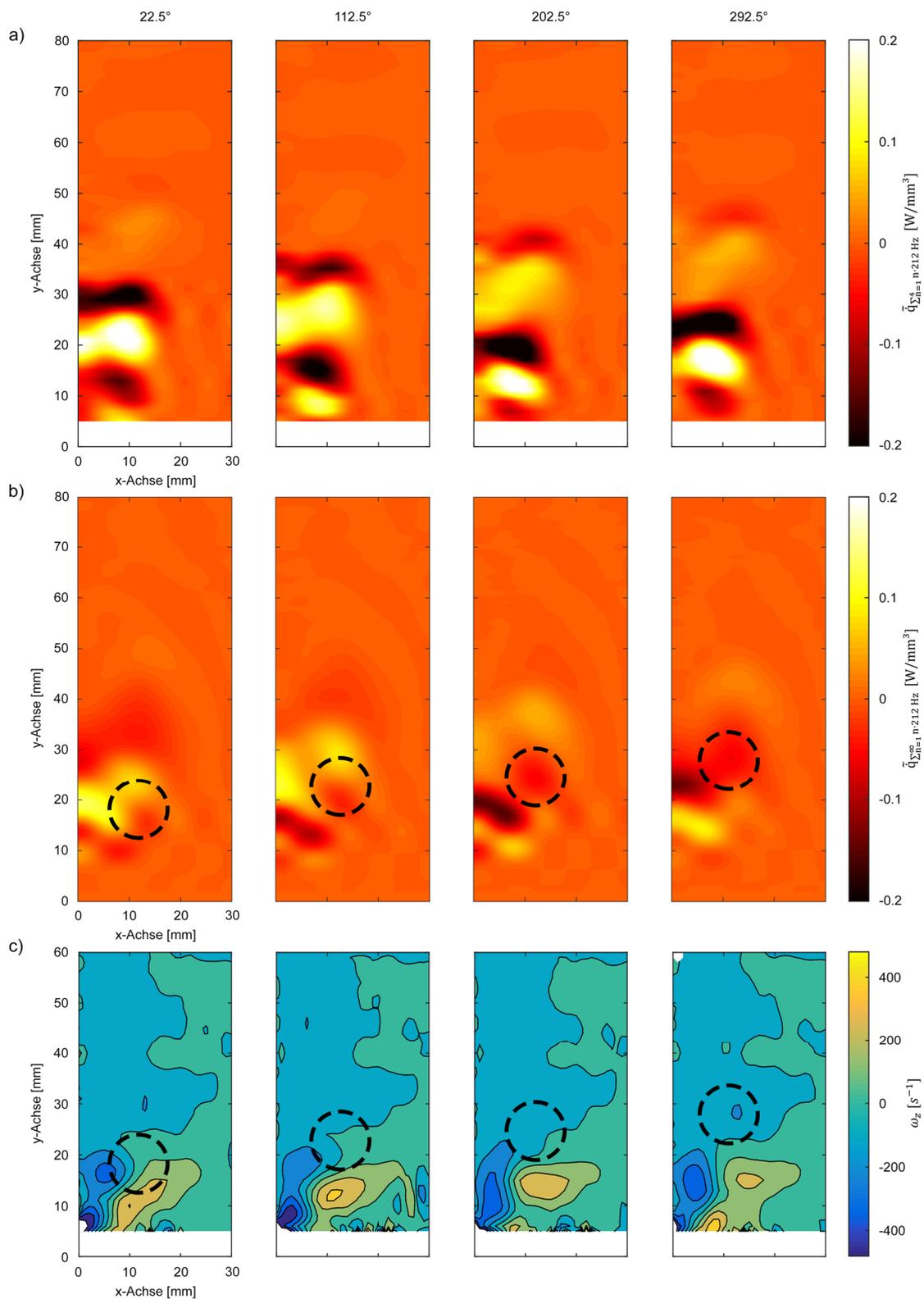


Abbildung 51: a) Rechte Flammenhälfte der Summe aus Wärmefreisetzungsoszillationen der Grundfrequenz bei 212 Hz und deren erste drei höherharmonischen Frequenzen. Die Abbildung zeigt den phasengemittelten Zustand zu vier, auf den Sirenentrigger bezogenen, Phasenwerten. b) Phasengemittelte Wärmefreisetzungsoszillationen aus den Aufnahmen der bildverstärkten Kamera. c) Wirbelstärke aus nicht in dieser Arbeit durchgeführten FM-DGV-Messungen (Schlüßler, et al., 2015), (Peterleithner, et al., 2016 a). An der Vorderkante der beiden gegenläufigen Wirbel befindet sich eine Zone hoher Verformung der Flammenfront, welche zu einer Reduktion der OH*-Chemilumineszenz führt. Diese Bereiche wurden durch Kreise in b) und c) markiert. Die dargestellten Abbildungen wurden bereits vorab publiziert (Greiffenhagen, et al., 2019 a).

Ein Vergleich der Resultate findet sich in Abbildung 51, dargestellt ist jeweils die rechte Flammenhälfte der phasengemittelten Daten, die erste Zeile (a) zeigt die Ergebnisse der LIV-Messungen bei vier unterschiedlichen Phasenlagen und b) jene der OH*-Chemilumineszenz. Für eine Diskussion der Chemilumineszenz-Daten ist in c) zusätzlich die Wirbelstärke um die z-Achse (Vektor aus Bildebene) aus FM-DGV-Messungen (engl. frequency modulated-Doppler global velocimetry, (Schlüßler, et al., 2015), (Peterleithner, et al., 2016 a)), dargestellt. Da die LIV- und FM-DGV-Daten erst ab einer Höhe von 5 mm zur Verfügung stehen, ist der darunter liegende Bereich maskiert. Werden die phasengemittelten Ergebnisse der OH*-Chemilumineszenz mit jenen des LIV verglichen, zeigt sich, dass die Ergebnisse der LIV-Messung zu höheren lokalen Werten führen. Bei der Betrachtung der räumlichen Strukturen dieser Oszillationen zeigt sich der Vorteil der LIV-Messungen, da die vom LIV erfassten Fluktuationen nicht vom Strömungszustand beeinflusst werden, während die lokale Emission der OH*-Chemilumineszenz aufgrund deren Abhängigkeit von Turbulenz und Dehnungsrate nicht der lokalen Wärmefreisetzung entspricht (Lauer, 2011). So wurde in einer Arbeit von Steinberg und Driscoll gezeigt, dass ein Paar aus gegeneinander rotierenden Wirbeln zu einer Dehnung der Flammenfront an der Vorderkante bzw. zu einer Stauchung an der Hinterkante führt (Steinberg & Driscoll, 2009). Eine vereinfachte zweidimensionale Darstellung dieses Vorganges nach Steinberg und Driscoll findet sich in Abbildung 52. Aufgrund der Dehnung stromauf des Wirbelpaares wird die Oberfläche der Flammenfront aufgerissen bzw. vergrößert, wodurch es zu einer erhöhten Wärmefreisetzung kommt, gleichzeitig wird die Emission der OH*-Chemilumineszenz verringert. Nachdem die Wirbel die Flammenfront durchlaufen haben, wird diese gestaucht und die Flammenoberfläche verringert sich, dabei wird die Wärmefreisetzung reduziert.

Dieser Vorgang spiegelt sich auch in der untersuchten Flamme wider: die in Abbildung 51 c) dargestellte Wirbelstärke zeigt einen linksdrehenden Wirbel in Blau und einen rechtsdrehenden Wirbel in Gelb. Dieses Wirbelpaar bewegt sich mit dem Strömungsfeld durch die Flammenfront und induziert dabei die oben beschriebene Verformung des Fluids bzw. der Flammenfront. Aufgrund der Stauchung an der Vorderkante der sich bewegenden Struktur und der damit verbundenen Dehnungsrate wird die OH*-Chemilumineszenz drastisch reduziert. Die betroffenen Bereiche sind in Abbildung 51 b) und c) qualitativ durch Kreise markiert. Vergleicht man die Strukturen der lokalen Bereiche erhöhter bzw. reduzierter Wärmefreisetzung aus OH*-Chemilumineszenz mit jenen der von Verformung unbeeinflussten Daten des LIV, zeigt sich wie stark die lokale OH*-Emission durch das Strömungsfeld beeinflusst wird. Diese Beobachtung deckt sich mit jener von Lauer und zeigt eindeutig die Schwächen lokaler OH*-Chemilumineszenz Aufnahmen (Lauer, 2011).

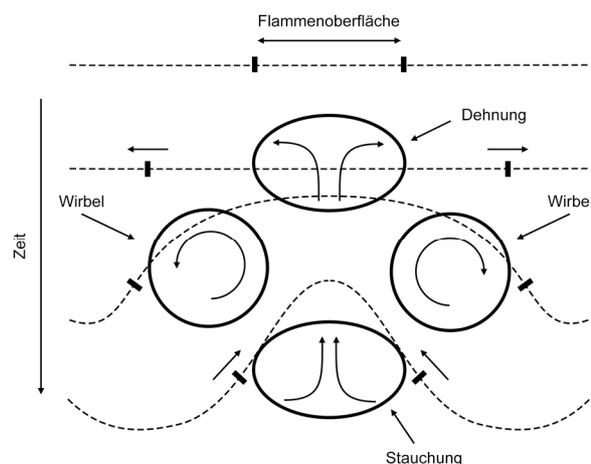


Abbildung 52: Ein Paar gegenläufig rotierender Wirbel verursacht eine räumlich getrennte Zone hoher Dehnung an der Vorderkante bzw. Stauchung an der Hinterkante. Die Dehnung führt zu erhöhter Wärmefreisetzung und reduzierter OH*-Emission, die Hinterkante weist ein gegenläufiges Verhalten auf. Die Abbildung zeigt eine vereinfachte zweidimensionale Darstellung, reale Wirbelstrukturen weisen durchwegs eine komplexe dreidimensionale Struktur auf. Darstellung nach (Steinberg & Driscoll, 2009).

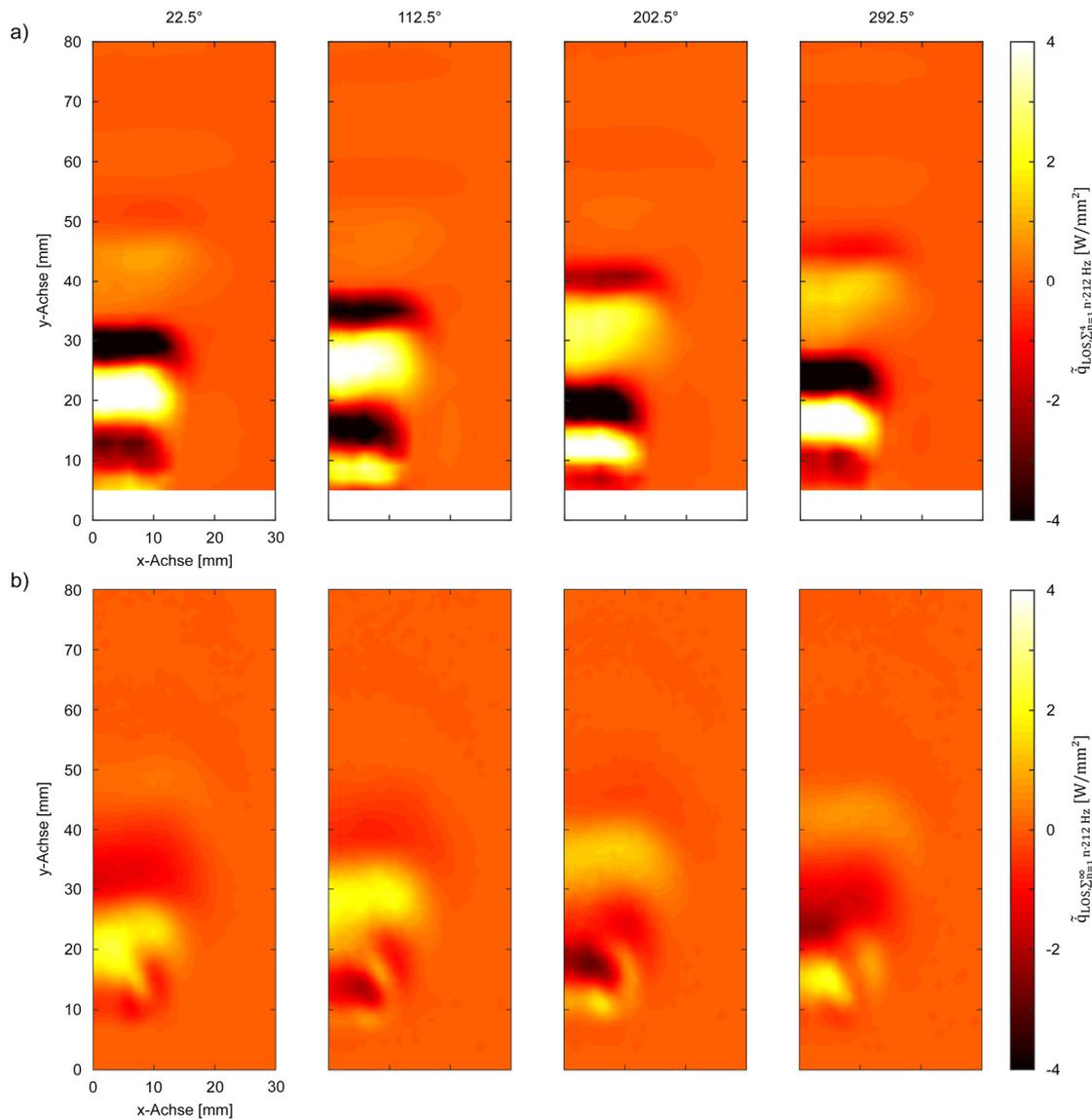


Abbildung 53: a) LOS-Daten der Wärmefreisetzungszosillationen aus phasengemittelten LIV-Daten der Grundfrequenz bei 212 Hz und drei Höherharmonischen. b) Wärmefreisetzungszosillationen aus phasengemittelten LOS OH*-Chemilumineszenz Aufnahmen.

Ein ähnliches Bild ergibt sich aus den LOS-Daten von LIV und OH*-Chemilumineszenz (Abbildung 53 a)) LIV, b) OH*). Auch hier zeigt sich eine starke Abnahme der OH*-Emission in Bereichen großer Verformung des Fluids, während die LIV-Daten nicht von diesem Effekt beeinflusst werden.

7.3.1.3 Messabweichungen

7.3.1.3.1 Systematische Abweichungen

Aufgrund der für die Auswertung der Rohdaten notwendigen Annahmen kann eine Reihe von systematischen Abweichungen identifiziert werden. Die größte Unsicherheit liegt dabei in der Bestimmung der mittleren Gaszusammensetzung, welche in weiterer Folge für die Berechnung der lokalen Gladstone-Dale Konstante und des Isentropenexponenten benötigt wird. Aus den spektroskopischen Untersuchungen ist es möglich das Äquivalenzverhältnis und damit die Zusammensetzung der Verbrennungsprodukte und der Reaktanten zu bestimmen, jedoch nicht deren Verhältnis im betrachteten Volumen. Wie bereits in Kapitel 4.2.1 beschrieben, wurde deshalb eine mittlere Gladstone-Dale Konstante aus Reaktanten und Produkten berechnet. Der Verlauf von G für

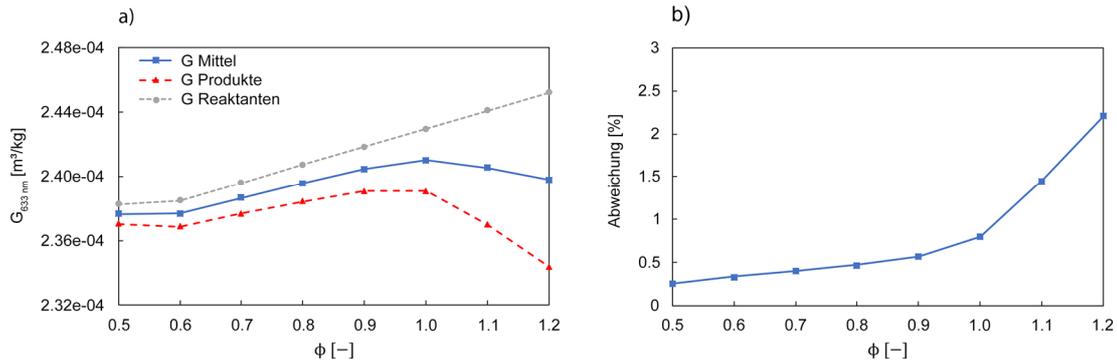


Abbildung 54: a) Gladstone-Dale Konstante für Reaktanten und Produkte bzw. deren Mittelwert bei einer Wellenlänge von 633 nm als Funktion des Äquivalenzverhältnisses nach (Gardiner, et al., 1981). b) Maximale Abweichung zwischen Mittelwert und Reaktanten/Produkten.

Reaktanten, Produkte und deren Mittelwert über dem Äquivalenzverhältnis ist nochmals in Abbildung 54 a) dargestellt, während Abbildung 54 b) die maximale Abweichung aus der Mittelwertbildung zeigt. Bei Verbrennung unter Luftmangel steigt die Abweichung aufgrund der erhöhten H_2 und der reduzierten CO_2 Produktion stark an. Im mageren Bereich hingegen kann die Abweichung aufgrund der Mittelwertbildung vernachlässigt werden. Bei einem Äquivalenzverhältnis von 0.7, also in etwa dem Luftverhältnis des untersuchten Betriebspunktes, beträgt die Abweichung im schlechtesten Fall $\pm 0.4 \%$.

Größere Abweichungen ergeben sich durch die Berechnung des mittleren Isentropenexponenten. Dieser weist entgegen der Gladstone-Dale Konstante neben der Gaszusammensetzung auch eine Temperaturabhängigkeit auf. Um nun einen mittleren Wert zu bestimmen, wurde die Gaszusammensetzung der Reaktanten und Produkte aus dem Äquivalenzverhältnis berechnet, die Temperatur des Frischgases wurde dabei mit Umgebungstemperatur ($20 \text{ }^\circ\text{C}$) angenommen, während für die Rauchgase das aus den Hintergrundchlieren-Aufnahmen berechnete lokale Temperaturfeld verwendet wurde. Da für die Berechnung der Wärmefreisetzungssoszillationen eine Skalierung der Amplituden durch den Faktor $\frac{\kappa}{\kappa-1}$ erfolgt, zeigt Abbildung 55 a) dessen Verlauf bei einer Rauchgastemperatur von $800 \text{ }^\circ\text{C}$ (gestrichelte Linien) bzw. $1200 \text{ }^\circ\text{C}$ (strichpunktierte Linien) und den Mittelwert aus Reaktanten und Produkten bei beiden Temperaturen. Die maximale Abweichung bei $800 \text{ }^\circ\text{C}$ und $1200 \text{ }^\circ\text{C}$ zeigt Abbildung 55 b).

Aufgrund der großen Wärmekapazitäten von CO_2 und H_2O bei hohen Temperaturen in den Verbrennungsprodukten, ergibt sich eine große Differenz der mittleren Wärmekapazitäten, deren Wert

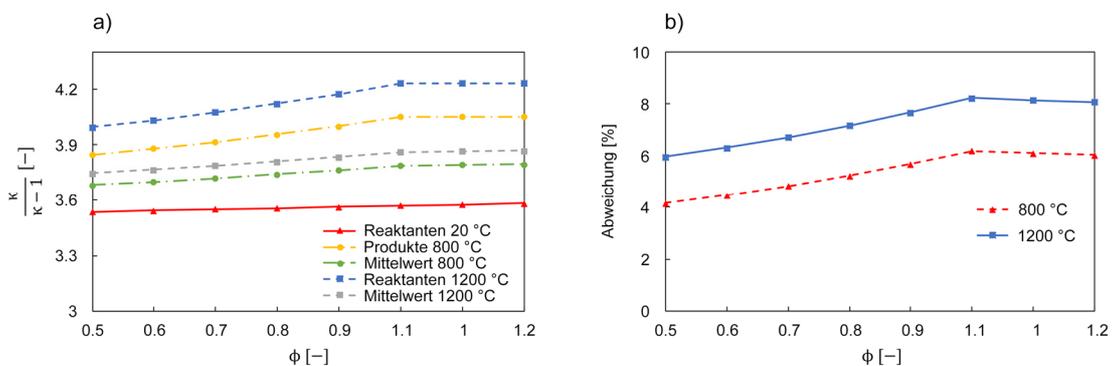


Abbildung 55: a) Numerische Werte des Terms $\frac{\kappa}{\kappa-1}$ für Reaktanten bei $20 \text{ }^\circ\text{C}$ und Produkte bei $800 \text{ }^\circ\text{C}$ und $1200 \text{ }^\circ\text{C}$ bzw. dem Mittelwert aus Reaktanten und Produkten. b) Maximale Abweichung aus Mittelwert und Reaktanten/Produkten bei $800 \text{ }^\circ\text{C}$ und $1200 \text{ }^\circ\text{C}$.

entsprechend $\kappa = \frac{c_p}{c_p - R}$ in die Berechnung des Isentropenexponenten eingeht. Bei stöchiometrischer Verbrennung ergibt sich die größte Abweichung, da hier die Molanteile von CO_2 und H_2O ihr Maximum erreichen. Im mageren Bereich kompensiert der nicht am Verbrennungsvorgang teilnehmende molekulare Sauerstoff und der zusätzliche Stickstoff den Einfluss von CO_2 und H_2O , während sich im fetten Bereich deren Produktion aufgrund des Sauerstoffmangels reduziert. Bei einem Äquivalenzverhältnis von 0.7 ergibt sich eine größtmögliche Abweichung bei der Maximaltemperatur von 1200 °C zu $\pm 6.7\%$. Dieser Fall tritt ein, wenn sich innerhalb des Messvolumens ausschließlich Reaktanten oder Produkte befinden, jedoch mit deren Mittelwert gerechnet wird. Wendet man obige Abschätzung von Unsicherheiten mit lokaler Temperatur und Gaszusammensetzung über die gesamte Reaktionszone an, ergibt sich im Mittel eine maximale Abweichung des Terms $\frac{\kappa}{\kappa - 1}$ von $\pm 6.3\%$.

Die maximale Abweichung aus der Bildung einer mittleren Gladstone-Dale Konstante und dem mittleren Verhältnis $\frac{\kappa}{\kappa - 1}$ addiert sich somit unter Annahme schlechtestmöglicher Voraussetzungen zu $\pm 7.1\%$. Der tatsächliche Wert im zeitlichen Mittel ist jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit geringer, da innerhalb der Reaktionszone immer ein Gemisch aus Reaktanten und Produkten vorliegt.

Um Wärmefreisetzungsszillationen aus Dichteoszillationen zu berechnen, ist es notwendig davon auszugehen, dass jegliche vom LIV erfassten Dichteschwankungen durch die un stetige chemische Reaktion verursacht werden. Dafür sind die folgenden Annahmen notwendig:

- vernachlässigbarer Einfluss von Druckschwankungen in der Reaktionszone
- vernachlässigbare Wärmeleitung in das Messvolumen bzw. vom Messvolumen in die Umgebung
- keine Wärmezufuhr in das Messvolumen aufgrund viskoser Reibungseffekte
- kein konvektiver Wärmetransport: die gemessenen Dichteschwankungen entsprechen der partiellen Ableitung der Dichte nach der Zeit, es findet kein Transport von Dichtegradienten über die Systemgrenzen des Messvolumens statt

Es wurde bereits gezeigt, dass die Auswirkung von Druckschwankungen innerhalb der Reaktionszone um mindestens zwei bis drei Größenordnungen unterhalb jener der un stetigen Verbrennung liegen.

Eine Abschätzung des Einflusses der Wärmeleitung kann mit den nun vorliegenden Daten durch die Nusselt-Zahl angestellt werden. Diese berechnet sich aus dem Wärmeübergangskoeffizienten α einer charakteristischen Länge L und der Wärmeleitfähigkeit λ :

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \quad (7.10)$$

und beschreibt das Verhältnis des Wärmeübergangs in einen strömenden Fluid zu reiner Wärmeleitung. Der Wärmeübergangskoeffizient berechnet sich dabei entsprechend:

$$\alpha = \frac{\dot{Q}}{A \Delta T} \quad (7.11)$$

Nimmt man nun ein Messvolumen mit Wärmefreisetzungsschwankungen \dot{Q} von 25 W an (Abbildung 50), als Fläche die Oberfläche des durch den Laserstrahl gebildeten Volumens in der Reaktionszone (Strahldurchmesser 2 mm , Länge 30 mm) und eine Temperaturdifferenz zum nächstliegenden Voxel von 10 K (Abbildung 47), ergibt sich ein α von $13300\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$. Die Wärmeleitfähigkeit von Luft bei 1200 °C beträgt etwa $0.09\text{ W}/(\text{m K})$ (Engineering Toolbox, 2009), bei einer charakteristischen Länge von 30 mm – dies entspricht der Länge des Messvolumens in der Reaktionszone – ergibt sich somit eine Nusselt-Zahl von 4433 . Die Wärmeleitung kann also wie bereits in Kapitel 4.2.2 angenommen vernachlässigt werden. Gleiches gilt aufgrund der geringen Viskosität der betrachteten Gase für die Wärmezufuhr aufgrund viskoser Effekte.

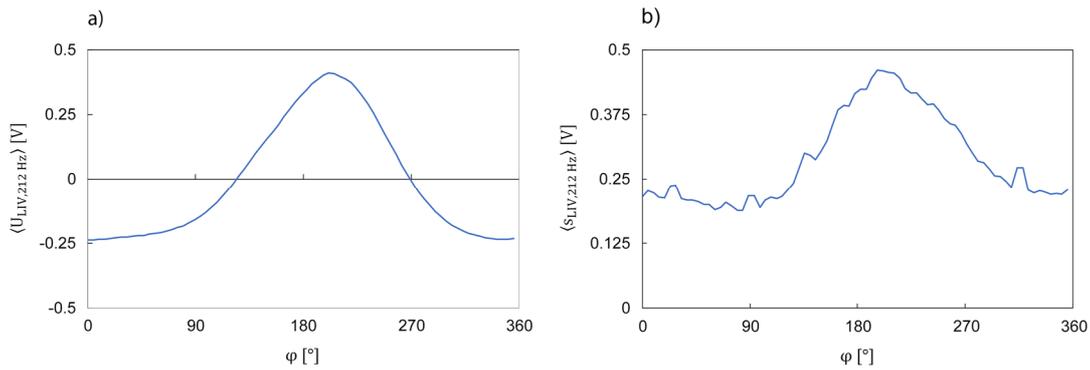


Abbildung 56: a) Phasengemittelter Verlauf des LIV-Rohsignals (Ausgangsspannung in Volt) für eine Periode der Sirenanregung. Der dargestellte Verlauf entspricht einer Messposition im Flammenzentrum ($x = 11$ mm, $y = 4$ mm). b) Phasengemittelte Standardabweichung für die idente Messposition.

Mit großer Wahrscheinlichkeit nicht zu vernachlässigen ist der konvektive Transport von Dichtegradienten in das Messvolumen. Werden die Dichtefluktuationen außerhalb der Reaktionszone fälschlicherweise Wärmefreisetzungsschwankungen zugeordnet und die globale Amplitude der Oszillation berechnet, beträgt der Wert der konvektiv transportierten Dichtegradienten 53 % der Amplitude in der Reaktionszone. Diese falsche Beurteilung der globalen Oszillationen kann durch Maskierung der Reaktionszone korrigiert werden, nicht jedoch der Anteil der konvektiv transportierten Dichtegradienten innerhalb der Reaktionszone, deren resultierende Dichteoszillationen sich mit jenen der lokalen Wärmefreisetzungsschwankungen überlagern. Dieser Vorgang führt zu einer überhöhten Amplitude der globalen Amplitude aus den LIV-Daten.

Zusammenfassend können die systematischen Abweichungen auf drei maßgebliche Ursachen reduziert werden: so führt die Mittelwertbildung aus Reaktanten und Produkten bei der Bestimmung der Gladstone-Dale Konstante und des Isentropenexponenten zu einer maximalen Abweichung von etwa ± 7.1 %. In den ausgeführten Messungen liegt die tatsächliche Abweichung jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit unter diesem Wert. Die Überlagerung der konvektiv in das Messvolumen transportierten Dichtegradienten ($\mathbf{v} \cdot \nabla$) ρ mit den Dichtefluktuationen im Messvolumen $\frac{\partial q'_v}{\partial t}$ aufgrund von Wärmefreisetzungsschwankungen führt zu einer verfälschten Berechnung Letzterer. Eine Abschätzung des dadurch verursachten Messabweichungen kann a priori nicht durchgeführt werden, erst durch Referenzmessungen, etwa durch OH*-Chemilumineszenz, ist eine Quantifizierung möglich.

7.3.1.3.2 Zufällige Messabweichungen

Um die zufälligen Messabweichungen des LIV zu quantifizieren, wird eine phasengemittelte Periode des Messsignals bezogen auf den Sirenentrigger berechnet, um somit eine phasengemittelte Standardabweichung bestimmen zu können.

Exemplarisch ist der Verlauf einer phasengemittelten Oszillation in Abbildung 56 a) und deren Standardabweichung in Abbildung 56 b) dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Standardabweichung keinen konstanten Wert über eine gemittelte Periode, sondern einen ähnlichen Verlauf wie das phasengemittelte Messsignal aufweist. Dies lässt sich durch die erhöhte Turbulenz und der damit einhergehenden Messunsicherheit zu Zeitpunkten hoher Schwankungen innerhalb der Flamme erklären. Im Bereich der maximalen Amplitude beträgt das Verhältnis aus Standardabweichung und phasengemittelten Amplitude im gesamten Messfeld etwa ± 90 - ± 100 %. Berechnet man mit dieser Standardabweichung nun das Konfidenzintervall gemäß der studentschen t-Verteilung mit einem Konfidenzniveau von 0.95 und 6360 gemittelte Perioden (welche sich aus der Messdauer von

30 Sekunden und einer Sirenenfrequenz von 212 Hz ergeben), folgt eine zufällige Messabweichung des LIV-Signals von etwa ± 2.2 % (Sachs, 2013). Alle weiteren Berechnungen werden ebenfalls mit diesem Konfidenzniveau durchgeführt.

Das für die quantitative Auswertung der LIV-Rohdaten notwendige Datenfeld der mittleren Dichte aus den Hintergrundschlieren-Aufnahmen weist eine relative mittlere Standardabweichung von etwa $\pm 35\%$ bezogen auf die gemittelten Verschiebungsvektoren bei der Berechnung der räumlichen Kreuzkorrelationen auf. Bei einer Anzahl von 1000 Einzelaufnahmen ergibt sich dabei eine relative Breite des Konfidenzintervalls von ebenfalls etwa $\pm 2.2\%$.

Die zur Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses durchgeführten Aufnahmen der OH*- und CH*-Chemilumineszenz weisen über den gesamten Bildbereich der ICCD-Kamera eine relative Standardabweichung von $\pm 7\%$ auf. Bei der für die Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses notwendigen Division der beiden Messfelder ergibt sich damit eine gesamte Abweichung von $\pm 14\%$. Bei 6400 Einzelaufnahmen folgt daraus ein Konfidenzintervall mit einer relativen Breite von $\pm 0.3\%$. Somit können zufällige Messunsicherheiten bei der Bestimmung der Gladstone-Dale Konstante und des Isentropenexponenten vernachlässigt werden, da sich auch größere Unsicherheiten nur marginal auf diese und in weiterer Folge auf die Berechnung von Wärmefreisetzungssoszillationen auswirken würden. Um die zufälligen Messabweichungen bei der Bestimmung von Wärmefreisetzungssoszillationen aus den Aufnahmen der bildverstärkten Kamera zu bestimmen, muss die Standardabweichung auf die mittlere Fluktuation der OH*-Chemilumineszenz bezogen werden, um so die relative Standardabweichung zu bestimmen. Aus den 16 phasengemittelten Aufnahmen ergibt sich dabei ein mittlerer, relativer Wert von $\pm 163\%$ und damit ein relatives Konfidenzintervall mit einer Breite von $\pm 4\%$ bei 6400 Einzelaufnahmen.

Die oben beschriebene Bestimmung der phasengemittelten Standardabweichung des LIV-Rohsignals kann auch für die globalen Daten des Photomultipliers durchgeführt werden. Hierfür wird der zeitliche Mittelwert des Signals von dessen Momentanwerten subtrahiert, um die den Wärmefreisetzungsschwankungen proportionalen Schwankungen der OH*-Emission zu bestimmen. Anschließend wird ebenfalls eine phasengemittelte Oszillationsperiode und die phasengemittelten Standardabweichungen anhand der Sirenenfrequenz berechnet. Die relative Standardabweichung im Bereich maximaler Amplitude liegt bei etwa $\pm 200\%$ des phasengemittelten Signals. Bei einer Anzahl von 6360 erfassten Perioden errechnet sich daraus ein Konfidenzintervall mit einer relativen Breite von $\pm 4.9\%$.

Um schlussendlich noch Unsicherheiten in der Bestimmung der Phasenlagen $\Delta\varphi$ zu ermitteln, wird das Signal-zu-Rausch Verhältnis SNR nach (Vukicevic, 1990) herangezogen:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{\sqrt{SNR}} \frac{\sqrt{SNR} + 1}{\sqrt{SNR} - 1} \quad (7.12)$$

Anhand der in Abbildung 48 dargestellten globalen Spektren der LIV und Photomultiplier Rohdaten, lässt sich ein Signal-zu-Rausch Verhältnis von 63.2 für LIV und 32.3 für den Photomultiplier berechnen. Das Rauschsignal wurde dabei durch eine symmetrische Mittelung der Amplituden mit einer Breite von ± 100 Hz um die Sirenenanregungsfrequenz bestimmt. Gemäß Gleichung (7.12) ergibt sich damit eine Unsicherheit in der Bestimmung der globalen Phase von ± 0.162 rad für das LIV und ± 0.251 rad für den Photomultiplier. Phasenunsicherheiten aus den integralen OH*-Chemilumineszenz Aufnahmen der bildverstärkten Kamera werden durch die Belichtungszeit bestimmt, welche mit ± 50 μ s um das Triggersignal der Sirene gewählt wurde. Bei einer Frequenz von 212 Hz ergibt sich damit eine Mittelung über ± 0.66 rad Phasenwinkel.

Die Ergebnisse zufälliger und systematischer Unsicherheiten können nun grafisch gemäß Abbildung 57 zusammengefasst werden. Dabei wird von systematischen Unsicherheiten der OH*-Chemilumineszenzdaten abgesehen, da diese im Allgemeinen als verlässliches Maß für globale Wärmefreisetzungssoszillationen angesehen werden. Dabei sollte beachtet werden, dass die systematischen Abweichungen bei der Auswertung der LIV-Daten, wie bereits im vorhergehenden Kapitel erläutert, mit hoher Wahrscheinlichkeit unter den berechneten $\pm 7.1\%$ liegen.

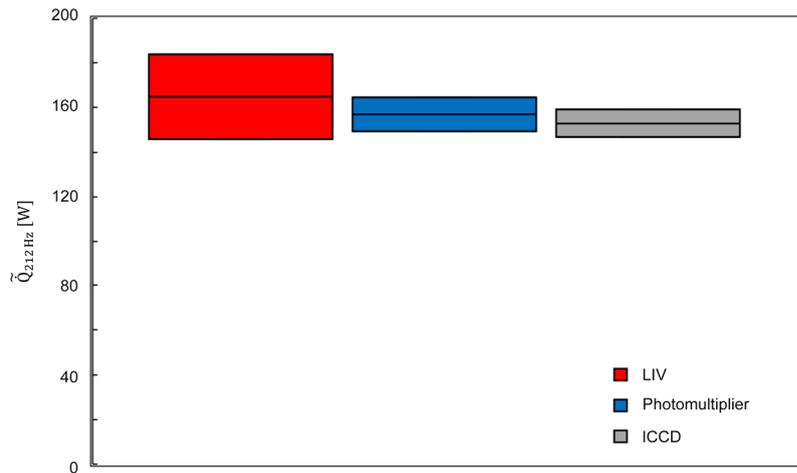


Abbildung 57: Gesamtmessunsicherheit der globalen LIV-Daten berechnet aus einer maximalen systematischen Abweichung von $\pm 7.1\%$ und einer maximalen zufälligen Unsicherheit von $\pm 4.4\%$ resultierend aus zufälligen Abweichungen der LIV- und Hintergrundschlieren-Messungen. Für Photomultiplier und ICCD-Kamera werden nur zufällige Abweichungen berücksichtigt. Die zufälligen Messunsicherheiten beziehen sich auf ein Konfidenzniveau von 0.95. Es ist davon auszugehen, dass die systematischen Abweichungen bei der Auswertung der LIV-Daten weitaus geringer sind.

7.3.1.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Anhand der soeben präsentierten Daten der mittels LIV gescannten Flamme und den Referenzwerten der OH^* -Chemilumineszenz aus Messungen mit Photomultiplier und bildverstärkter Kamera konnte gezeigt werden, dass es mit geeigneten Auswertelgorithmen möglich ist aus Brechungsindexfluktuationen auf Wärmefreisetzungszillationen in einer mageren, drallstabilisierten Methanflamme rückzuschließen. Die dafür notwendigen Annahmen von vernachlässigbaren Druckschwankungen in der Reaktionszone bzw. Wärmetransport und geringer viskoser Reibung erwiesen sich als berechtigt. Lediglich der konvektive Transport von Dichtegradienten trägt nennenswert zu den integralen Dichteschwankungen im Messvolumen bei. So wurde gezeigt, dass es für die Berechnung globaler Wärmefreisetzungszillationen notwendig ist, die Reaktionszone zu maskieren, um keine zu hohen globalen Oszillationsamplituden zu berechnen. Weiters müssen für eine exakte Berechnung lokale Daten für die mittlere Dichte, den Isentropenexponenten und die Gladstone-Dale Konstante bekannt sein. Vergleicht man die so erhaltenen globalen Daten des LIV mit jenen der Referenzmessungen der OH^* -Chemilumineszenz, ergibt sich zum Photomultiplier eine Abweichung von $\pm 5\%$ und zu den Aufnahmen der bildverstärkten Kamera ein um $\pm 8\%$ zu hoher Wert. Die Erklärung für die Bestimmung zu hoher globaler Amplituden aus LIV-Daten lässt sich durch den bereits angesprochenen konvektiven Transport von Dichtegradienten finden. Eine Abschätzung der Abweichungen resultiert in einer maximalen Gesamtunsicherheit von $\pm 11.5\%$ für LIV, $\pm 4.9\%$ für Photomultiplier und $\pm 4\%$ für ICCD. Jedoch liegen die tatsächlichen systematischen Abweichungen bei der Auswertung der LIV-Daten mit hoher Wahrscheinlichkeit weit unter deren Maximalwert von $\pm 7.1\%$.

Anhand lokaler Wärmefreisetzungszillationen konnte gezeigt werden, dass die Verformung des Fluids aufgrund zweier gegenläufig rotierender Wirbel die Emission des OH^* -Radikals stark beeinflusst, was zu der bereits bekannten Reduktion lokaler OH^* -Intensität führt. LIV-Messungen sind von diesem Effekt nicht betroffen und damit in der untersuchten Flammenkonfiguration für die Bestimmung lokaler Phänomene der OH^* -Chemilumineszenz vorzuziehen. Die in dieser Arbeit entwickelte Methodik ist also geeignet lokale Daten mit hoher Präzision zu bestimmen und bietet damit eine interessante Alternative zu bereits etablierten Messmethoden in der Entwicklung schadstoffarmer Magerverbrennungssysteme.

7.3.2 Bestimmung des Schallfeldes im Nahbereich einer offenen Flamme an Brenner I

7.3.2.1 Grundlegendes

Bei der Bestimmung von Wärmefreisetzungssoszillationen im vorhergenden Kapitel wurde gezeigt, dass auch Dichtefluktuationsen außerhalb der Reaktionszone erfasst werden. Stromab der Flamme werden diese hauptsächlich durch den konvektiven Transport von Dichtegradienten verursacht, doch sollte es aufgrund der hohen Empfindlichkeit des verwendeten LIV auch möglich sein Schallwellen seitlich der Flamme zu detektieren. Entsprechende Untersuchungen zur Visualisierung von Schallwellen mittels Laservibrometern wurden bereits erfolgreich in einer Reihe von Publikationen durchgeführt (Zipser, et al., 2002), (Gren, et al., 2006), (Olsson & Tatar, 2006), (Malkin, et al., 2014).

Die Ergebnisse dieses Abschnittes wurden teils vorab publiziert (Greiffenhagen, et al., 2017), (Greiffenhagen, et al., 2019 a). Die Messungen, die Auswertung und die Diskussion der Ergebnisse wurden vom Autor durchgeführt und mit den anderen Autoren dieser Fachartikel ausführlich diskutiert. Bei der Auslegung des Versuchsaufbaus und bei Voruntersuchungen wurde der Autor von Dipl.-Ing Lukas Wiesinger im Rahmen seiner, im Zuge der vorliegenden Dissertation betreuten, Masterarbeit unterstützt (Wiesinger, 2017).

Das resultierende Schallfeld einer Flamme kann analog der oben beschriebenen Berechnung der globalen Wärmefreisetzungsschwankungen als Summe lokaler Quellen fluktuierender Dichte betrachtet werden. So ist es nach einer Arbeit von Strahle und einer späteren Überarbeitung von Crighton und Dowling möglich, den Schalldruck p' im Fernfeld einer Flamme an einer Position \mathbf{x} entsprechend:

$$p'(\mathbf{x}, t) = \frac{\kappa - 1}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|} \int_{V_{Flamme}} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \rho_{Flamme} \left(\mathbf{x}_{Flamme} - \frac{|\mathbf{x}|}{c_0} \right) dV \quad (7.13)$$

also durch Integration der zweiten Ableitung der Dichte nach der Zeit über das Flammenvolumen zu berechnen (Strahle, 1971), (Crighton, et al., 1996), (Dowling & Yasser, 2015). In einer im Zuge dieser Arbeit entstandenen Publikation wurde gezeigt, dass es durch Messung von Dichteschwankungen in der Flamme mittels LIV möglich ist, die Schallleistung im Fernfeld zu bestimmen (Greiffenhagen, et al., 2017). Die lokalen Dichtefluktuationsen überlagern sich dabei, aufgrund der großen akustischen Wellenlängen bezogen auf die Abmessungen der Flamme, zu einer integralen Quelle in Form eines akustischen Monopoles (Strahle, 1971).

Wird nun die Flamme, wie bereits in dem oben gezeigten Versuch, durch die Sirene mit einer Frequenz von 212 Hz angeregt, sollte sich um die Flamme ein monopolarartiges Schallfeld ergeben. So wurde im Vorfeld der Schalldruckpegel um die Flamme bestimmt. Dabei ergab sich in einem Abstand von 300 mm zur Flammenachse ein Wert von 70 dB bei 212 Hz, welcher in weiterer Folge zur Abschätzung der prinzipiellen Möglichkeit für die Detektion der Druckschwankungen mittels LIV diente. Nach (Zipser, et al., 2002) berechnet sich die minimale noch erfassbare Druckschwankung $\tilde{p}_{f,min}$ bei Verwendung des Geschwindigkeitsdecoders folgendermaßen:

$$\tilde{p}_{f,min} = \frac{\lambda \kappa}{4\pi L(n_0 - 1)} \frac{f_{D,min}}{f} p_0 \quad (7.14)$$

λ entspricht dabei der Wellenlänge des verwendeten Lasers, L der Länge des Messvolumens, $f_{D,min}$ der minimalen demodulierbaren Dopplerfrequenzverschiebung im Objektstrahl und f der Frequenz der harmonischen Druckschwankung. Nach den Herstellerangaben des Laservibrometers liegt die minimal detektierbare Geschwindigkeit v_{min} bei Verwendung des Polytec OFV-5000 Vibrometer Controllers mit einem VD-06 Geschwindigkeitsdecoder und OFV-503 Messkopfes bei 10 nm/s (www.polytec.com). Aus diesem Wert lässt sich die minimale detektierbare Dopplerfrequenzverschiebung gemäß $f_{D,min} = \frac{2 v_{min}}{\lambda}$ berechnen. Bei der Bestimmung der effektiven Länge des Messvolumens sind zusätzliche Überlegungen notwendig, so ergibt sich unter der Annahme

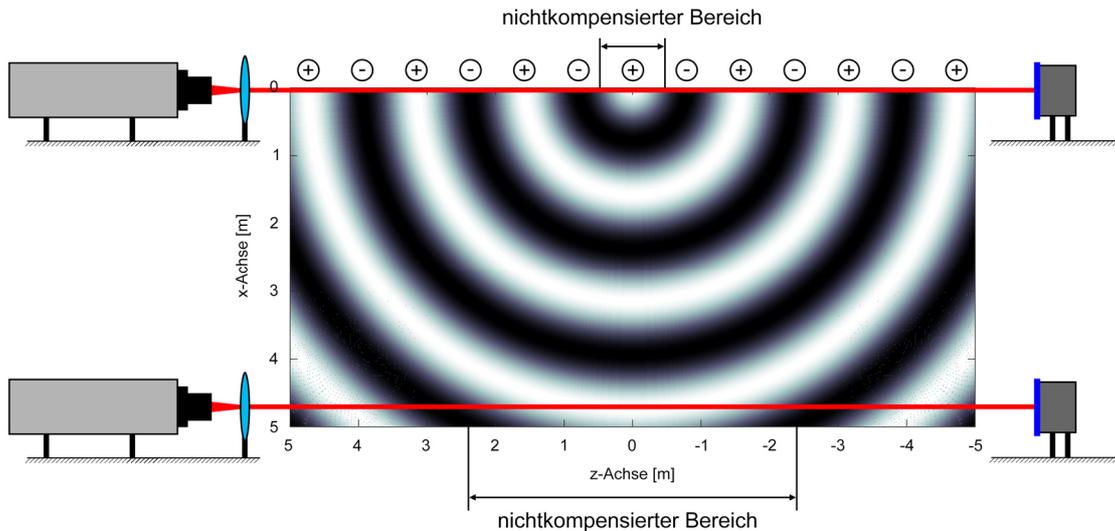


Abbildung 58: Erfassung von Dichtefluktuationen mittels LIV. Unter Annahme eines akustischen Monopoles mit kugelförmiger Ausbreitung der Schallwellen, kompensieren sich Teile des Messvolumens durch Phasenauslöschung. Je weiter sich die Form der Schallwelle jener einer ebenen Welle nähert, desto länger wird der nichtkompensierte Bereich.

eines akustischen Monopoles als Schallquelle ein kugelförmiges Schallfeld. Wird ein derartiges Feld oszillierender Dichte bzw. Brechungsindizes mit der, der LIV-Messungen inhärenten, integralen Aufzeichnung der Schwankungen entlang des Laserstrahls bestimmt, mittelt sich das Signal aufgrund der räumlich periodischen Zu- und Abnahme des Brechungsindex weitgehend aus, wie in Abbildung 58 für eine akustische Welle bei 212 Hz und einer Schallgeschwindigkeit von 340 m/s dargestellt. Lediglich über einen Teil der Strecke ergibt sich ein nichtkompensierter Beitrag der als Dichteoszillation vom LIV erfasst werden kann. Die Kugelwelle erscheint dadurch in den Messdaten des LIV als ebene Welle mit einer kreisförmigen Phasenfront (Zipser, et al., 2002). Je mehr sich die Wellenform der einer ebenen Welle annähert, desto größer wird jener Bereich, der sich nicht ausmittelt. Wird nun gemäß Abbildung 58 ein Abstand zur Flamme von etwa einem halben Meter angenommen, ergibt sich nach Gleichung (7.14) eine kleinste noch detektierbare Druckschwankung von ca. 7.6 mPa oder ein Schalldruckpegel von 52 dB. Angesichts des bereits im Vorfeld gemessenen Schalldruckpegels von etwa 70 dB in Flammennähe, sollte das Auflösungsvermögen des LIV also ausreichend sein, um die durch die Verbrennung hervorgerufene akustische Druckschwankung interferometrisch zu erfassen und zu visualisieren.

7.3.2.2 Versuchsaufbau

Aufgrund der tiefen Frequenz der Anregung ergibt sich eine große akustische Wellenlänge. Bei Umgebungsbedingungen liegt diese bei ca. 1.6 m, somit kann auch das Messraster des LIV entsprechend grob gewählt werden. Die Gesamtgröße des Feldes wurde mit 150 x 300 mm², beginnend an der Mittelachse des Brenners, gewählt. Auch in diesem Versuch wurde die rechte Hälfte der Flamme und deren Umgebung abgerastert. Dabei wurde der zentrale Bereich in Achsennähe bis zu einem lateralen Abstand (entlang der x-Achse) von 50 mm über die gesamte Höhe in einem Raster von 5 mm gescannt, um auch Strukturen im Abgasstrom oberhalb der Flamme zu visualisieren. Der Bereich seitlich der Flamme wurde von $x = 50$ mm bis $x = 150$ mm mit einem lateralen Raster von 10 mm und einem axialen Raster von 5 mm untersucht. Der bereits im obigen Versuch verwendete Betriebspunkt des Brenners wurde beibehalten, jedoch wurde die Empfindlichkeit des LIV auf 1 mm/s/V erhöht, der Strahldurchmesser blieb unverändert bei 2 mm. Um das Signal-zu-Rausch Verhältnis zu maximieren, wurde auch in diesem Versuch die Flamme per Sirene mit einer Frequenz von 212 Hz angeregt.

Aufgrund der hohen Anzahl an Messpositionen ergab sich bei einer Messdauer von 30 Sekunden und unter Berücksichtigung der benötigten Zeit für die Traversierung des Brenners, eine Messdauer von etwa 15 Stunden. So wurde die gesamte Messung auf zwei Einheiten unterteilt, in der Ersten wurde der

Bereich von $x = 0$ bis $x = 50$ mm gescannt, in der Zweiten jener von 50 bis 150 mm, anschließend wurden die beiden Messfelder zusammengefügt.

Tabelle 7: Zusammenfassung der wichtigsten Parameter für die Messung des Schallfeldes an Brenner I.

räumliche Auflösung	$x = 0$ bis $x = 50$ mm: 2×2 mm ² $x = 50$ bis $x = 150$ mm: 5×10 mm ²
Strahldurchmesser	2 mm
Größe Messfeld (x-, y-Achse)	22 x 60 Positionen
erfasste x-Positionen	0 - 150 mm
erfasste y-Positionen	5 - 300 mm
Kalibrierfaktor LIV	1 mm/s/V
Abtastrate	16384 Samples/Sekunde
Messdauer	30 s
Blocklänge FFT	163840 Samples
Frequenzauflösung	0.1 Hz
mittleres Äquivalenzverhältnis	~0.73
thermische Leistung	3.44 kW
Sirenenfrequenz	212 Hz

7.3.2.3 Darstellung des Schallfeldes

Um das Schallfeld zu visualisieren, wurde das Amplitudenspektrum der LIV-Daten und das Kreuzkorrelationsspektrum aus LIV und Sirenentrigger berechnet. Gemäß Abbildung 44 wurden also nur die ersten Schritte in der Signalverarbeitung ausgeführt, alle Daten entsprechen demnach den integralen Werten entlang des Sehstrahls. Die orts aufgelösten LOS-Amplituden wurden anschließend mit den aus der Kreuzkorrelation gewonnenen LOS-Phasen zu einer komplexen Zahl kombiniert. Um eine Periode der Oszillationen zu visualisieren, wurde diese auch hier in 16 Zeit- bzw. Phasenschritte mit einem Phasenoffset $\Delta\varphi$ unterteilt, welche den lokalen Phasen aufaddiert wurde. Visualisiert wurde schlussendlich der Realteil dieser komplexen Zahlen:

$$\tilde{\rho}_{LOS}(x, y, f, \varphi) = \text{real}(\tilde{\rho}_{LOS}(x, y) e^{i\varphi(x, y, \varphi + \Delta\varphi)}) \quad (7.15)$$

Da sowohl die Flamme als auch der Bereich über bzw. lateral selbiger gescannt wurde, ergab sich ein großer Wertebereich in den Amplituden. Zu Visualisierungszwecken wurden die LOS-Amplituden durch die Berechnung der dritten Wurzel selbiger gemäß:

$$\tilde{\rho}_{LOS}(x, y, f, \varphi) = \left(\tilde{\rho}_{LOS}(x, y, f, \varphi) \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\tilde{\rho}_{LOS}(x, y, f, \varphi)}{|\tilde{\rho}_{LOS}(x, y, f, \varphi)|} \quad (7.16)$$

angeglichen. Die resultierenden Felder, beginnend mit einem Phasenoffset von 45° bezogen auf den Sirenentrigger mit einem Phaseninkrement von 90° , zeigt Abbildung 59 a).

Durch das Zusammenfügen der beiden Messfelder ergibt sich eine Unstetigkeit an deren Schnittstelle bei einer x-Position von 50 mm, die in einem leichten Phasenversatz zwischen der zu unterschiedlichen Zeiten abgetasteten linken und rechten Hälfte des resultierenden Feldes begründet liegt.

Sieht man von dieser nicht im Messverfahren selbst begründeten Unregelmäßigkeit in den Daten ab, lassen sich die vom LIV erfassten LOS-Dichteoszillationen in der Flamme bzw. in deren Umgebung in drei Bereiche einteilen, welche in Abbildung 59 b) dargestellt sind. Die höchsten Amplituden weist naturgemäß die Flamme selbst in einem Bereich von $x = 0$ mm bis $x = 20$ mm und bis zu einer Höhe von etwa 45 mm auf. Hier dominieren die Dichteoszillationen aufgrund un stetiger Wärmefreisetzung und werden maßgeblich durch den Ausdruck $\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} = -\frac{(\kappa-1)\rho}{\kappa p} \tilde{q}_v$ bestimmt, dieser Bereich wurde bereits detailliert im vorherigen Kapitel 7.3.1 diskutiert.

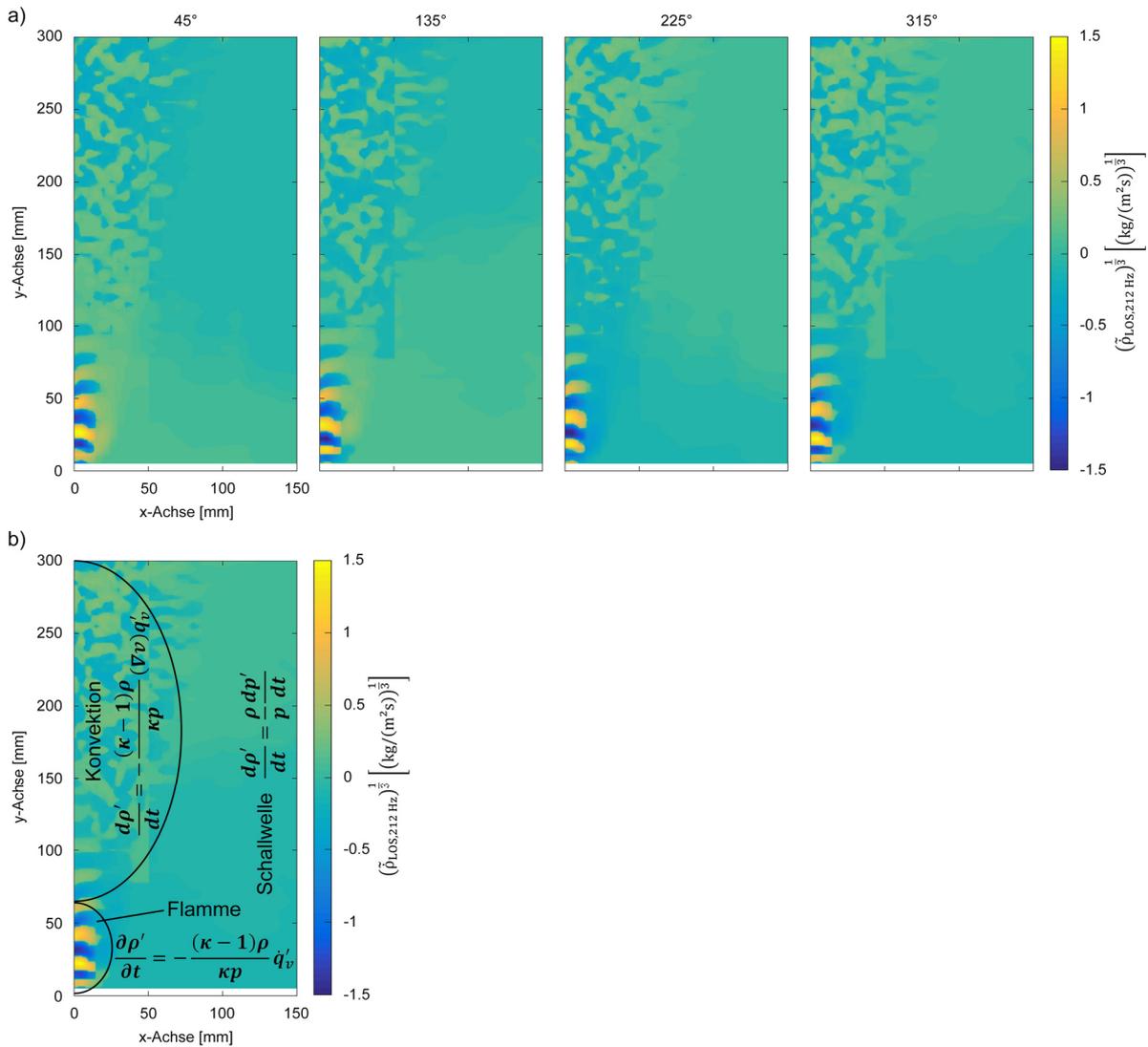


Abbildung 59: a) Phasenaufgelöste Darstellung der rechten Hälfte der mittels LIV aufgezeichneten Dichteoszillationen in der Reaktionszone, dem Konvektionsbereich stromab der Flamme und dem Schallfeld seitlich der Flamme. Die Schallabstrahlung weist eine gerichtete Ausbreitung in Richtung des rechten oberen Eckes auf. b) Schematische Markierung der drei Bereiche im Messfeld.

Stromab bis zu einem Radius von etwa 70 mm (x-Achse) werden die vom LIV detektierten Dichteoszillationen hauptsächlich durch konvektiven Wärmetransport verursacht. Dabei ist zu beachten, dass die Amplituden außerhalb der Flamme aufgrund der Wurzel Darstellung überhöht dargestellt werden. Anhand einer linearen Skala (Abbildung 51 a)) lässt sich der Beginn der konvektiven Zone ab einer Höhe von ca. 45 mm bestimmen. Die Oszillationen weisen anfangs, bis zu einer Höhe von etwa 100 mm, noch korrelierte Strukturen auf, die jedoch mehr und mehr dissipieren, bis schlussendlich jegliche Korrelation verloren geht. Bei der Berechnung von Wärmefreisetzungsozillationen wurde angenommen, dass der Anteil des konvektiven Transportes von Dichtegradienten, bezogen auf die lokale Dichteänderung über der Zeit, an der totalen Dichteänderung vernachlässigt werden kann. Diese Annahme verliert in diesem Bereich aufgrund der fehlenden Reaktionszone und damit fehlender Wärmequellen ihre Gültigkeit. Die vom LIV detektierten Oszillationen werden nun hauptsächlich durch den Transport von Wärmeschwankungen im Strömungsfeld bestimmt:

$$\frac{d\rho'}{dt} \approx (\mathbf{v}\nabla)\rho' = -\frac{(\kappa-1)\rho}{\kappa p} (\mathbf{v}\nabla)q'_v.$$

Entgegen Chemilumineszenzmessungen, welche nur unter Anwesenheit elektronisch angeregter Radikale, also in der Reaktionszone stattfinden kann, weist hier die Bestimmung von Dichtefluktuationen mittels LIV einen Vorteil auf, da auch die Quellen sekundären

Verbrennungslärms (Dowling & Yasser, 2015) in Form von Wärmeschwankungen (Entropiewellen) oder Wirbelstrukturen erfasst werden.

Der dritte Bereich seitlich der Flamme umfasst nun endlich die Dichteoszillationen aufgrund von Schallwellen. Die phasenausgelösten Darstellungen in Abbildung 59 a) zeigen hier eine geneigte Schallausbreitung, weg von der Flamme in Richtung rechts oben, sichtbar durch das Fortschreiten der hellgrünen Fläche. Entgegen der Annahme eines akustischen Monopoles mit einer kugelförmigen Schallabstrahlung, zeigen die LIV-Messungen eine gerichtete Ausbreitung. Ein ähnliches Verhalten mit einem Maximum des Schallfeldes im Bereich von 40° bis 80° , geneigt zur Brennermittelachse wurde bereits in älteren experimentellen Untersuchungen (Smith & Kilham, 1963), (Strahle, 1971) beobachtet. Auch bei im Zuge dieser Arbeit durchgeführten und bereits vorab publizierten Schallintensitätsmessungen mittels Zwei-Mikrophon-Methode (Brüel & Kjaer, 1993), (Fahy, 2000) an 14 Messpositionen in einem Viertelkreisbogen mit einem Radius von 1 m um die Flamme (Abbildung 60 a)), zeigte sich eine stromab gerichtete Schallausbreitung (Greiffenhagen, et al., 2017), dargestellt in Abbildung 60 b)). Erklärt wurde die gerichtete Abstrahlung einerseits durch Reflexionen von Schallwellen an der Grundplatte des Brenners und andererseits durch Schallbrechung aufgrund von Temperaturgradienten im Nahbereich der Flamme. Zwar ist der vom LIV erfasste Bereich zu klein, um einen direkten Vergleich mit der in Abbildung 60 b) dargestellten Intensitätsverteilung anstellen zu können, doch scheint die Richtung der Schallausbreitung auch durch die LIV-Daten wiedergegeben zu werden. Eine weitere Möglichkeit zur Validierung der LIV-Daten bietet die Berechnung der Druckschwankungen aus dem LIV-Signal. So kann unter der Annahme, dass die vom LIV erfassten LOS-Dichteoszillationen im Nahbereich der Flamme aufgrund des geringen Radius der Schallwelle (Abbildung 58) in etwa den lokalen Daten entsprechen, die Schwankungsamplitude der Dichte aus der zeitlichen Ableitung der Dichteschwankung im Frequenzbereich folgendermaßen berechnet werden:

$\rho'_f = \frac{1}{2\pi f} \frac{d\rho'_f}{dt}$. Die so bestimmten Werte bei einer Frequenz von 212 Hz liegen im Bereich der Schallwelle (Abbildung 59 a), $x = 70$ mm bis $x = 150$ mm, $y = 0$ bis $y = 150$ mm) zwischen $1e-03$ kg/m³ bei $x = 130$ mm und $y = 250$ mm und $4e-03$ kg/m³ bei $x = 50$ mm und $y = 30$ mm. Unter Anwendung der idealen Gasgleichung errechnen sich so Druckschwankungen von 65 mPa bis 290 mPa oder Schalldruckpegel von 70 dB bis 83 dB. In Anbetracht der mittels Schalldruckpegelmessgerät bestimmten 70 dB bei 212 Hz in einem radialen Abstand von 300 mm, etwa 50 mm über der Grundplatte des Brenners, können die LIV-Daten auch dieser Validierung standhalten. Eine Gegenüberstellung des

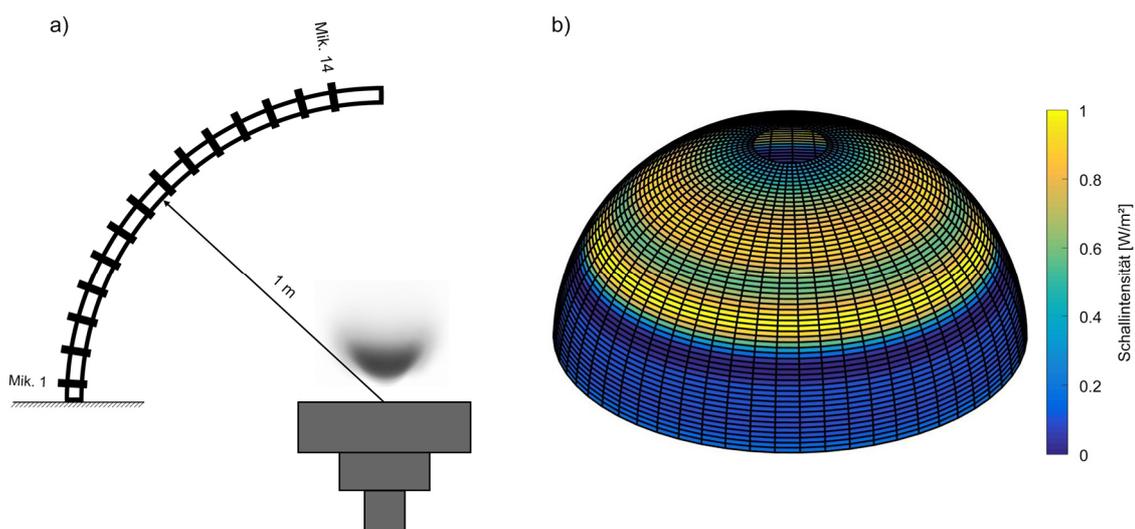


Abbildung 60: a) Versuchsaufbau für die Bestimmung der Schallintensität/-Leistung mittels Zwei-Mikrophon-Methode: 14 Mikrophone wurden in einem Viertelkreisbogen in 1 m Abstand zum Brenner montiert, um so die Schallabstrahlung um die Flamme aufzuzeichnen. b) Ergebnis aus den Schallintensitätsmessungen geplottete auf eine Halbkugel mit einem Radius von 1 m. Auch die Mikrofonmessungen zeigen eine gerichtete Ausbreitung mit maximaler Intensität bei etwa 40° - 80° bezogen auf die Grundplatte des Brenners.

simulierten und mittels LIV aufgezeichneten Schallfeldes eines monofrequent betriebenen Lautsprechers bei einer Frequenz von 212 Hz bzw. 1000 Hz, kann in der im Zuge dieser Arbeit entstandenen und betreuten Masterarbeit von Dipl.-Ing. Lukas Wiesinger nachgeschlagen werden (Wiesinger, 2017).

7.3.2.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die anhand theoretischer Überlegungen prognostizierte Möglichkeit durch Verbrennungslärm hervorgerufene Schallwellen in der Nähe der Flamme mittels LIV zu detektieren, wurde experimentell bestätigt. Mikrofonmessungen zur Bestimmung der Schallintensität in einem radialen Abstand von 1 m zum Brenneraustritt zeigten, entgegen der vereinfachten Annahme der Flamme als Schallquelle in Form eines akustischen Monopols, eine gerichtete Schallausbreitung, deren Maximum im Bereich zwischen 40° und 80° zur Grundplatte des Brenners liegt. Eine ähnlich gerichtete Ausbreitung wurde auch in den phasenaufgelösten LIV-Messungen gefunden. Es erscheint naheliegend, und mit der Literatur übereinstimmend (Smith & Kilham, 1963), (Strahle, 1971), anzunehmen, dass die Ursache in der Reflexion von Schallwellen an der Grundplatte des Brenners bzw. in Schallbrechung im Temperaturgradientenfeld im Nahbereich der Flamme begründet liegt. Schlussendlich konnte noch gezeigt werden, dass die aus den LIV-Daten berechneten Druckschwankungsamplituden sich mit jenen aus Schalldruckpegelmessungen decken.

8 Datenanalyse und Anwendung des bildgebenden Laservibrometers (CLIV)

8.1 Versuchsaufbau

Die Funktionsweise des Hochgeschwindigkeitskamera basierten LIV (CLIV) wurde bereits in Kapitel 4.3 beschrieben. Abbildung 61 zeigt den tatsächlichen Versuchsaufbau der in weiterer Folge diskutierten und in Zusammenarbeit mit Dipl.-Ing. Johannes Gürtler an der TU-Dresden durchgeführten Untersuchungen. Der Brenner befindet sich im Messvolumen des kollimierten Objektstrahls mit einem Durchmesser von 71 mm, während der Referenzstrahl um die Flamme geführt wird. Durch einen Strahlteiler werden Referenz- und Objektstrahl schlussendlich überlagert, wobei das Interferenzmuster mit einer Bildrate von 200 kHz mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet wird.

Die Auflösung der Kamera beträgt 110 x 110 Pixel, bei einer Pixelgröße von 28 μm ergibt sich mit einer Vergrößerung durch das Linsensystem von 16.67 eine Fläche von 0.467 x 0.467 mm^2 je Pixel im Messfeld und eine Gesamtgröße des erfassten Bereiches von 51.3 x 51.3 mm^2 . Somit entspricht das CLIV-System einer Anordnung von 12100 synchronen LIV zur gleichzeitigen Erfassung der gesamten Flamme. Der interne Kameraspeicher begrenzt die maximale Aufnahmedauer bei einer Bildrate von 200 kHz auf neun Sekunden. Für Untersuchungen an der Flamme wurden sechs Aufnahmen zu je neun Sekunden durchgeführt, um eine ausreichende Anzahl an Einzelaufnahmen der hochturbulenten Flamme zur Verfügung zu stellen.

Zur Validierung der CLIV-Daten wurde die globale OH^* -Chemilumineszenz mittels Photomultiplier aufgezeichnet, analog zu den LIV-Untersuchungen wurde auch der Sirenentrigger zeitgleich aufgenommen. Start und Ende der Datenaufzeichnung wurde durch den Kameratrigger bestimmt, um synchrone Daten von Kamera, Photomultiplier und Sirenentrigger zu garantieren. Dabei wurde ein Analog-Digital-Konverter des Typs Octopus Compuscope 8324 mit einer, der Kamerabildrate entsprechenden, Abtastfrequenz von 200 kHz verwendet.

Die hier präsentierten Untersuchungen wurden ausschließlich an Brenner II mit einem transparenten Quarzglaszylinder mit einem Außendurchmesser von 120 mm, einer Wandstärke von 3 mm und einer Höhe von 210 mm durchgeführt. Zusätzlich wurde ein zylindrisches Aluminiumrohr auf das Quarzglas aufgesetzt, wodurch sich eine Gesamthöhe der Brennkammer von 616 mm ergab.

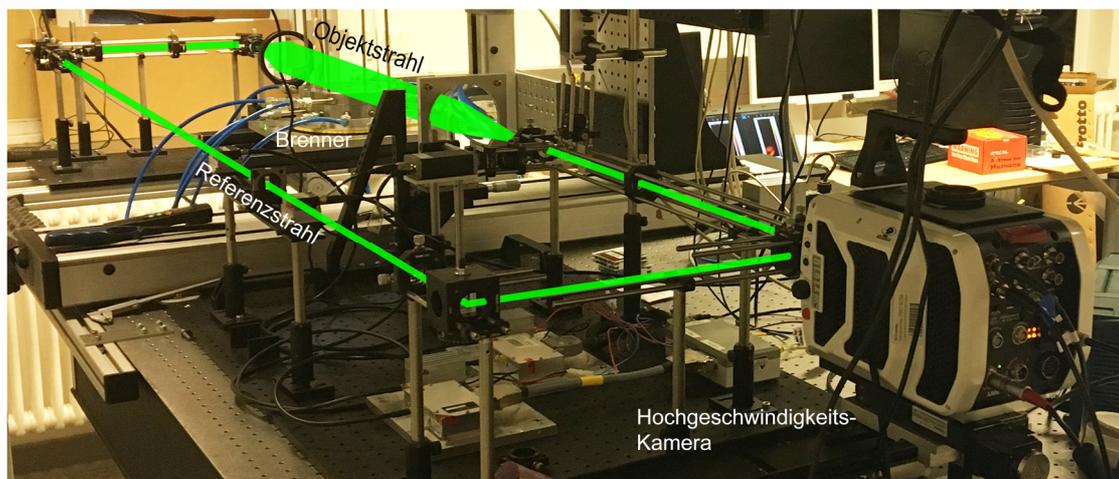


Abbildung 61: Versuchsaufbau des CLIV-Systems. Der Referenzstrahl wird um den Brenner geführt, während der aufgeweitete Objektstrahl das Messvolumen bildet, in dem sich der Brenner befindet. Beide Strahlen werden anschließend überlagert und das resultierende Interferenzmuster von einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet.

8.2 Signalverarbeitung

8.2.1 Demodulation der Rohdaten, Bestimmung der Frequenzspektren und relativen Phasenbeziehung

Entgegen der Auswertung der LIV-Daten, bei denen bereits ein den Dichteschwankungen proportionales Signal vom LIV abgenommen werden kann, müssen in einem ersten Schritt der Signalverarbeitung der CLIV-Daten erst die Momentanwerte der Frequenz der Dopplerfrequenzverschiebung gemäß den Gleichungen (4.34) bis (4.37) bestimmt werden. Die dafür notwendige Signalverarbeitung wurde von Dipl.-Ing. Johannes Gürtler an der TU-Dresden durchgeführt. Für das Verständnis des Gesamtsystems wird im Folgenden trotzdem eine Zusammenfassung der dafür notwendigen Schritte diskutiert. Die vom Autor entwickelte Signalverarbeitung baut auf dem bereits demodulierten Rohsignal der Kamera (Kapitel 8.2.2), also den Momentanwerten der Dopplerfrequenzverschiebungen, auf. Abbildungen in den beiden nun folgenden Abschnitten sind an dem in Kapitel 6.3 beschriebenen Betriebspunkt an Brenner II entnommen. Die Messungen wurden gemeinsam mit Dipl.-Ing. Johannes Gürtler an der TU-Dresden durchgeführt.

Ausgangspunkt für die Auswertung der CLIV-Messungen bilden die Rohdaten der Hochgeschwindigkeitskamera in Form von zeitlich schwankenden Intensitätswerten des Interferenzmusters aus der Überlagerung von Objekt- und Referenzstrahl. Abbildung 62 zeigt vier aufeinanderfolgende Einzelaufnahmen. Die in a) dargestellte Serie wurde dabei ohne Flamme, also ohne Fluktuationen im Brechungsindex aufgenommen. Das Interferenzmuster resultiert aus der Überlagerung des mit der Bragg-Frequenz von 50 kHz modulierten Referenzstrahles mit dem unbeeinflussten Objektstrahl. Dadurch ergibt sich eine periodische Intensitätsänderung mit einer Dauer von 20 μs . Die vier Einzelaufnahmen entsprechen also einer Periode der Trägerfrequenz. Ändert sich der Brechungsindex im Messvolumen aufgrund von Dichtefluktuationen, führt dies auch zu einer Änderung der relativen Phasenlage zwischen Referenz- und Objektstrahl, wodurch auch das Interferenzsignal moduliert wird. In b) sind vier derartige, aufeinanderfolgende Aufnahmen mit einer Flamme im

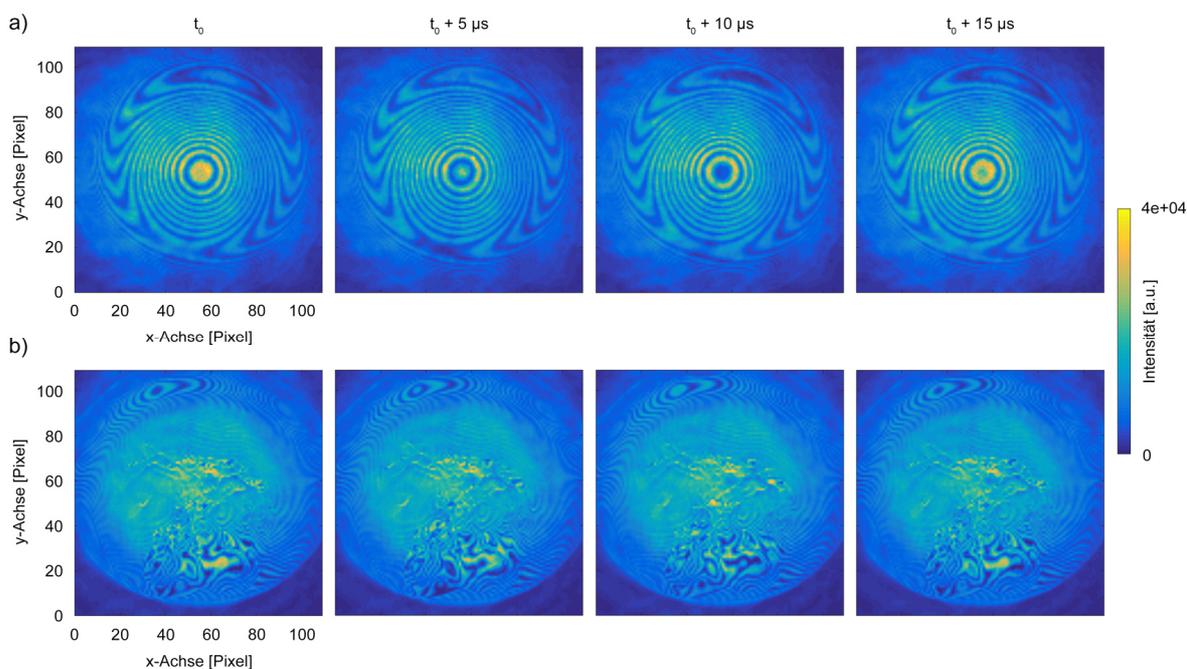


Abbildung 62: a) Vier aufeinanderfolgende Aufnahmen des Interferenzmusters aus Objekt- und Referenzstrahl ohne Dichtefluktuationen im Messvolumen. Die Darstellung entspricht einer Periode der Frequenzmodulation des Referenzstrahls mit 50 kHz. b) Vier aufeinanderfolgende Aufnahmen des Interferenzmusters mit Flamme. Die Brechungsindexfluktuationen aufgrund von Dichtefluktuationen führen zu Änderungen der Laufzeit des Lichtes im Objektstrahl, woraus sich modifizierte Interferenzsignale ergeben.

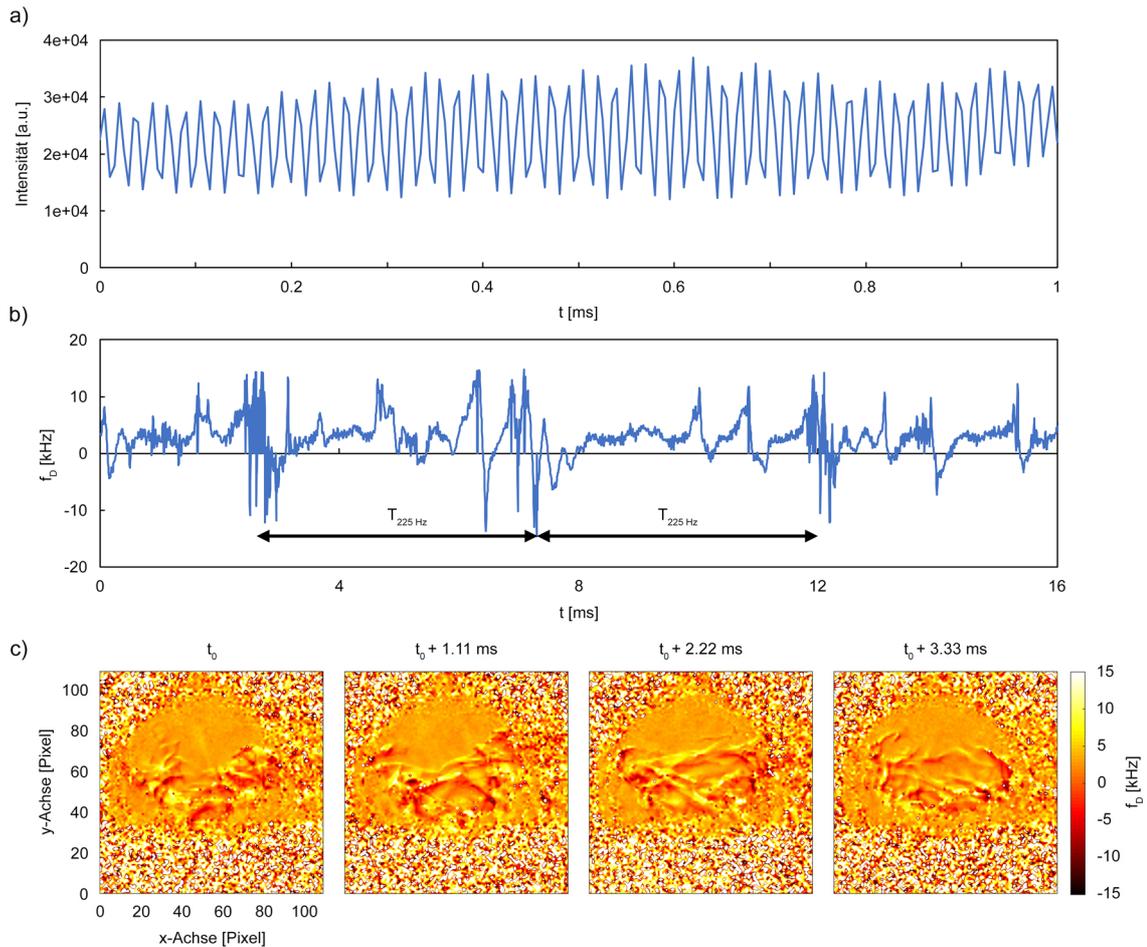


Abbildung 63: a) Zeitsignal der Intensität eines Pixels der Hochgeschwindigkeitskamera. b) Momentanwerte der Dopplerfrequenzverschiebung eines Pixels nach der Demodulation des Zeitsignals aus a). Da die Flamme mit einer Sirenenfrequenz von 225 Hz angeregt wurde, zeigt sich eine Periodizität der Dopplerfrequenzverschiebungen. c) Vier Momentaufnahmen der Dopplerfrequenzverschiebungen über den gesamten von der Kamera erfassten Bereich. Die Zeitschritte wurden so gewählt, dass eine Oszillationsperiode bei 225 Hz erfasst wird. Bis zu einer Höhe von 35 Pixel verdeckt die Grundplatte des Brenners den Objektstrahl, die verrauschten Bereiche oberhalb sind auf zu geringe Modulationstiefe zurückzuführen.

Messvolumen dargestellt. Das sich so ergebende Muster lässt bereits die momentane Form der Flamme erahnen.

Jede Aufnahme der Hochgeschwindigkeitskamera besteht nun aus 1 800 000 derartiger Einzelbilder mit einem zeitlichen Abstand von 5 μs . Der Zeitverlauf über 1 ms eines Kamerapixels ist beispielhaft in Abbildung 63 a) dargestellt. Durch die Demodulation jedes der 12100 Pixel lässt sich nun der Momentanwert der Modulationsfrequenz bestimmen. Wird in weiterer Folge noch die konstante Trägerfrequenz des Referenzstrahles subtrahiert, ergibt sich die momentane Dopplerfrequenzverschiebung für jedes Pixel, diese ist gemäß Gleichung (4.15) proportional der entlang des Sehstrahl integrierten momentanen Dichteänderung. Wird die Flamme durch die Sirene angeregt, erfolgt eine periodische Dichteoszillation, so zeigt der in Abbildung 63 b) dargestellte Verlauf der Dopplerfrequenzverschiebung eines Pixels über der Zeit die Periodizität der Sirenenfrequenz von 225 Hz. Die hierzu erforderliche und in Kapitel 4.3.5 kurz beschriebene Demodulation der Rohaufnahmen wurde an der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik an der Technischen Universität Dresden durchgeführt.

Diese LOS-Dopplerfrequenzverschiebungen bilden nun den Ausgangspunkt für die weitere Signalverarbeitung durch den Autor. Durch Zusammensetzen der zeitaufgelösten LOS-Dopplerfrequenzverschiebungen der individuellen Pixel lässt sich wieder eine Momentaufnahme des

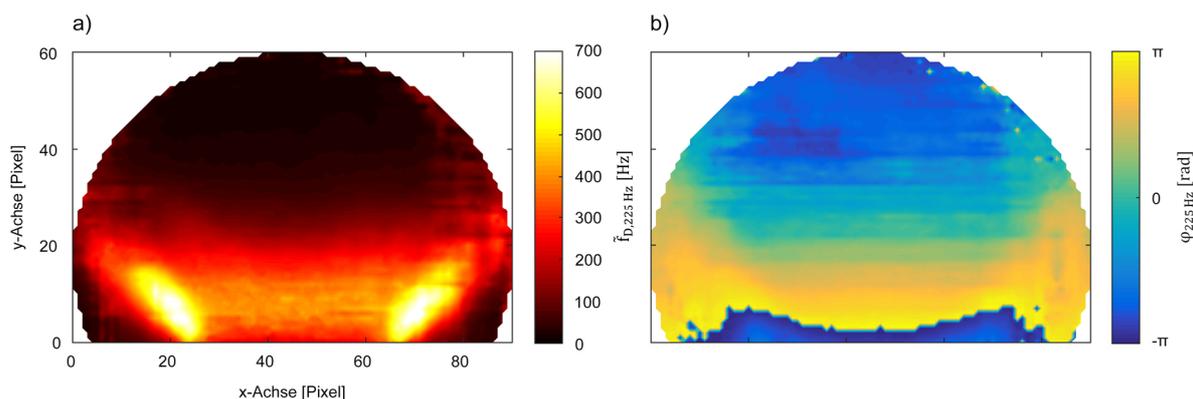


Abbildung 64: a) Oszillationsamplituden der Dopplerfrequenzverschiebungen bei 225 Hz. Der Bereich der Grundplatte des Brenners ist bereits abgeschnitten und die verrauschten Bereiche maskiert. Die pixelweise FFT wurde über je 12.6×10^6 Einzelaufnahmen durchgeführt. b) Relative Phasenlagen bezogen auf das Triggersignal der Sirene bei 225 Hz. Die Phasenbeziehung wird benötigt, um zeitliche Korrelationen zwischen den einzelnen Pixel herzustellen.

gesamten Sichtfeldes der Kamera rekonstruieren. Eine zeitliche Abfolge von vier Aufnahmen über eine Periode von 4.44 ms bei 225 Hz Sirenenanregung zeigt Abbildung 63 c). Im Bereich von etwa $x = 10$ Pixel bis $x = 90$ Pixel und $y = 35$ Pixel bis $y = 90$ Pixel (im näherungsweise runden Sichtbereich der Kamera) sind die hochturbulenten Schwankungen des Brechungsindex bzw. der Dichte anhand der unterschiedlichen Farbschattierungen sichtbar. Pixel außerhalb dieses Bereiches sind stark verrauscht. Bis zu einer Höhe von etwa 35 Pixel wird der Objektstrahl durch die Grundplatte des Brenners verdeckt, jener Bereich enthält also keinerlei Information und kann abgeschnitten werden. Oberhalb eines annähernd elliptischen Bereiches mit ausreichendem Signal-zu-Rausch Verhältnis weist das Interferenzsignal eine nur geringe Modulationstiefe auf und wurde ebenfalls für die weitere Verarbeitung maskiert.

Nachdem alle Aufnahmen demoduliert wurden, liegen sieben Arrays mit je $1.8 \times 10^6 \times 110 \times 110$ momentanen Dopplerfrequenzverschiebungen vor. Im nächsten Schritt der Auswertung wird jeder Pixel einer Fourier-Transformation und einer Kreuzkorrelation mit dem Sirenentrigger mit einer Blocklänge von 200 000 Samples unterzogen, wodurch sich eine Frequenzauflösung von 1 Hz ergibt. Aufgrund der großen Datenmenge von etwa 9.5 Gigabyte je Aufnahme, wurden die sieben Arrays getrennt ausgewertet und die Spektren anschließend gemittelt. Die nun vorliegenden Datenfelder ähneln den Frequenzspektren aus den Rohdaten des LIV (Abbildung 41). So liegen nun die frequenz aufgelösten Amplituden der Dopplerfrequenzverschiebung und der relative Phasenwinkel bezogen auf den Sirenentrigger vor. Das resultierende Amplitudenfeld der LOS-Dopplerfrequenzverschiebungen bei einer Anregung von 225 Hz zeigt Abbildung 64 a), während in b) der Phasenwinkel dargestellt ist. Beide Aufnahmen sind bereits maskiert, wodurch sich das effektive Messfeld verringert.

Entgegen den einzelnen Messpositionen des LIV liegt in den CLIV-Daten bereits eine räumlich-zeitliche Korrelation zwischen den einzelnen Messpositionen vor, da die Hochgeschwindigkeitskamera alle Messpositionen zeitgleich erfasst. Somit wäre es möglich das gesamte Messfeld auf einen Pixel zu referenzieren und so die relativen Phasenlagen zu bestimmen. Um jedoch weiterhin die Vergleichbarkeit der Phasenlage der globalen Oszillationen von CLIV und Photomultiplier zu bewahren, wurde auch für die Auswertung der CLIV-Signale der Sirenentrigger genutzt. Auch ermöglicht das große Signal-zu-Rausch Verhältnis des Sirenentriggers eine exaktere Bestimmung der Phasenlagen der einzelnen Pixel. Eine genaue Analyse der Bestimmung der Phasenlage eines verrauschten Signals findet sich in (Czarske, 2001).

8.2.2 Bestimmung der Wärmefreisetzungszosillationen

Liegen die LOS-Amplitudenspektren der pixelweisen Dopplerfrequenzverschiebungen und der Phasenbeziehungen vor, ähnelt die weitere Auswertung der CLIV-Daten jener der LIV-Messungen (Kapitel 7.2.2). Die Grundlage der Bestimmung der Wärmefreisetzungszosillationen bildet auch hier Gleichung (4.31).

Vor den Wärmefreisetzungszosillationen müssen jedoch erst die Dichteoszillationen aus den Dopplerfrequenzverschiebungen bestimmt werden. Gleichung (4.15) bietet den erforderlichen Zusammenhang, jedoch aus integralen Werten entlang des Sehstrahls: $f_D(x, y, t) = \frac{G(x, y, t)}{\lambda} \frac{d\rho}{dt}(x, y, t)_{LOS}$. Auch für die Auswertung der CLIV-Daten lag die Gladstone-Dale Konstante in Form eines lokalen Feldes vor, während die Dopplerfrequenzverschiebungen einen LOS-Wert darstellen. In einem ersten Schritt wurden also die LOS-Amplituden Abel-transformiert, um lokale Daten zu ermitteln. Da die Abel-Transformation nur auf eine Hälfte der (idealerweise rotationssymmetrischen) Verteilung der Messwerte angewandt werden kann, aus den CLIV-Aufnahmen jedoch die gesamte Reaktionszone vorliegt, musste die Symmetrieachse des Messfeldes gefunden und anschließend lokale Daten der linken und rechten Hälfte getrennt berechnet werden. Die optimale Anzahl an Stützstellen wurde durch Abel-Transformation und Rücktransformation (Integration der lokalen Werte) bei einer Anzahl von Zehn gefunden. Aus den lokalen Daten der beiden Hälften des Messfeldes können nun gemäß:

$$\frac{d\tilde{\rho}}{dt}(x, y, z, f) = Abel\{\tilde{f}_D(x, y, f)\} \frac{\lambda}{G(x, y, z)} \quad (8.1)$$

die lokalen Dichteoszillationen berechnet werden. Auch hier ist zu beachten, dass die resultierenden lokalen Daten auf das Volumen eines Voxels skaliert werden müssen, also auf einen Würfel dessen Seitenflächen jeweils der Fläche eines Pixels ($0.47 \times 0.47 \text{ mm}^2$) im Messfeld entspricht. Der numerische Wert der Dichteoszillationen ist damit nach der Skalierung in der Einheit $[\text{kg}/(\text{V}_{\text{Voxel}} \text{ s})]$ gegeben. Unter der Annahme vernachlässigbaren konvektiven Transportes von Dichtegradienten gilt auch hier wieder $\frac{d\tilde{\rho}}{dt} = \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t}$. Somit können in weiterer Folge die Wärmefreisetzungszosillationen unter Zuhilfenahme lokaler Daten der Dichte (Hintergrundschlieren-Methode) und des Isentropenexponenten (Hintergrundschlieren-Methode und Spektroskopie) nach Gleichung (7.4) in $[\text{W}/\text{V}_{\text{Voxel}}]$ bestimmt werden. Diese wurden anschließend wieder um die Symmetrieachse rotiert und entlang der z-Achse (Sehstrahl) summiert, um die LOS-Projektionen der lokalen Daten beider Flammenhälften zu ermitteln (Abbildung 18). Anschließend wurden linke und rechte Flammenhälfte wieder zu einem Feld zusammengefügt. Aus den nun vorliegenden LOS-Wärmefreisetzungszosillationen und den

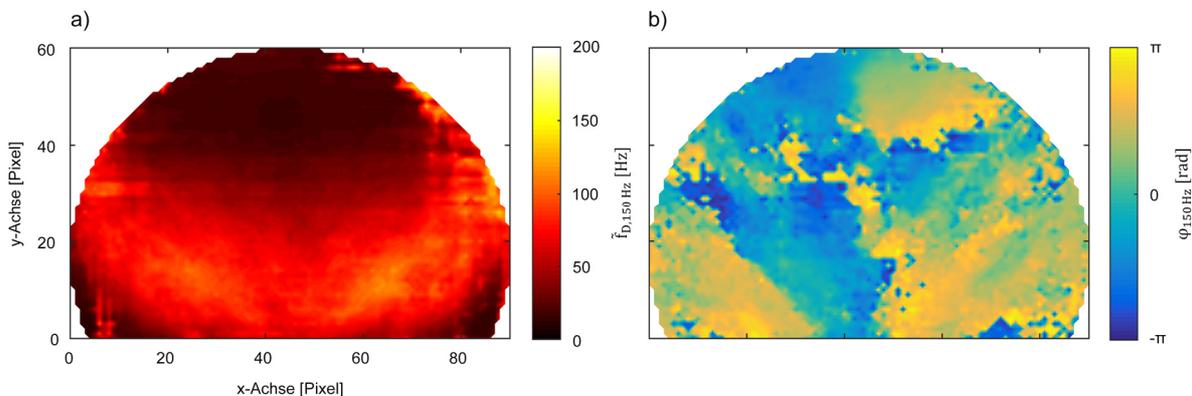


Abbildung 65: a) Oszillationsamplituden der Dopplerfrequenzverschiebung bei 150 Hz, die Daten weisen eine nahezu rotationssymmetrische Verteilung auf. b) Relative Phasenlagen bezogen auf das Triggersignal der Sirene. Entgegen den Amplituden zeigen die Phasen keinerlei Rotationssymmetrie.

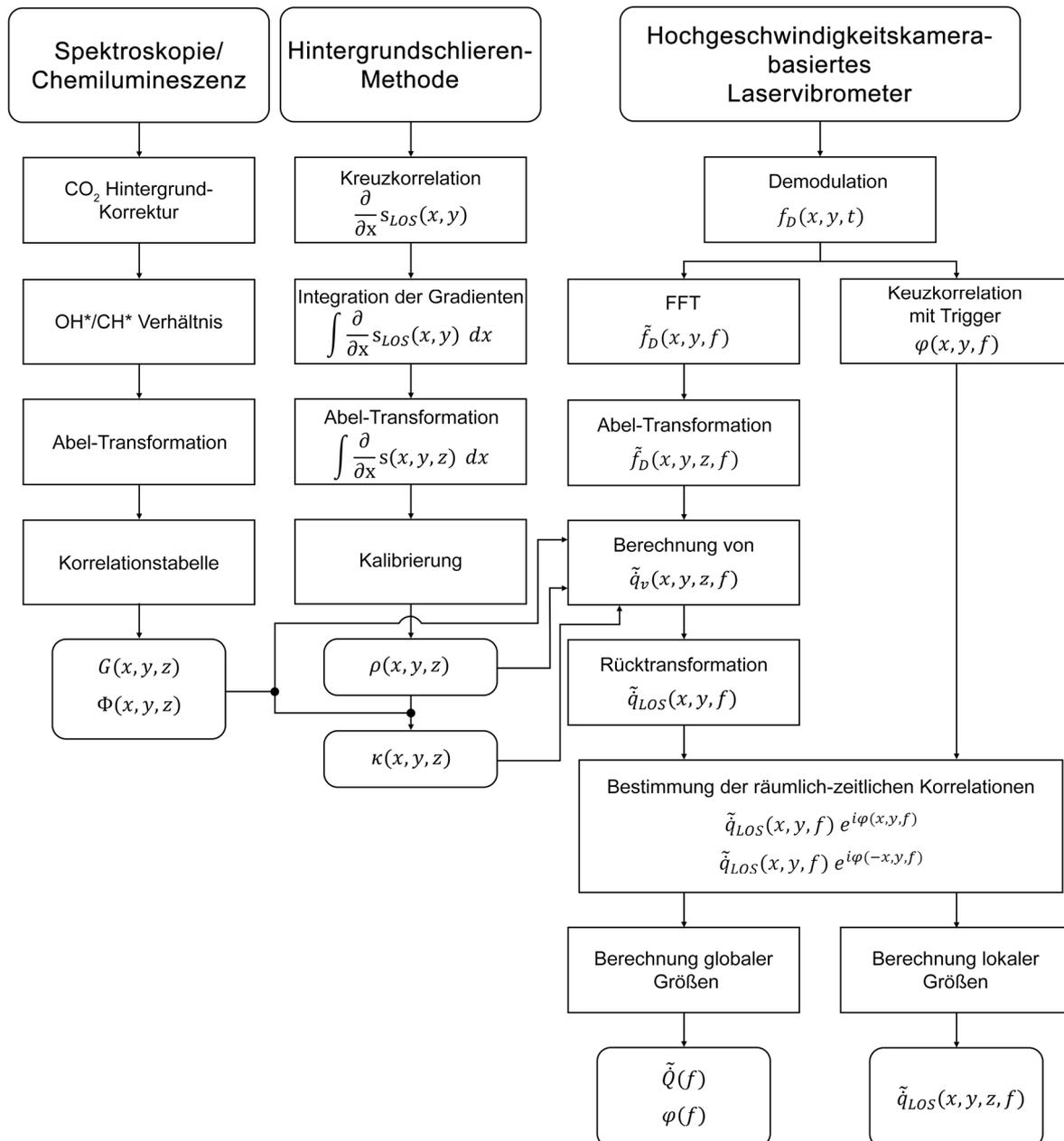


Abbildung 66: Übersicht über die essentiellen Schritte für die quantitative Auswertung der CLIV-Daten.

Phasenrelationen lassen sich gemäß Gleichung (7.5) pixelweise die räumlich-zeitliche Korrelation der komplexen Oszillationen $\tilde{q}_{LOS}(x, y, f)$ bilden. Dabei zeigten sich in den CLIV-Daten unterschiedlicher Sirenenfrequenzen teilweise drastische Asymmetrien in den Phasenverläufen, während die Oszillationsamplituden die Symmetrie weiterhin beibehielten.

Bei einer Sirenenfrequenz von 150 Hz trat dieses Verhalten besonders ausgeprägt auf, wie in Abbildung 65 dargestellt. Hier oszillierten die linke und rechte Flammenhälfte nahezu gegenphasig (Abbildung 65 b)). Dieser Vorgang muss bei der Bildung der komplexen Wärmefreisetzungsschwankung unbedingt berücksichtigt werden. So wäre es aufgrund der rotationssymmetrischen Verteilung der Oszillationsamplituden, die analog der in Kapitel 7.2 beschriebenen Auswertung der LIV-Daten erfolgte, möglich, nur eine Flammenhälfte für die Amplitudenbestimmung zu analysieren. Für die Berechnung räumlich-zeitlich korrelierter Werte ist das jedoch nicht mehr gültig. Durch die teilweise gegenphasige Oszillation links und rechts der Symmetrieachse kommt es zur Auslöschung gegensinnig oszillierender

Wärmefreisetzungsschwankungen im globalen Signal. Würde nur eine Hälfte der Flamme analysiert werden, könnten diese Interferenzeffekte nicht berücksichtigt werden. Die so berechneten globalen Werte der Wärmefreisetzungssoszillationen würden in zu hohe Amplituden resultieren. Bei komplexen Flammenzuständen, deren dynamisches Verhalten auch im zeitlichen Mittel einen asymmetrischen Phasenverlauf aufweist, muss also unbedingt die gesamte Reaktionszone erfasst werden. Hier zeigt sich der Vorteil des CLIV-Systems gegenüber herkömmlichen LIV, da die gesamte Flamme innerhalb weniger Minuten vermessen werden kann, wohingegen mit dem LIV zeitaufwändiges Scannen notwendig wäre.

Die rekonstruierten LOS-Wärmefreisetzungssoszillationen der linken und rechten Hälfte der Aufnahmen wurden also anschließend unter Berücksichtigung eventueller Asymmetrien im Phasenverlauf nach Gleichung (7.5) in Form einer komplexen Zahl räumlich-zeitlich korreliert. Durch die Berechnung des Absolutwertes der Summe der komplexen Wärmefreisetzungssoszillationen über den Bildbereich, berechnet sich die globale Wärmefreisetzungssoszillationsamplitude in [W] (Gleichung (7.6)), während das Argument der Summe dem globalen Phasenwinkel der Oszillation (Gleichung (7.7)) entspricht. Die so bestimmten Daten der globalen Oszillation und Phase wurden wie bei der im letzten Abschnitt diskutierten Messung mittels LIV mit den Ergebnissen aus Aufzeichnungen des Photomultiplier-Signals verglichen.

Analog der Vorgehensweise bei der Auswertung der LIV-Daten ist es schlussendlich möglich, durch die Berechnung des Realteiles der komplexen Zahl $\tilde{q}_{LOS}(x, y, f)$ eine Darstellung der phasengemittelten Wärmefreisetzungssoszillationen darzustellen. Wird jedem Pixel eine Reihe konstanter Offsets zur relativen Phase in Relation zum Sirenentrigger aufaddiert, ist es möglich die gesamte LOS-Oszillationsperiode zu visualisieren. Liegt ein Betriebspunkt mit symmetrischer Phasenverteilung vor, können diese räumlich-zeitlich korrelierten Datenfelder wieder einer Abel-Transformation unterzogen werden, um die lokalen Wärmefreisetzungssoszillationen darzustellen. Schlussendlich wurden die Datenfelder im Sinne der Vergleichbarkeit neu skaliert, um eine Darstellung der Wärmefreisetzungssoszillationen in [W/mm³] zu ermöglichen. Eine grafische Zusammenfassung der essentiellen Schritte für die vollständige Auswertung der CLIV-Daten findet sich in Abbildung 66.

8.3 Experimentelle Untersuchungen

Die bereits in Kapitel 7.3.1 diskutierten bzw. in (Greiffenhagen, et al., 2019 a) publizierten Ergebnisse konnten zeigen, dass es mittels interferometrischer Bestimmung von Dichteoszillationen möglich ist, Wärmefreisetzungsozillationen in offenen, vorgemischten und mageren Methanflammen zu bestimmen. Im nun folgenden Abschnitt wird die Anwendung des in Zusammenarbeit mit der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik an der TU-Dresden entwickelten Hochgeschwindigkeitskamera basierten bildgebenden Laservibrometers (CLIV) an dem im Zuge dieser Arbeit entwickelten Brenner II diskutiert. Der große Vorteil an diesem System liegt in der schnellen Erfassung der gesamten Reaktionszone innerhalb einer Messung bei gleichzeitig hoher Ortsauflösung, während mit herkömmlicher LIV Technik die Flamme punktwise gescannt werden muss. Zwar kann aufgrund des teils geringen Signal-zu-Rausch Verhältnisses nicht das gesamte Gesichtsfeld der Kamera genutzt werden, doch ergibt sich nach Maskierung des Feldes immer noch eine effektive Anzahl von 4646 genutzten Pixel, deren jeder einem LIV-Sehstrahl entspricht. Die Daten wurden für 63 Sekunden aufgezeichnet, womit sich, mit der in Kapitel 7 beschriebenen Methode der scannenden Vermessung des Feldes mit einem einzelnen LIV unter Berücksichtigung der Dauer der Traversierung des Brenners, eine totale Messdauer von etwa 94 Stunden ergeben würde. Die gleiche Messung lässt sich mit dem CLIV-System innerhalb von 63 Sekunden reiner Messdauer durchführen. Zusätzlich müssen noch etwa 30 min für die Übertragung der Kameradaten an einen Computer miteingerechnet werden. Das entspricht einer Reduktion der Messdauer um einen Faktor von 182. Allerdings stehen mit CLIV auch instationäre Daten über das gesamte Messfeld zur Verfügung, da durch die synchrone Erfassung die einzelnen Pixel räumlich-zeitlich zueinander korreliert sind.

Aufgrund dieser immensen Reduktion der Messdauer war es nun möglich eine ganze Reihe von Operationspunkten zu untersuchen, die im nun Folgenden auszugsweise vorgestellt werden. Dabei werden als Erstes die instationären Aufnahmen von Dichtefluktuationen eines Zündvorganges im Quarzglaszylinder des Brenners II gezeigt. Anschließend folgt die Diskussion der quantitativen Auswertung von Wärmefreisetzungsozillationen der Flamme in der durch das Quarzglas und einem aufgesetzten Rohr gebildeten Brennkammer. Dabei wurde der in Kapitel 6.3 beschriebene Betriebspunkt verwendet und die CLIV-Messungen bei einer Sirenenfrequenz von 125 Hz bis 400 Hz in Schritten zu je 25 Hz durchgeführt. Die im Folgenden diskutierten Ergebnisse und Erkenntnisse wurden zum Teil bereits in der referierten Fachzeitschrift *Experiments in Fluids* veröffentlicht (Greiffenhagen, et al., 2019 b). Weitere Publikationen der hier nicht beschriebenen Anwendung des CLIV-Systems an einer offenen Flamme (Brenner I) finden sich in (Greiffenhagen, et al., 2018 a) und (Greiffenhagen, et al., 2018 b).

8.3.1 Zeitaufgelöste Messung der Flammenfront während eines Zündvorganges

Bei der punktuellen Erfassung von Dichteoszillationen mittels Einpunkt-LIV muss eine von den einzelnen Messpositionen unabhängige Periodizität vorausgesetzt werden, entsprechend derer die einzelnen Positionen zeitlich zueinander korreliert werden können. Da jede Messposition zu einem anderen Zeitpunkt aufgenommen wurde und die Dichteoszillationen der Flamme hochgradig turbulentes Verhalten aufweisen, kann eine Korrelation nur über phasengemittelte Daten durchgeführt werden, um so die stochastischen Fluktuationen zu unterdrücken. Für das LIV wurde dafür der Sirenentrieger verwendet (siehe Abbildung 40), der sich im zeitlichen Mittel ergebende Phasenversatz zwischen Trigger und Oszillationsamplitude entspricht dabei der verstrichenen Zeit zwischen der Anregung durch die Sirenen und dem Eintreffen der Störung an der untersuchten Messposition. Eine instationäre zeitliche Korrelation von Vorgängen, welche keinerlei Periodizität aufweisen, lässt sich jedoch nur durch gleichzeitiges Erfassen des gesamten Bereiches realisieren, also durch ein Sensorarray wie es in der Hochgeschwindigkeitskamera des CLIV-Systems verwendet wird.

Um nun einen derartigen aperiodischen Vorgang hoher Instationarität zu generieren, wurde die Brennkammer (Brenner II) mit einem Methan-Luft Gemisch gefüllt und anschließend stromab am Brennkammeraustritt, etwa 600 mm vom Gesichtsfeld der Hochgeschwindigkeitskamera entfernt,

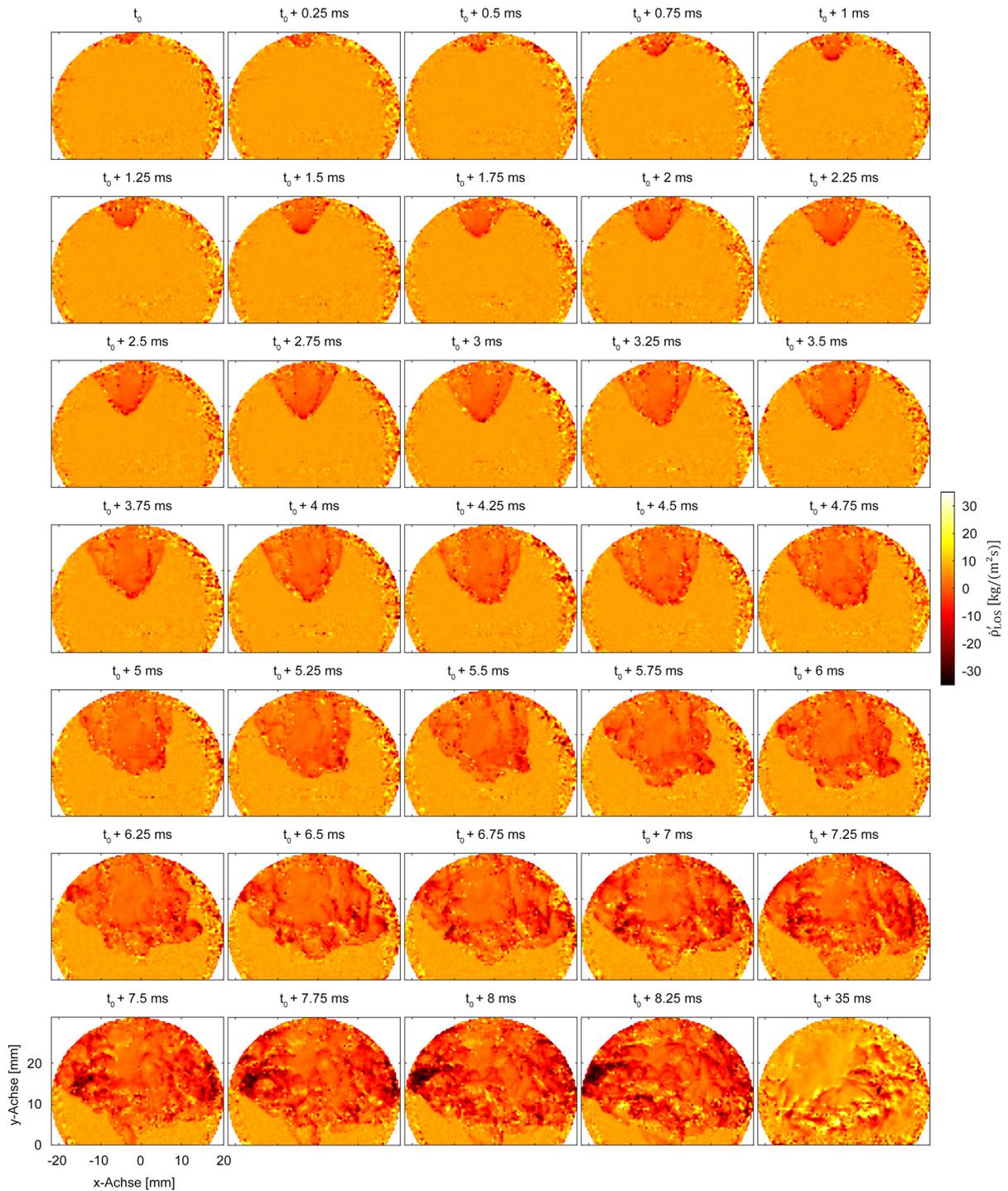


Abbildung 67: Zeitliche Abfolge der LOS-Dichtefluktuationen innerhalb des Quarzglaszylinders während eines Zündvorganges. Etwa 35 ms nachdem die Flamme das Messvolumen erreicht, liegt eine stabile Flamme vor. Die dargestellten Abbildungen wurden bereits vorab publiziert (Greiffenhagen, et al., 2019 b).

gezündet. Da die Annahme rotationssymmetrischer Daten nicht mehr gültig ist, können nur LOS-Daten dargestellt werden. So wurden die integralen Dichtefluktuationen entlang des Sehstrahls für jede

einzelne Aufnahme nach Gleichung (4.15) berechnet. Die Flammenfront wurde durch einen Schwellwert detektiert und für Messpositionen innerhalb dieser wurde eine mittlere Gladstone-Dale Konstante aus Reaktanten und Produkten verwendet. Im noch unverbrannten Bereich außerhalb der Flammenfront liegen nur Reaktanten mit der entsprechenden Gladstone-Dale Konstante vor. Bis das gesamte Brennkammervolumen von der Flamme erfasst wurde, passieren Teile des Strahles immer auch

Teilvolumina in denen reine Reaktanten vorliegen. Jedoch kann die so verursachte Unsicherheit aus zweierlei Gründen vernachlässigt werden: in Zonen reiner Reaktanten liegen kaum Dichtefluktuations vor, wodurch auch der Beitrag zum integralen Messsignal vernachlässigt werden kann. Das gemessene CLIV-Signal wird also größtenteils in der Reaktionszone generiert. Außerdem beträgt der Unterschied der Gladstone-Dale Konstante von Reaktanten und Produkten bei dem vorliegenden Äquivalenzverhältnis von 0.88 lediglich 1.2 %. Werden also nur Dichtefluktuations aus den Rohdaten des CLIV berechnet, ist es ausreichend mittlere LOS-Werte für die Gladstone-Dale Konstante zu verwenden.

Für die in Abbildung 67 dargestellte zeitliche Abfolge der Dichtefluktuations wurde jede 50. Aufnahme geplottet, das entspricht einem zeitlichen Versatz von 250 μs zwischen den einzelnen Bildern. Im Bereich der Flammenfront führt die Volumenänderung aufgrund der Wärmefreisetzung zu einer rapiden Abnahme der Dichte, mit Maximalwerten der LOS-Fluktuation von über 30 $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, visualisiert durch den roten Bereich in Abbildung 67. Die Aufnahmen zeigen eine kompakte Flammenfront, welche sich ungestört bis zu einem Zeitpunkt von etwa $t_0 + 4$ ms stromauf ausbreitet. Aus dem zurückgelegten Weg zwischen t_0 und $t_0 + 4$ ms lässt sich eine mittlere Flammenfrontgeschwindigkeit von etwa 4.3 m/s berechnen. Danach beginnt das verdrallte Luft-Methan Gemisch an der Brenneraustrittsdüse die Flammenfront allmählich aufzureißen und damit die reaktive Oberfläche zu vergrößern. Dies führt zu einer stark erhöhten Reaktionsrate, wodurch in kurzer Zeit nahezu das gesamte Messvolumen von der Flammenfront erfasst wird. Ab etwa $t_0 + 7$ ms beginnt die Flammenfront direkt mit der Austrittströmung des Brenners zu interagieren, indem sie sich an die Austrittsdüse anlegt und sich kreisförmig um selbige bewegt. Nach ca. 35 ms ab der ersten dargestellten Aufnahme, hat sich die Flamme weitestgehend stabilisiert. Dabei zeigt sich die Reaktionszone abgehoben von der Brenneraustrittsdüse. Auch sind nun ebenfalls Dichtezunahmen aufgrund von fluktuierender Wärmefreisetzung ersichtlich (gelbe Bereiche), während des Zündvorganges hingegen treten hauptsächlich Dichteabnahmen aufgrund volumetrischer Expansion auf. Ab $t_0 + 7.5$ ms kann eine beginnende Asymmetrie der Flamme beobachtet werden. Diese Schiefe könnte Hinweis auf eine helixartige Verdrallung der Flamme sein, wie sie sehr oft in drallstabilisierten Flammen beobachtet werden kann (Candel, et al., 2014).

8.3.2 Bestimmung der Wärmefreisetzungszillationen einer optisch zugänglichen Brennkammer an Brenner II

Ähnlich wie in den in Kapitel 7.3.1 diskutierten Daten, werden nun die quantitativ mittels CLIV bestimmten Wärmefreisetzungszillationen an Brenner II mit den Ergebnissen aus OH*-Chemilumineszenzmessungen mittels Photomultiplier validiert. Der Brenner wurde dabei mit einer Quarzglas Brennkammer und einer zusätzlichen Verlängerung in Form eines zylindrischen Rohres betrieben, um akustische Resonanz und damit erhöhte Oszillationsamplituden zu erzwingen (Abbildung 68). Aufgrund der enorm verkürzten Messdauer konnte nicht nur ein Betriebspunkt vermessen, sondern die Übertragungsfunktion des Brenners mit Sirenenfrequenzen von 125 Hz bis 400 Hz in 25 Hz Schritten ermittelt werden. Zusätzlich waren aus bereits zuvor durchgeführten LIV- und OH*-Chemilumineszenzaufnahmen mittels bildverstärkter Kamera Referenzdaten bei einer Sirenenfrequenz von 220 Hz verfügbar, somit wurde auch für diesen Betriebspunkt eine Messung mittels CLIV durchgeführt.

Der Betriebspunkt des Brenners II entsprach dem in Kapitel 6.3 beschriebenen Zustand, bei einer thermischen Leistung von 3.4 kW und einem mittleren Äquivalenzverhältnis von 0.88, wobei Methan und Luft bereits vor Eintritt in den Brenner vorgemischt wurden. Eine der Zielsetzungen bei der Entwicklung von Brenner II war es, die Rotationssymmetrie der Flamme so gut als möglich auszubilden und damit systematische Abweichungen bei der Berechnung der Abel-Transformation zu minimieren. Dies wurde unter anderem durch großzügige Beruhigungsvolumina realisiert. Aufgrund der somit erreichten Vergleichmäßigung der Strömungsverhältnisse zeigt sich der Brenner auch weniger anfällig für Störungen der axialen Methan-Luft Zufuhr durch die Sirene. Die Wärmefreisetzungszillationen, deren Berechnung gemäß Kapitel 7.3.1 mit LIV und Photomultiplier bei einer Frequenz von 220 Hz durchgeführt wurde, resultierten in 69 W (Photomultiplier) bzw. 73 W (LIV). Durch das Aufsetzen der Brennkammer konnten die Wärmefreisetzungszillationen durch die Rückkopplung von Druckschwankungen erhöht werden. Einen qualitativen Verlauf der durch den Photomultiplier aufgenommenen Oszillationsspektren des Brenners II mit aufgesetzter Brennkammer bei 125 Hz, 225 Hz und 300 Hz Sirenenfrequenz zeigt Abbildung 69. Erfolgt die Anregung mit Frequenzen abseits des resonanten Bereiches, der in etwa zwischen 210 Hz und 290 Hz liegt, reagiert die Flamme nur äußerst schwach bis gar nicht auf Störungen.

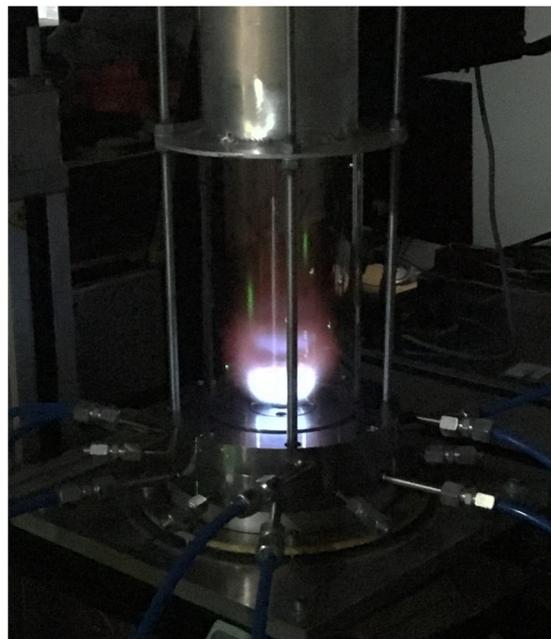


Abbildung 68: Brenner II mit Quarzglaszylinder und aufgesetzter Brennkammer. Durch das zusätzliche zylindrische Rohr konnten Resonanzen und damit höhere Wärmefreisetzungsschwankungen erzwungen werden.

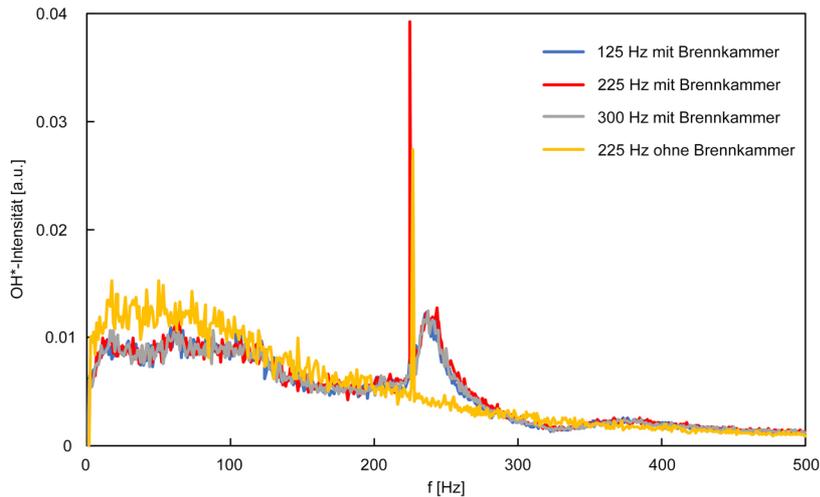


Abbildung 69: Mittels Photomultiplier aufgezeichnetes globales OH*-Spektrum bei einer Sirenenanregung von 125 Hz, 225 Hz und 300 Hz mit aufgesetzter Brennkammer. Wird die Flamme ohne Brennkammer betrieben, zeigen sich keinerlei Resonanzerscheinungen.

Zusätzlich ist auch noch das Spektrum der OH*-Intensität für die offene Flamme, bei einer Sirenenfrequenz von ebenfalls 225 Hz, geplottet. Ohne Brennkammer zeigt die Flamme keinerlei Resonanzerscheinungen im angesprochenen Frequenzbereich, auch die Amplitude der globalen Oszillation ist deutlich geringer, dafür liegen bis etwa 110 Hz größere Schwankungen vor. Die offene Flamme weist eine ähnliche Tiefpasscharakteristik auf (Baillot, et al., 1992), wie sie bereits bei Brenner I gefunden wurde (Abbildung 45).

Um die aus den CLIV-Messungen gewonnenen Rohdaten quantitativ auszuwerten, wurden spektroskopische Untersuchungen, gemäß dem in Kapitel 5.4.3 beschriebenen Verfahren zur Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses und Hintergrundschlieren-Aufnahmen (Kapitel 5.5) zur Temperaturbestimmung, durchgeführt. Dabei zeigte sich eine leichte Abhängigkeit der Flammenform von der Anregungsfrequenz der Sirene. So wurden auch die Hintergrundschlieren-Aufnahmen für jede der untersuchten Frequenzen aufgezeichnet und ausgewertet, um eine möglichst exakte Berechnung der Wärmefreisetzungsozillationen zu ermöglichen.

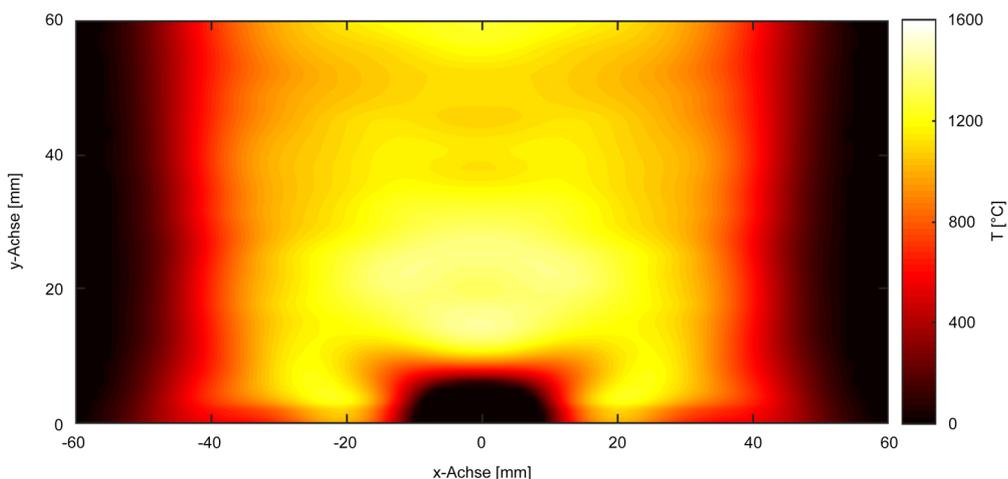


Abbildung 70: Temperaturfeld des Brenners II mit aufgesetzter Brennkammer bei einer Sirenenfrequenz von 225 Hz aus Hintergrundschlieren-Aufnahmen. Aufgrund einer schwachen Abhängigkeit der Flammenform von der Sirenenfrequenz, wurde das Temperaturfeld für alle untersuchten Anregefrequenzen aufgenommen. Der Innere Durchmesser des Quarzglaszylinders liegt bei ± 57 mm.

Abbildung 70 zeigt die resultierende Temperaturverteilung innerhalb der Brennkammer bei einer Sirenenfrequenz von 225 Hz. Die maximale gemessene Temperatur im Zentrum der Flamme liegt bei etwa 1550 °C, während die adiabate Verbrennungstemperatur einer Methanflamme bei einem Äquivalenzverhältnis von 0.88 bei etwa 1800 °C erreicht. Die Differenz aus theoretischer und tatsächlich gemessener Temperatur lässt sich auch hier größtenteils durch den Transport von Kühlluft in die Reaktionszone erklären. Diese ist notwendig, um den Quarzglaszylinder vor Hitzeschäden zu bewahren. Die Effektivität der Kühlung des brennkammerbegrenzenden Quarzglases zeigt sich auch durch den Temperaturabfall ab einer radialen Position von etwa $x = \pm 45$ mm. Innerhalb der Kühlluftströmung bei $x = \pm 55$ mm liegt die Temperatur im Bereich von 90 °C. Trotzdem wurde bei Messungen der Glastemperatur mittels Thermographiekamera ein Maximalwert von 250 °C bestimmt, da das Glas zusätzlich durch Wärmestrahlung erwärmt wird. Für die hier diskutierte Konfiguration des Brenners liegen keine Messungen der Strahlungsleistung vor, doch ist aus Messungen an der offenen Flamme bekannt, dass etwa 5 % bis 6 % der Wärmezufuhr in Form von Strahlung abgegeben werden. Das entspricht einer Strahlungsleistung von etwa 180 W. Abschätzungen des Wärmeeintrages bei der Auslegung des Brenners resultierten in einer maximalen Strahlungsleistung von 260 W (March, 2017).

Die in Abbildung 69 dargestellten Spektren des Photomultipliers bei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen der Sirene deuten bereits ein geringes Signal-zu-Rausch Verhältnis für Sirenenfrequenzen abseits der Brennkammerresonanz an. Um dennoch aussagekräftige Daten zu ermitteln, wurde eine Aufnahmedauer von 7 x 9 Sekunden gewählt. Bei einer Bildrate von 200 kHz entspricht das 12.4e+06 Samples je Pixel. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Parameter der Messungen finden sich in Tabelle 8.

Tabelle 8: Zusammenfassung der wichtigsten Parameter der Messung an Brenner II mit aufgesetztem Quarzglas und Brennkammer.

untersuchte Flamme	Brenner II, mit Brennkammer
räumliche Auflösung	0.47 x 0.47 mm ²
Strahldurchmesser	71
Größe Messfeld (x-, y-Achse)	110 x 110 Positionen
Abtastrate	200000 Samples/Sekunde
Messdauer	63 s
Blocklänge FFT	200000 Samples
Frequenzauflösung	1 Hz
mittleres Äquivalenzverhältnis	~0.88
thermische Leistung	3.44 kW
Sirenenfrequenz	125 Hz - 400 Hz, $\Delta f = 25$ Hz

8.3.2.1 Globale Daten

Die Auswertung der globalen Daten erfolgte anhand des in Kapitel 8.2 beschriebenen Ablaufs, die Demodulation des Rohsignals, bestehend aus Einzelaufnahmen des Interferenzsignals, wurde von Dipl.-Ing. Johannes Gürtler an der TU-Dresden durchgeführt. Nachdem der zeitliche Verlauf der Dopplerfrequenzverschiebungen über den gesamten Bildbereich der Kamera bereitgestellt war, begann die Auswertung der Daten durch den Autor dieser Arbeit mit der Berechnung der Frequenz- und Kreuzkorrelationsspektren für jedes Kamerapixel. Aufgrund der enormen Datenmenge wurden die Zeitverläufe des Dopplersignals bereits an der TU-Dresden in Abschnitte mit je einer Sekunde Aufnahmedauer und einer Größe von etwa 9.5 Gigabyte zerlegt, um eine weitere Verarbeitung mit gewöhnlichen Computersystemen überhaupt erst zu ermöglichen. Entsprechend der Aufnahmedauer von 63 Sekunden ergeben sich etwa 600 Gigabyte an Zeitsignalen je Betriebspunkt. Limitiert durch den Arbeitsspeicher des bei der Auswertung verwendeten Computers, konnten vier Prozessorkerne parallel genutzt werden, um je einen Block von einer Sekunde Aufnahmedauer innerhalb von etwa 70 Minuten zu verarbeiten. Die Berechnung der Fourier- und Korrelationspektren je Betriebspunkt konnten so in etwa 18.5 Stunden je Betriebspunkt abgeschlossen werden. Bei 13 Betriebspunkten lag damit die

Gesamtdauer der Berechnungen bei etwa zehn Tagen. Bedingt durch die hohe Bildrate der Kamera ergaben sich also beachtenswerte Datenmengen und Verarbeitungszeiten.

Wie bereits bei den Untersuchungen mittels LIV, wurde nach der Berechnung der Spektren nur die Frequenz der Sirenenanregung weiterverarbeitet. Um dennoch einen qualitativen Vergleich der globalen Daten von CLIV und Photomultiplier über einen Frequenzbereich von 0 Hz bis 500 Hz zu ermöglichen, zeigt Abbildung 71 das auf die maximale Amplitude normierte Rohspektrum des Photomultipliers in Blau und das Spektrum der phasenrichtigen Summe der Dopplerfrequenzverschiebungen aller Pixel des CLIV gemäß:

$$\tilde{f}_D(f) = \frac{1}{\tilde{f}_{D,max}} \left| \sum_x \sum_y \tilde{f}_D(x, y, f) e^{i\varphi(x,y,f)} \right| \quad (8.2)$$

in Rot. Beispielhaft ist hier das Spektrum für eine Sirenenfrequenz von 225 Hz dargestellt. Die mit CLIV ermittelten und normierten globalen Werte sind durchwegs niedriger als die des Photomultipliers. Jedoch wurden lediglich Rohdaten ohne Gewichtung durch lokale mittlere Dichte und Isentropenexponenten betrachtet, daher handelt es sich bei Abbildung 71 um einen Vergleich qualitativer Natur.

Wird von einer homogenen Gladstone-Dale Konstante über das gesamte Feld ausgegangen, stellen die CLIV-Daten ein den Dichtefluktuationen proportionales Signal dar, während die Rohdaten des Photomultipliers bereits eine Proportionalität zu Wärmefreisetzungsschwankungen aufweisen. Die zu geringen Amplituden über den gesamten Frequenzbereich können auch durch eine zu hohe Amplitude des CLIV-Rohspektrums bei 225 Hz bedingt sein, da dieser Wert für die Normierung des restlichen Spektrums verwendet wird. Der dargestellte Vergleich zeigt jedoch, dass die zeitgleiche Erfassung des gesamten Feldes mittels CLIV auch abseits der Anregungsfrequenz der Sirene zu plausiblen globalen Daten führt und eine schnelle qualitative Analyse des Dichteoszillationsspektrums der Flamme problemlos durchgeführt werden kann.

Das eigentliche Ziel dieses Versuches war es jedoch die Wärmefreisetzungssoszillationen der Flamme an der Anregungsfrequenz der Sirene quantitativ zu bestimmen und so eine Übertragungsfunktion zur Charakterisierung der Brennkammer zu erstellen. Dafür wurden die CLIV-Daten an der jeweiligen Anregungsfrequenz der Sirene von 125 Hz bis 400 Hz gemäß der in Kapitel 8.2.2 beschriebenen Vorgehensweise ausgewertet. Stellt man die so berechneten Daten jenen aus den synchron

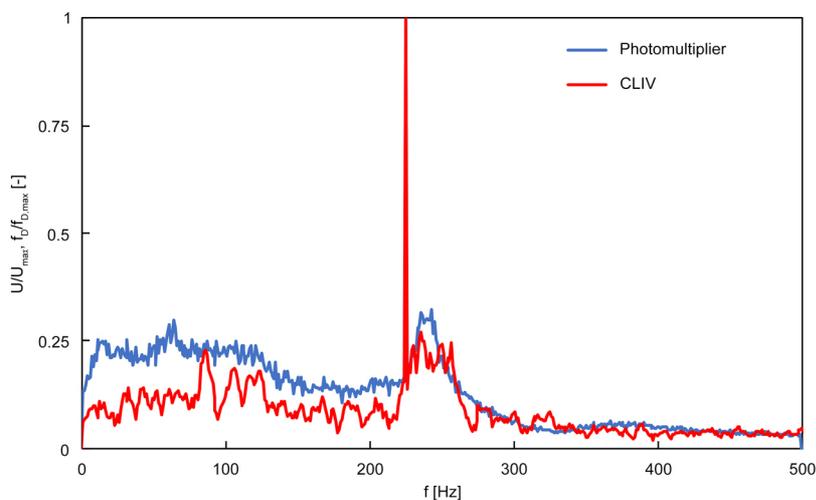


Abbildung 71: Normierte Spektren der Rohsignale des Photomultipliers und der phasenrichtigen Summe aller Pixel des CLIV bei einer Sirenenfrequenz von 225 Hz.

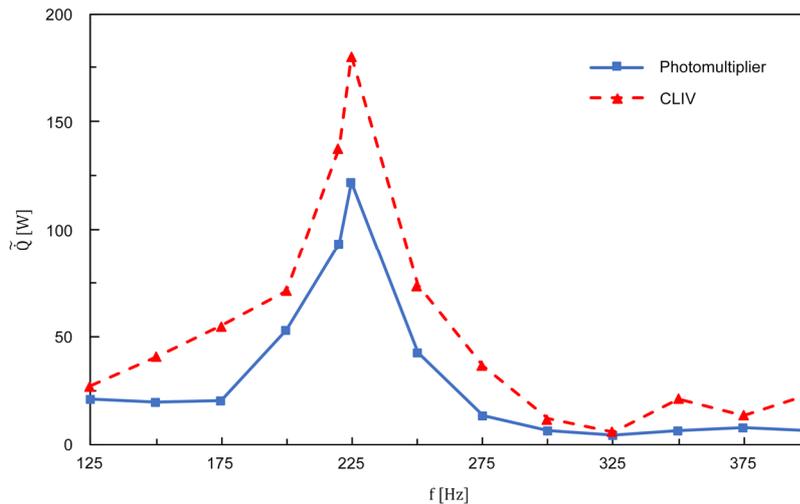


Abbildung 72: Übertragungsfunktion der globalen Wärmefreisetzungsszillationsamplituden aus Photomultiplier- und CLIV-Messungen. Die Sirenenfrequenz wurde in 25 Hz Schritten von 125 Hz bis zu 400 Hz erhöht. Nahezu über den gesamten Bereich zeigen die Ergebnisse aus den Photomultiplermessungen deutlich geringere Amplituden. Die dargestellte Abbildung wurde bereits vorab publiziert (Greiffenhagen, et al., 2019 b).

aufgezeichneten OH*-Chemilumineszenzdaten gewonnenen Wärmefreisetzungsszillationen gegenüber, ergibt sich der in Abbildung 72 dargestellte Verlauf.

Entgegen den aus den LIV-Daten gewonnenen globalen Wärmefreisetzungsszillationen der offenen Flamme des Brenners I (Kapitel 7.3.1.1, Abbildung 49), liegen die Ergebnisse aus den CLIV-Messungen an beinahe allen angeregten Frequenzen über jenen des Photomultipliers. Die Suche nach den Ursachen für die zu hohen Amplituden der Wärmefreisetzungsschwankungen aus den CLIV-Messungen gestaltete sich aufgrund der komplexen Auswertung der Rohdaten als schwierig. Auch die grundsätzliche Frage, ob die durch das CLIV-System erfassten Brechungsindexschwankungen korrekt sind, musste, obwohl natürlich im Vorfeld bereits Validierungsmessungen an der TU-Dresden durchgeführt wurden, geklärt werden. So wurde eine erneute Validierung an der TU-Dresden durchgeführt, indem ein transparenter Keil mit bekanntem Brechungsindex mit einer Geschwindigkeit von 8 mm/s durch das Messvolumen des CLIV bewegt wurde. Aufgrund der durch die Bewegung hervorgerufenen zeitlichen Änderung der Dicke des Keiles, ergibt sich gemäß $L_{opt} = \int_z n dz$ auch eine Änderung des optischen Weges, der vom CLIV erfasst wird. Gemittelt über den gesamten Bereich im Messvolumen ergab sich dabei eine

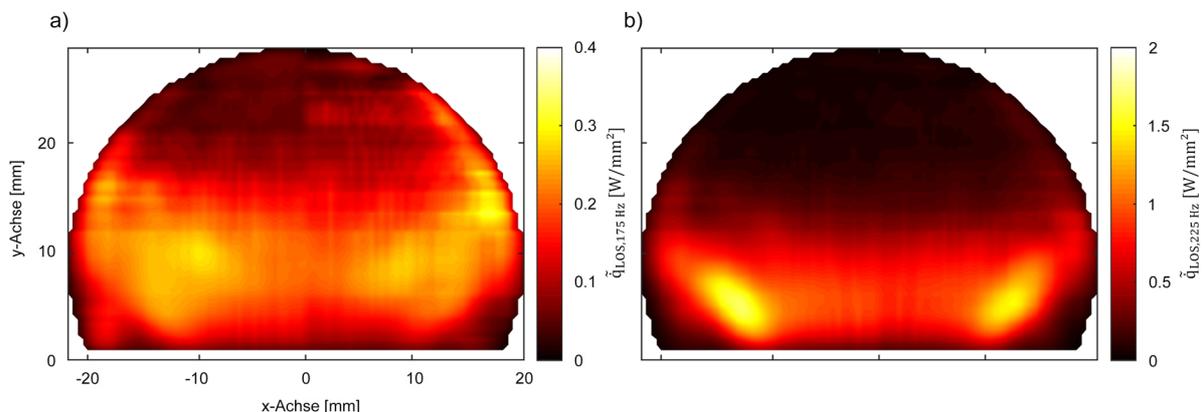


Abbildung 73: a) LOS-Wärmefreisetzungsszillationen bei einer Sirenenfrequenz von 175 Hz. Aufgrund der Maskierung von Bereichen mit geringem Signal-zu-Rausch Verhältnis, ist der fluktuierende Bereich größer als das effektive Gesichtsfeld der Kamera. Dadurch werden Teile der Oszillationen nicht in den Berechnungen berücksichtigt, zusätzlich ergeben sich Fehler bei der Ausführung der Abel-Transformation wenn der Randbereich nicht gegen Null konvergiert. **b)** Die LOS-Wärmefreisetzungsszillationen bei einer Sirenenfrequenz von 225 Hz weisen eine weit kompaktere Form aus, wodurch der gesamte Bereich der Oszillationen erfasst werden konnte.

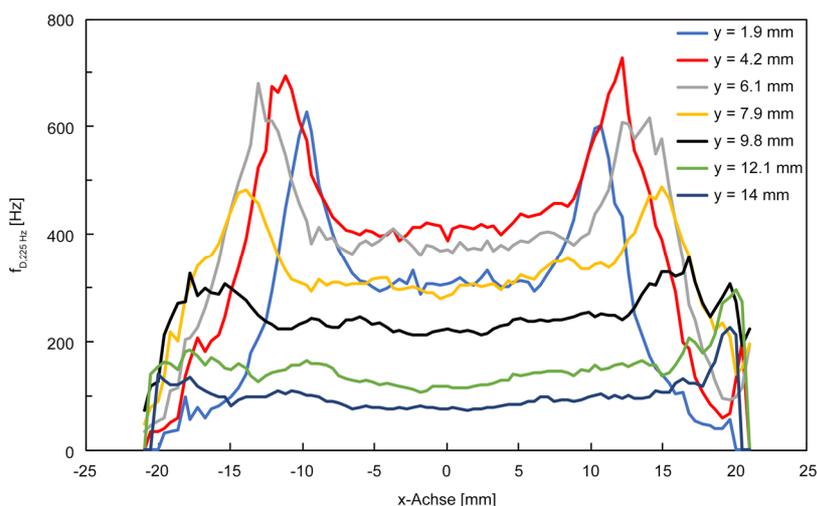


Abbildung 74: Schnitt durch die LOS-Dopplerfrequenzverschiebungen bei 225 Hz Sirenenfrequenz entlang der x-Achse auf unterschiedlichen Höhen (y-Achse). Die Verteilung der Dopplerfrequenzverschiebungen auf der x-Achse weist eine in hohem Maße rotationssymmetrische Verteilung auf.

Abweichung von lediglich 2 % zum theoretisch zu erwartenden Wert der Dopplerfrequenzverschiebung. Somit war die Zuverlässigkeit des CLIV-Systems und die Demodulation der Intensitätssignale der Hochgeschwindigkeitskamera abermals bestätigt.

In weiterer Folge wurde das Augenmerk auf die weitere Auswertung der bereits an der TU-Dresden demodulierten Daten gelegt. Als erstes zeigte sich dabei, dass durch die Maskierung des Gesichtsfeldes Betriebspunkte, an denen sich die Wärmefreisetzungssoszillationen über einen größeren Bereich erstrecken, teilweise nicht vollständig erfasst werden konnten. So wiesen Oszillationen bei Betriebspunkten mit einer Sirenenanregung nahe der Resonanzfrequenz der Brennkammer (200 Hz bis 250 Hz) eine kompakte Form auf, während sich die von Wärmefreisetzungsschwankungen betroffenen Zonen abseits der Resonanz sowohl lateral als auch axial über einen weiteren Bereich erstreckten. Abbildung 73 zeigt die LOS-Wärmefreisetzungssoszillationen bei einer Sirenenfrequenz von 175 Hz in a) und für 225 Hz in b). Wird, wie für den Fall bei 175 Hz in Abbildung 73 a), nicht die gesamte Zone schwankender Wärmefreisetzung erfasst, führt dies zu falschen globalen Ergebnissen aufgrund fehlender Werte. Wie bereits in der Diskussion der Ergebnisse aus den LIV-Messungen der offenen Flamme an Brenner I gezeigt wurde, ist es durchaus möglich, dass die globalen Oszillationen bei einem zu kleinen Gesichtsfeld in zu hohen Amplituden resultieren, wenn Zonen gegenphasiger Oszillation nicht vom LIV/CLIV erfasst werden. Zusätzlich ergeben sich aber auch Fehler bei der Berechnung lokaler Daten durch die Abel-Transformation, wenn Werte am Rand des zu transformierenden Feldes nicht gegen Null streben (vgl. (Pretzler, et al., 1992)). Auch zeigt sich in Abbildung 73, dass die LOS-Oszillationen bei 175 Hz in geringerem Maße rotationssymmetrisch verteilt sind als bei 225 Hz, wodurch ebenfalls mit systematischen Abweichungen bei der Berechnung lokaler Daten gerechnet werden muss.

Nahe der Resonanzfrequenz treten die angesprochenen Probleme allerdings nur in sehr begrenztem Umfang auf. Um die Symmetrie der LOS-integrierten Dopplerfrequenzverschiebungen bei 225 Hz Sirenenanregung zu überprüfen, zeigt Abbildung 74 einen Schnitt entlang der x-Achse auf unterschiedlichen Höhen (y-Achse). Der dargestellte Bereich entspricht dabei der Reaktionszone (siehe Abbildung 73 b). Wenn auch nicht perfekt, so weisen die Dopplerfrequenzverschiebungen doch eine nahezu symmetrische Verteilung auf. Werden lokale Daten aus den LOS-Daten der linken bzw. rechten Seite der Symmetrieachse des dargestellten Bereiches ($x = 0$ bis $x = 22$ mm, $y = 0$ bis $y = 14$ mm) berechnet, beträgt die mittlere Abweichung zu den aus deren Mittelwert berechneten lokalen Daten 4.1 %. Daraus kann geschlossen werden, dass der in Abbildung 72 zu erkennende Offset der aus den

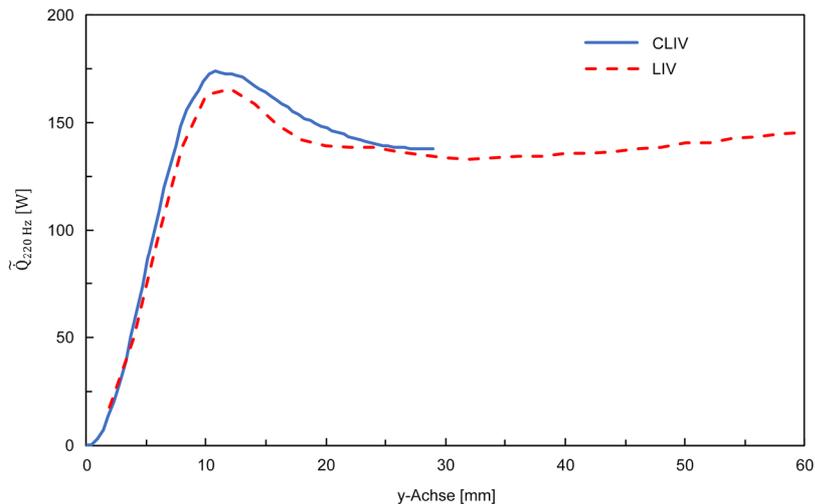


Abbildung 75: Verlauf der summierten Wärmefreisetzungsoszillationen bei einer Sirenenfrequenz von 220 Hz aus CLIV- und LIV-Messungen. Mit steigender lateraler Ausdehnung des fluktuierenden Bereiches, führt das etwas zu kleine Sichtfenster der Hochgeschwindigkeitskamera zu Abweichungen der beiden Messverfahren. Insgesamt zeigt sich jedoch eine gute Übereinstimmung.

CLIV-Daten berechneten Wärmefreisetzungsoszillationen in einer anderen Ursache begründet liegen muss.

Wie eingangs bereits erwähnt, wurden auch LIV-Messungen an Brenner II mit aufgesetzter Brennkammer bei 220 Hz Sirenenfrequenz und identen Massenströmen wie in den CLIV-Untersuchungen durchgeführt. Die daraus gewonnenen Daten können als Referenz für die Ergebnisse aus den CLIV-Aufzeichnungen bei 220 Hz genutzt werden. Das Verfahren wurde bereits in Kapitel 7.3.1 bzw. in (Greiffenhagen, et al., 2019 a) verifiziert und kann als verlässlich eingestuft werden. Auch wurde der hier untersuchte Betriebspunkt ohne Brennkammer ebenfalls mittels LIV untersucht. Dabei zeigte sich eine gute Übereinstimmung zwischen Photomultiplier und LIV, mit einer globalen Wärmefreisetzungsoszillationsamplitude von 69 W aus Photomultiplier- und 73 W aus LIV-Messungen bei 220 Hz Sirenenanregung.

Werden die globalen Daten der LIV-Messungen mit aufgesetzter Brennkammer direkt mit jenen des CLIV verglichen, ist zu beachten, dass das effektive Sichtfeld der Kamera nach der Maskierung bis zu einer Höhe von 30 mm reicht, während die LIV-Aufnahmen bis zu einer maximalen y-Position von 60 mm durchgeführt wurden. Linien oberhalb der Reaktionszone erfassen, wie bereits diskutiert, den konvektiven Transport von Dichtegradienten und resultieren in zu hohen globalen Oszillationsamplituden, wenn die betroffenen Bereiche nicht durch einen Schwellwert maskiert werden. Um also eine bessere Vergleichbarkeit von LIV und CLIV zu ermöglichen, zeigt Abbildung 75 den Verlauf der Oszillationsamplituden von LIV und CLIV bei 220 Hz Sirenenanregung, summiert über die Höhe (y-Achse). Die CLIV-Daten zeigen dabei etwas höhere Werte mit einer maximalen Abweichung von 6 % bei einer Höhe von 16 mm (y-Achse). Es ist davon auszugehen, dass die Differenz durch das geringfügig zu kleine effektive Sichtfeld der Kamera in lateraler Richtung bedingt ist. So nimmt die Abweichung mit steigendem Durchmesser der Wärmefreisetzungsoszillationen zu, während bei niedrigeren Positionen beide Messverfahren in nahezu identen Werten resultieren. Auch zeigt sich, dass es im Falle der CLIV-Messungen nicht notwendig ist das Messfeld durch einen Schwellwert zu maskieren, da das Sichtfeld der Kamera gerade noch ausreichend ist, um die Wärmefreisetzungsoszillationen bei 220 Hz Sirenenanregung zu erfassen.

Aus den, durch den Vergleich mit den Ergebnissen der LIV-Messungen an Brenner II mit aufgesetzter Brennkammer, gewonnenen Erkenntnissen, lässt sich nun schließen, dass auch die Auswertelgorithmen für die CLIV-Daten fehlerfrei sind. Die Ursache für die Abweichung der globalen Wärmefreisetzungsoszillationen aus Photomultiplier und CLIV-Messungen muss demnach also in der

interferometrischen Messmethodik begründet sein. Dies wird nun in den folgenden Abschnitten diskutiert, wobei hierfür zusätzlich zur CLIV-Messung am Brenner II mit aufgesetzter Brennkammer eine zweite Messung gemeinsam mit den Kollegen der TU-Dresden durchgeführt wurde, welche die drallstabilisierte Flamme ohne Brennkammer untersuchte.

Für die Berechnung von Wärmefreisetzungsfluktuationen aus den durch das LIV/CLIV erfassten Fluktuationen des Brechungsindex sind eine Reihe von Annahmen notwendig, die bereits in Kapitel 4.2 detailliert diskutiert wurden. So wird davon ausgegangen, dass die Druckschwankungen im Reaktionsbereich vernachlässigt werden können, viskose Reibungseffekte kaum Wärme in das Messvolumen einbringen und auch die Wärmeleitung nicht nennenswert zu den erfassten Dichteänderungen beiträgt. Die Richtigkeit dieser Überlegungen konnte teils empirisch, teils durch theoretische Überlegungen bestätigt werden, womit eine Vereinfachung von Gleichung (4.16) innerhalb der Reaktionszone genutzt werden kann, welche die substantielle Änderung der Dichtefluktuationen auf die substantielle Änderung der Wärmeschwankungen im Messvolumen gemäß $\frac{d\rho'}{dt} = -\frac{(\kappa-1)\rho}{\kappa p} \frac{dq'_v}{dt}$ bezieht und konvektive Effekte vernachlässigt.

Da das durch den Laserstrahl des LIV/CLIV geformte Messvolumen ein ortsfestes, Eulersches System bildet, ist auch der konvektive Transport von Gradienten über die Grenzen des Systems zu beachten. Dies führt zu einer Überlagerung von lokalen und konvektiven Effekten, welche integral erfasst und nicht mehr getrennt werden können. Um aber Wärmefreisetzungschwankungen zu berechnen, muss davon ausgegangen werden, dass der konvektive Term der substantiellen Ableitung $\frac{d\rho'}{dt} = \frac{\partial\rho'}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\rho'$ innerhalb der Reaktionszone vernachlässigbar ist und die Ursache der vom LIV/CLIV detektierten Änderung der Dichte nur in der zeitlichen Änderung $\frac{\partial\rho'}{\partial t}$ im Messvolumen begründet liegt. Dies wiederum setzt voraus, dass die substantielle Ableitung der Wärmeschwankung $\frac{dq'_v}{dt} = \frac{\partial q'_v}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)q'_v$ nur durch die partielle (zeitliche) Ableitung der Wärme beeinflusst wird, also der konvektive Wärmetransport innerhalb der Reaktionszone vernachlässigbar ist. Somit können die vom LIV/CLIV erfassten Änderungen der Dichteschwankung in Zusammenhang mit der lokalen Änderung der Wärmeschwankung \dot{q}'_v im Messvolumen gebracht werden. Diese entspricht der zeitlichen Änderung der Reaktionsrate, also den Schwankungen in der Wärmefreisetzung. Gemäß Gleichung (4.27) ergibt sich damit der in der Auswertung der LIV-/CLIV-Daten verwendete Zusammenhang $\frac{\partial\rho'}{\partial t} = -\frac{(\kappa-1)\rho}{\kappa p} \dot{q}'_v$.

In Kapitel 7.3.1.1 wurde bereits eine ähnliche Diskussion geführt, jedoch verursachte bei der Untersuchung der offenen Flamme lediglich der konvektive Transport von Dichtegradienten außerhalb der Reaktionszone eine Verfälschung der globalen Ergebnisse, während selbiger innerhalb der Flamme nur untergeordnet zu den erfassten Dichtefluktuationen beitrug. Im Falle der mit aufgesetzter Brennkammer untersuchten Flamme scheint dieser Effekt jedoch zu einer drastisch überhöhten Berechnung globaler Fluktuationen zu führen, auch wenn bei der Auswertung der CLIV-Daten Bereiche außerhalb der Reaktionszone maskiert werden. Eine Erklärung dieser Diskrepanz aus Messungen mit bzw. ohne Brennkammer konnte schlussendlich durch eine Gegenüberstellung der auf den Sirenentrigger bezogenen LOS-Phasenverläufe bei einer Sirenenfrequenz von 220 Hz gefunden werden. Abbildung 76 a) und b) stellen die ortsaufgelöste Phase der Wärmefreisetzungsoszillationen bei 220 Hz mit aufgesetzter Brennkammer bei 45° und 247.5° relativ zum Sirenentrigger dar. Bei 45° zeigt sich, visualisiert durch den Modulo 2π Phasensprung, eine M-förmige Front identer Phasen. Diese propagiert stromab und erfährt durch das in der Brennkammer vorherrschende Strömungsfeld eine starke Deformation. So wird die anfangs noch flache, M-förmige Struktur in den lateralen Bereichen aufgrund der durch die Rezirkulationszone bedingten Geschwindigkeitsgradienten zwischen achsnahen und achsfernen (lateralen) Positionen aufgerollt (siehe Abbildung 9). Daraus kann für den Fall des Brenners II mit aufgesetzter Brennkammer auf eine ausgeprägte Rezirkulationszone geschlossen werden. Betrachtet man hingegen den Verlauf konstanter Phasen im Brenner II ohne Brennkammer in Abbildung 76 c) bei 45° und d) 247.5° nach dem Sirenentrigger, zeigt sich eine nahezu ungestörte

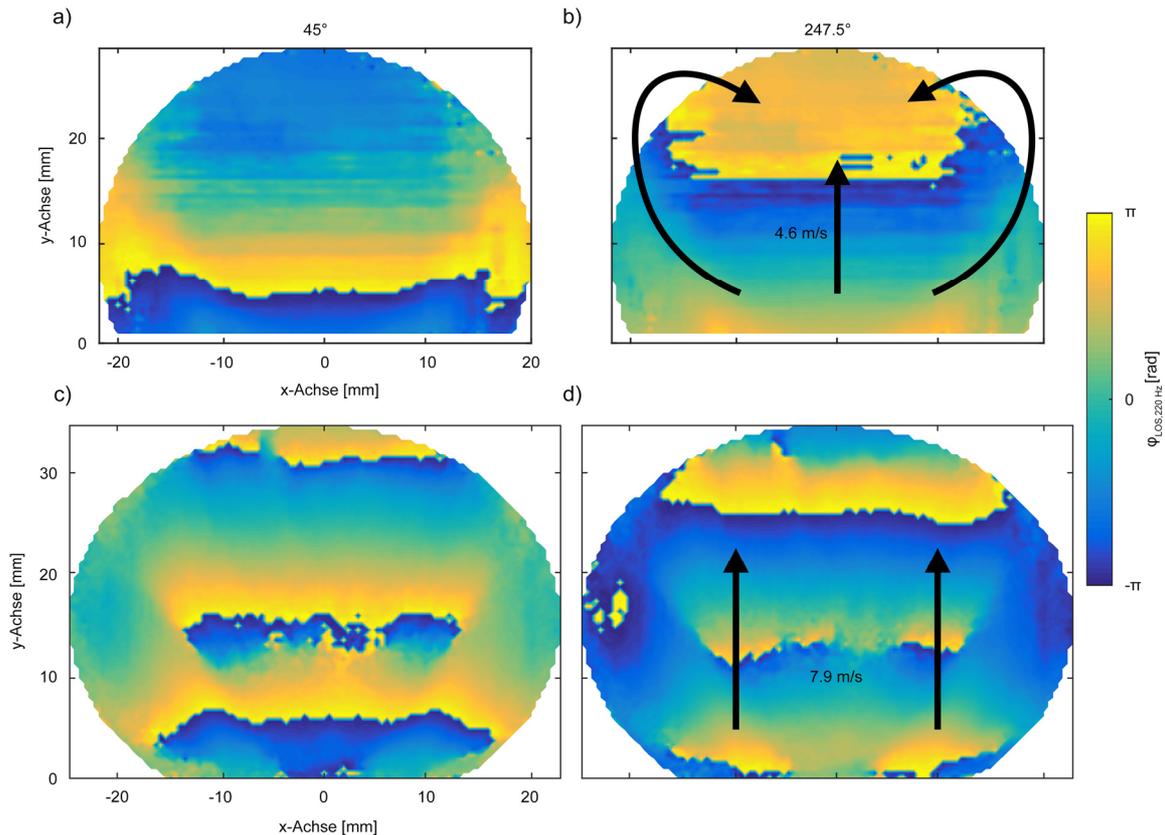


Abbildung 76: a) und b) stellen die LOS-Phasenverläufe der Flamme mit Brennkammer bei einer Sirenenfrequenz von 220 Hz 45° bzw. 247.5° nach dem Sirenentrigger dar. Dabei zeigt sich eine Deformation der Phasenfront aufgrund einer ausgeprägten Rezirkulationszone. c) und d) stellen die selbe Situation, jedoch ohne Brennkammer dar. Die Rezirkulation ist weitaus schwächer, wodurch auch die mittlere Axialgeschwindigkeit der Phasenfronten mit 7.9 m/s weit höher ist als für den Fall mit aufgesetzter Brennkammer (4.6 m/s). Die dargestellten Bilder wurden bereits vorab publiziert (Greiffenhagen, et al., 2019 b).

Bewegung einer flachen Phasenfront, welche die ursprüngliche Form mit fortschreitender axialer Höhe kaum verändert. Somit kann für den Fall ohne Brennkammer von einer nur schwach ausgeprägten Rezirkulation ausgegangen werden.

Bestärkt wird diese Vermutung, wenn aus der verstrichenen Zeit zwischen zwei auf den Sirenentrigger bezogenen Phasenwinkeln und der in dieser Zeit zurückgelegten Distanz der Phasenfront eine mittlere Axialgeschwindigkeit berechnet wird. Gemäß der Annahme einer starken Rezirkulation, liegt die Phasenfrontgeschwindigkeit der Wärmefreisetzungsoszillationen bei aufgesetzter Brennkammer mit 4.6 m/s deutlich unter jener ohne Brennkammer, welche mit 7.9 m/s ermittelt wurde.

Diese Beobachtungen bezeugen also, dass im Falle der Flamme mit Brennkammer ein verändertes Strömungsfeld mit einer stärker ausgeprägten Rezirkulationszone vorliegt. Dadurch kommt es zu einem erhöhten Transport von Strukturen mit unterschiedlichem Wärmegehalt (engl. hot spots bzw. cold spots, (Dowling & Yasser, 2015)) in die Reaktionszone, welche einen signifikanten Beitrag zu den von LIV/CLIV detektierten Dichtefluktuationen in Form von konvektiv transportierten Dichtegradienten darstellen. Der Ursprung derartiger Strukturen kann in der un stetigen Wärmefreisetzung innerhalb der Reaktionszone selbst, aber auch im Transport von Kühlluft in die Reaktionszone begründet liegen (Dowling & Yasser, 2015). Da die Strömungsgeschwindigkeit im Brenner bzw. am Austritt des Brenners durch die Sirenenfrequenz moduliert wird, weisen neben den Wärmefreisetzungsoszillationen auch die im Strömungsfeld transportierten Strukturen eine Korrelation mit dieser Frequenz auf und finden sich damit im Spektrum der vom LIV/CLIV erfassten Oszillationen wieder. Chemilumineszenzmessungen sind von diesem Effekt nicht betroffen, da in den nichtreaktiven Bereichen der Brennkammer keinerlei Emission auftritt. Hier finden sich Vor- und Nachteil der

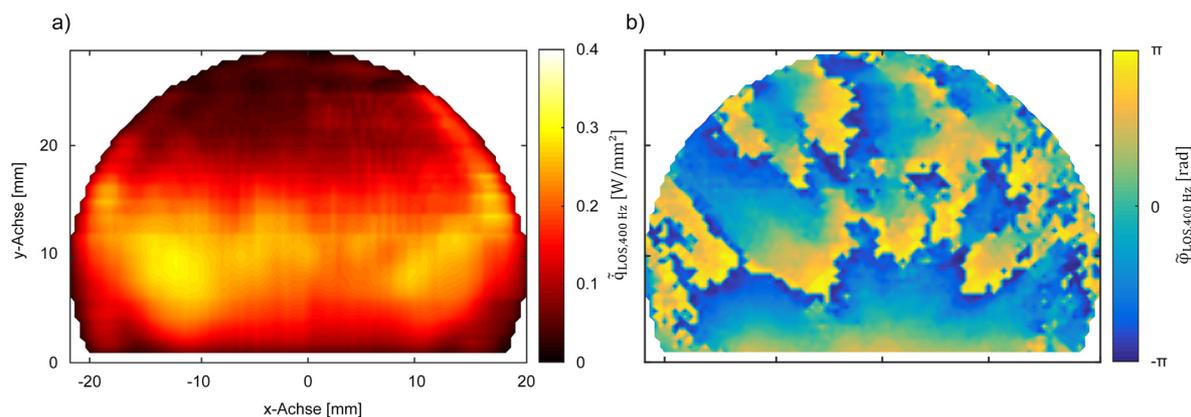


Abbildung 77: a) LOS-Wärmefreisetzungsamplituden bei 400 Hz Sirenenanregung. Die LOS-Werte entsprechen in etwa jenen bei einer Anregung von 175 Hz. Aufgrund der in **b)** dargestellten nur schwach korrelierten Phasenverteilung löschen sich jedoch bei der Bildung globaler Oszillationen große Bereiche durch gegenphasige Oszillation aus. Die dargestellten Bilder wurden bereits vorab publiziert (Greiffenhagen, et al., 2019 b).

Bestimmung von Dichte- bzw. Wärmefreisetzungsozillationen mittels interferometrischer Technik gleichzeitig. So sind LIV/CLIV der Aufzeichnung von Chemilumineszenz dahingehend überlegen, als dass es auch möglich ist Dichtefluktuationen abseits der Reaktionszone durch die Detektion von konvektiv transportierten Dichtegradienten zu bestimmen, diese zeigen sich wiederum für sekundären Verbrennungslärm verantwortlich (Dowling & Yasser, 2015). Jedoch führt die Überlagerung dieses Effektes mit der lokalen Dichteänderung innerhalb des Messvolumens dazu, dass, im Falle ausgeprägter Rezirkulation, Wärmefreisetzungsozillationen nicht mehr korrekt mittels LIV/CLIV erfasst werden können.

Bei höherfrequenter Anregung durch die Sirene, zeigt sich, dass die kohärenten Strukturen oszillierender Wärmefreisetzung hier schneller dissipieren, wodurch die räumlich-zeitliche Korrelation verloren geht. Die globalen Schwankungen resultieren nun aus der Überlagerung einer Vielzahl von mehr oder minder stochastisch verteilten Quellen, welche sich über große Bereiche in ihrer globalen Wirkung gegenseitig auslöschen. Betrachtet man etwa die LOS-Wärmefreisetzungsozillationen bei 400 Hz Sirenenanregung in Abbildung 77 a), ergeben sich ähnliche LOS-Amplituden wie bei 175 Hz (Abbildung 73 a)). Die globale Amplitude bei 400 Hz Anregung erreicht jedoch nur 23 W, während bei 175 Hz Sirenenanregung eine globale Wärmefreisetzungsozillation mit 55 W vorliegt (Abbildung 72). Die LOS-Phasenverteilung in Abbildung 77 b) weist kaum korrelierte Strukturen auf, welche durch gleichphasige Oszillation zu hohen globalen Amplituden führen würden.

8.3.2.2 Räumlich-zeitlich korrelierte Daten

Die Berechnung lokaler Daten mittels Abel-Transformation bedingt, wie schon mehrmals erwähnt, eine rotationssymmetrische Verteilung der zu transformierenden Daten. Da Betriebspunkte abseits der Resonanzfrequenz der Brennkammer zwar annähernd rotationssymmetrische Amplituden, jedoch teils vollkommen asymmetrische Phasenverteilungen aufweisen, konnten lokale Daten einer räumlich-zeitlich korrelierten Oszillationsperiode nur für Sirenenfrequenzen von 200 Hz bis 250 Hz geplottet werden.

Noch bevor die lokalen Wärmefreisetzungsozillationen aus den CLIV-Messungen dargestellt werden, zeigt Abbildung 78 einen Vergleich der räumlich-zeitlich korrelierten LOS-Amplituden aus CLIV- (a)), LIV- (b)) und OH*-Chemilumineszenzaufnahmen mittels ICCD (c), für vier Phasenwinkel innerhalb einer Oszillationsperiode bei 220 Hz Anregung. Die mittels ICCD aufgezeichnete OH*-Chemilumineszenz wurde von Dipl.-Ing. Benjamin Klammer in einer, im Zuge dieser Dissertation betreuten Masterarbeit aufgenommen (Klammer, 2018) und zeigen abermals phasengemittelte Daten über eine Oszillationsperiode bei 220 Hz. Damit sind auch höherharmonische Frequenzen der Sirenenanregung in den Aufnahmen der ICCD enthalten. Diese wurden jedoch bei der hier untersuchten

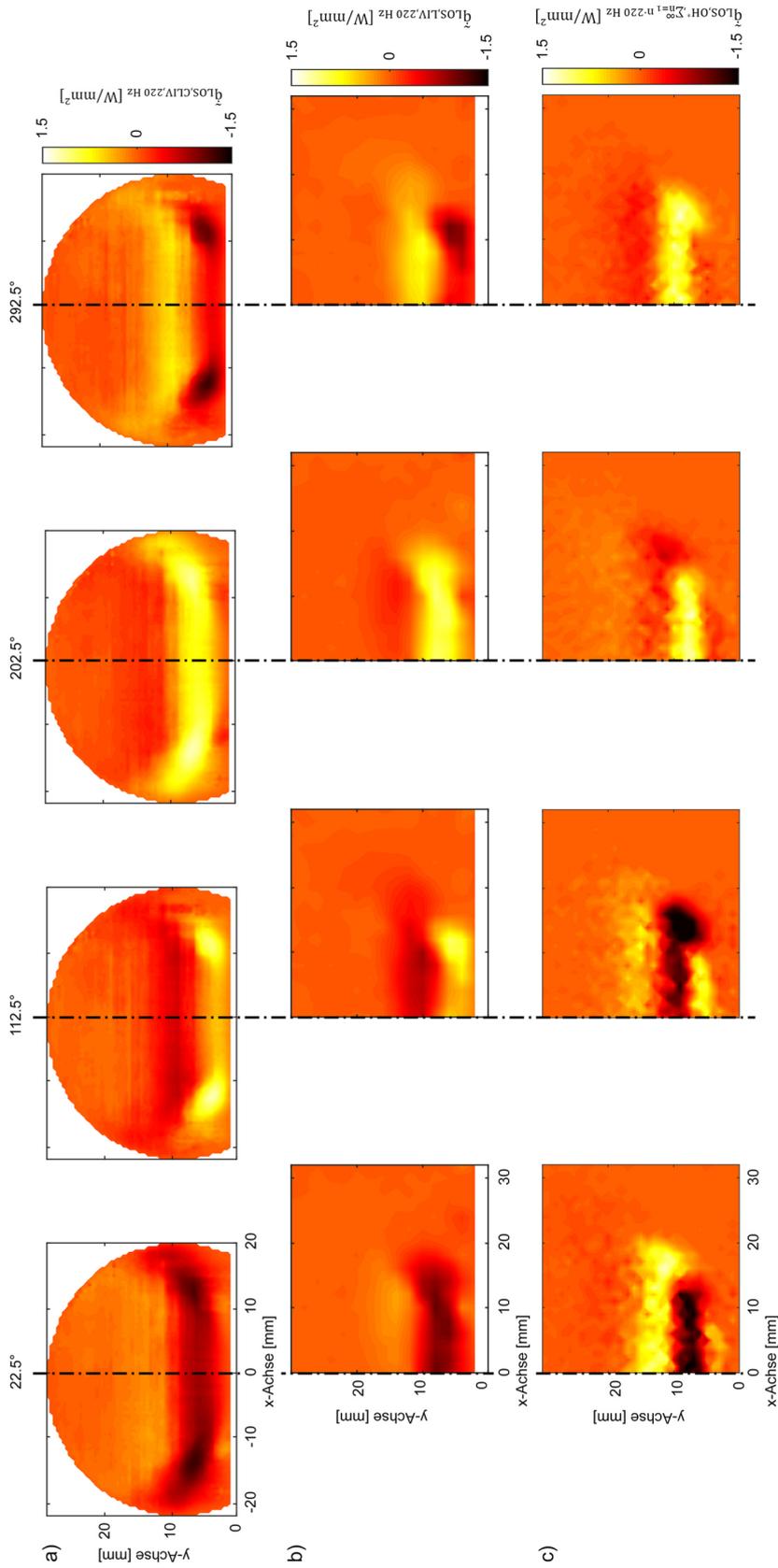


Abbildung 78: a) Zeitlich gemittelte LOS-Wärmefreisetzungszosillationen aus CLIV-Messungen an vier phasengemittelten Zeitpunkten innerhalb einer Oszillationsperiode bei 220 Hz Sirenenanregung. b) LOS-Wärmefreisetzungszosillationen aus LIV-Messungen (da die Flamme während der LIV-Messung zeitintensiv gesamt wurde, steht nur die rechte Hälfte zur Verfügung). c) Phasengemittelte Daten aus OH*-Aufnahmen.

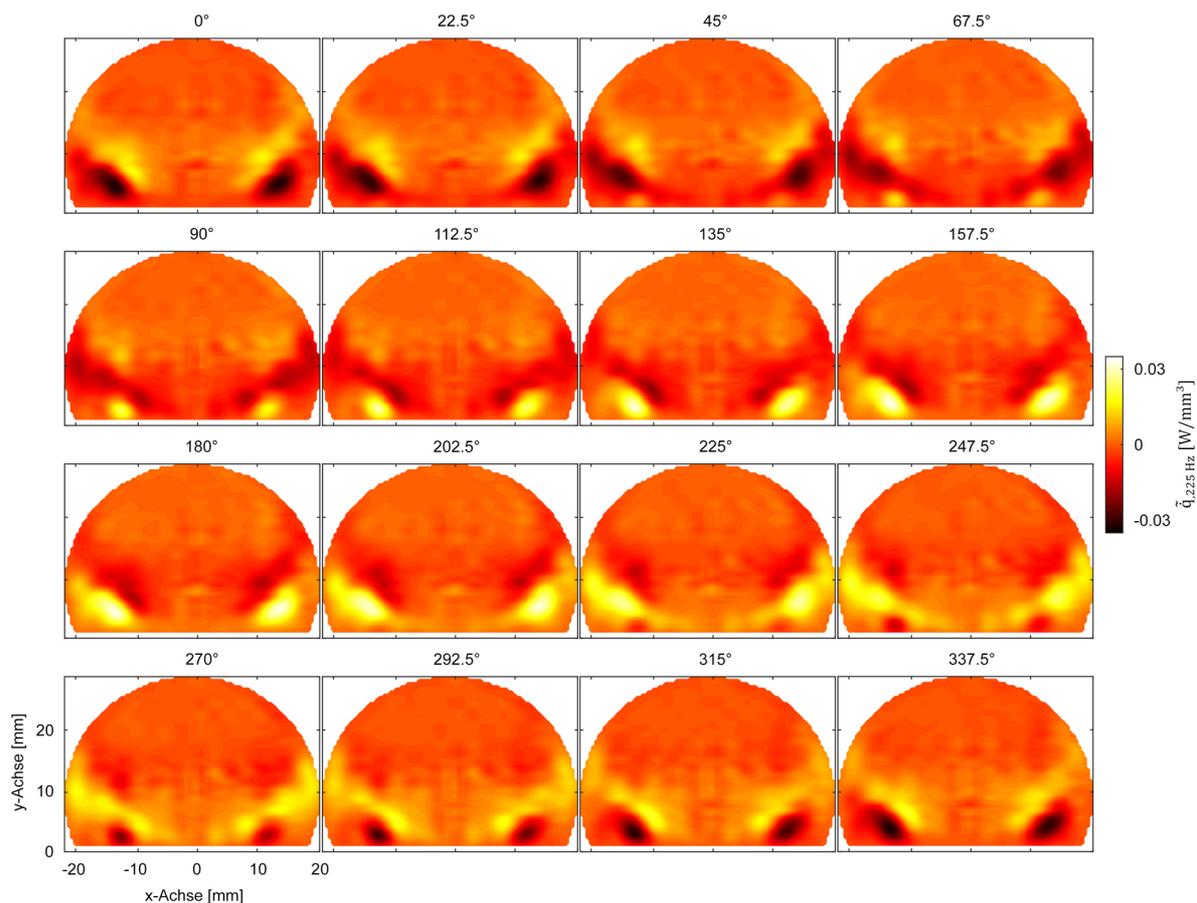


Abbildung 79: Räumlich-zeitlich korrelierte lokale Wärmefreisetzungsozillationen aus den CLIV-Aufnahmen, dargestellt über eine Oszillationsperiode bei einer Sirenenfrequenz von 225 Hz. Die dargestellten Bilder wurden bereits vorab publiziert (Greiffenhagen, et al., 2019 b).

Flamme nicht in den LIV- und CLIV-Daten berücksichtigt, da sich in den globalen Spektren (Abbildung 71) keinerlei Hinweis auf das Vorhandensein höherharmonischer Frequenzen finden ließ. Für LIV und ICCD ist jeweils nur die rechte Hälfte der Oszillationen dargestellt, während in den CLIV-Aufnahmen das gesamte Feld zur Verfügung steht. LIV und CLIV zeigen eine sehr gute Übereinstimmung sowohl in den phasengemittelten Bildern der Oszillationen als auch in der orts aufgelösten Verteilung der LOS-Daten. Die Schwäche in der Bestimmung lokaler LOS-Daten aus OH*-Chemilumineszenzaufnahmen zeigt sich auch in der hier untersuchten Flamme. So kommt es auch in dieser Flamme aufgrund von hohen lokalen Dehnungsraten und Turbulenz zu einer Beeinflussung der Emission der OH*-Radikale. Die ursächlichen Effekte nach (Steinberg & Driscoll, 2009) und (Lauer, 2011) wurden bereits detailliert in Kapitel 7.3.1.2 diskutiert.

Schlussendlich zeigt Abbildung 79 noch räumlich-zeitlich korrelierte lokale Daten (nach durchgeführter Abel-Transformation) bei einer Sirenenanregung von 225 Hz. Eine Oszillationsperiode wurde dabei in 16 äquidistante Zeitschritte unterteilt.

8.3.2.3 Messabweichungen

8.3.2.3.1 Systematische Abweichungen

Die nun geführte Diskussion bezieht sich lediglich auf die durch die weitere Auswertung der von der TU-Dresden zur Verfügung gestellten orts aufgelösten LOS-Dopplerfrequenzverschiebungen gemäß dem in Kapitel 8.2.2 beschriebenen Verfahren. Messunsicherheiten des CLIV-Systems und etwaige Unsicherheiten in der Demodulation der Kamerarohdaten werden nicht in dieser Arbeit behandelt.

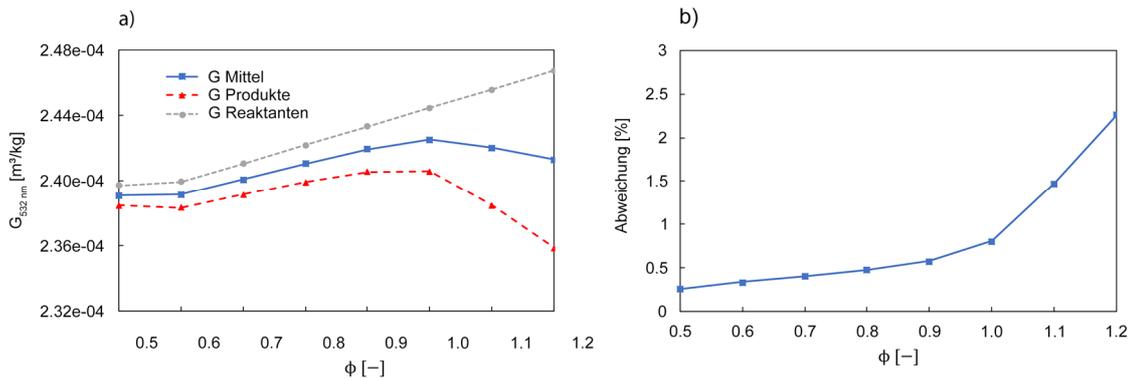


Abbildung 80: a) Gladstone-Dale Konstante für Reaktanten, Produkte und deren Mittelwert bei einer Wellenlänge von 532 nm, nach (Gardiner, et al., 1981). b) Maximale Abweichung aus der Mittelwertbildung aus Reaktanten und Produkten.

Damit gestaltet sich die Analyse systematischer Abweichungen sehr ähnlich der bereits für die Untersuchungen mittels LIV in Kapitel 7.3.1.3 geführten Diskussion. Bei der Bestimmung der Gladstone-Dale Konstante muss beachtet werden, dass diese eine Abhängigkeit von der Wellenlänge aufweist und die Werte dementsprechend angepasst werden müssen, wofür abermals Tabellen gemäß (Gardiner, et al., 1981) verwendet wurden. Da auch bei der Auswertung der CLIV-Daten eine mittlere Gladstone-Dale Konstante aus Reaktanten und Produkten berechnet wurde, zeigt Abbildung 80 a) deren Verlauf als Funktion des Äquivalenzverhältnisses bei einer Wellenlänge von 532 nm. Geht man von einem mittleren Äquivalenzverhältnis von etwa 0.9 aus, berechnet sich eine maximale Abweichung der Gladstone-Dale Konstante von Reaktanten bzw. Produkten zu deren Mittelwert von etwa $\pm 0.6\%$. Da die Verbrennung näher am stöchiometrischen Luftverhältnis betrieben wird, divergieren die Gladstone-Dale Konstanten der Reaktanten und Produkte stärker, wodurch sich eine etwas größere Abweichung als bei dem für Brenner I gewählten Äquivalenzverhältnis ergibt.

Die maximale Abweichung des rein aus Reaktanten bzw. Produkten bestimmten Verhältnisses $\frac{\kappa}{\kappa-1}$ zu deren Mittelwert, beläuft sich für die Berechnung der Wärmefreisetzungszosillationen gemäß Gleichung (4.31), gemittelt über das Sichtfenster der Kamera auf $\pm 6.2\%$. Auch hier gilt, dass eine derart große Abweichung kaum erreicht werden wird, da innerhalb der für die Messung relevanten Reaktionszone immer ein Gemisch aus Reaktanten und Produkten vorliegt. In Summe ergibt sich jedoch für das schlechtest mögliche Szenario eine maximale Abweichung von $\pm 6.8\%$.

Die größte Problematik bei der Erfassung der Wärmefreisetzungszosillationen der Flamme an Brenner II mit aufgesetzter Brennkammer liegt jedoch eindeutig in der dem Messsystem innewohnenden integralen Erfassung der substantiellen Änderung der Dichte, womit auch die oben diskutierten konvektiv transportierten Dichtegradienten erfasst werden. Eine allgemeine Bezifferung der so entstandenen Abweichung lässt sich nicht durchführen, da eine starke Abhängigkeit vom vorherrschenden Strömungsfeld und der Frequenz der Anregung gegeben ist. Liegt etwa eine periodische Interaktion der Kühlluftströmung mit den Heißgasen innerhalb der Brennkammer vor, führt dies zu einer Verfälschung der mittels LIV/CLIV bestimmten Wärmefreisetzungszosillationen.

Besonders stark wirkt sich der konvektive Transport bei Sirenenanregungen abseits der Resonanzfrequenz der Brennkammer aus. Da die Wärmefreisetzungszosillationen hier nur geringe Amplituden erreichen, übersteigen die konvektiv transportierten Dichtegradienten teilweise die lokalen Wärmefreisetzungszosillationen. Eine Gegenüberstellung der prozentuellen und der absoluten Abweichung zwischen Photomultiplier und CLIV ist in Abbildung 81 dargestellt. So erreicht die absolute Abweichung im Bereich der Brennkammerresonanz zwar ein Maximum, relativ betrachtet ist die Abweichung jedoch gering. Unter der Annahme, dass die vom Photomultiplier erfassten Schwankungen der OH^* -Chemilumineszenz die in der Flamme vorherrschenden Wärmefreisetzungszosillationen korrekt wiedergeben und die Abweichung der CLIV-Ergebnisse durch den konvektiven Gradiententransport bedingt sind, können diese anhand Abbildung 81 quantifiziert

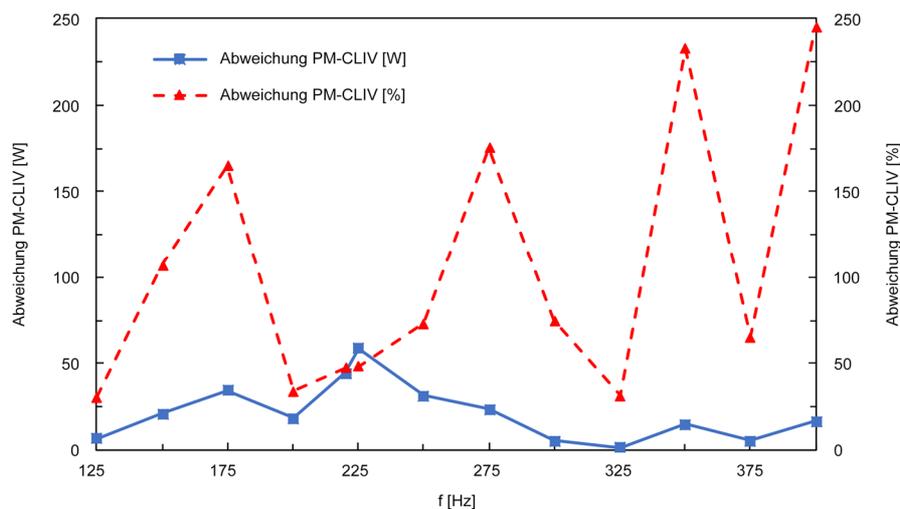


Abbildung 81: Relative und absolute Abweichung zwischen den mittels Photomultiplier und CLIV ermittelten Wärmefreisetzungsschwankungen.

werden. Daraus lässt sich, wie zu erwarten, eine starke Interaktion des Strömungsfeldes mit der Sirenenanregung im Bereich der Brennkammerresonanz ablesen. Strukturen mit sich von der Umgebung unterscheidendem Wärmegehalt beeinflussen hier die Reaktionszone und werden ebenso vom CLIV erfasst, wie Schwankungen in der Wärmefreisetzung aufgrund fluktuierender chemischer Reaktion.

Als interessant erweisen sich die großen Abweichungen bei 150 Hz und 175 Hz Anregung, da bei diesen Frequenzen auch das bereits angesprochene stark asymmetrische LOS-Phasenfeld vorliegt. Aus Hintergrundschlieren-Aufnahmen mit einer Bildrate von 2000 Hz konnte eine globale Rotation der Kühlluftströmung, dargestellt durch eine sich nach rechts bewegende Struktur in Abbildung 82, festgestellt werden. Diese Beobachtungen sind zwar nur qualitativer Natur, doch liegt die Vermutung nahe, dass zwischen 150 Hz und 175 Hz eine starke Interaktion des Strömungsfeldes in der Reaktionszone mit dieser globalen Rotation stattfindet. Dadurch ließen sich einerseits die asymmetrischen Phasenfelder (Abbildung 65 b)) in diesem Frequenzbereich erklären, andererseits könnten in der Überlagerung von den um die Brennerachse rotierenden Dichtegradienten mit den lokalen Wärmefreisetzungssoszillationen in der Reaktionszone die stark überhöhten Werte aus den CLIV-Daten bei 150 Hz und 175 Hz Sirenenanregung begründet liegen. Zudem wird von solchen helixartigen Verwirbelungen in drallstabilisierten Flammen auch in der Literatur berichtet (Candel, et al., 2014).

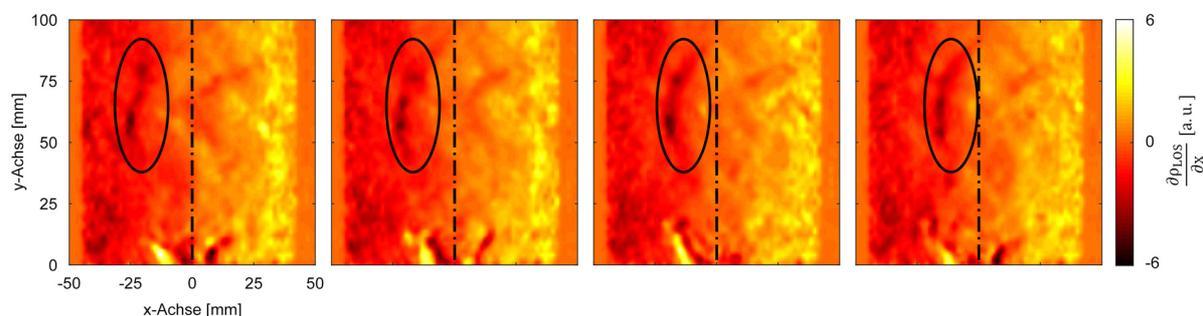


Abbildung 82: Einzelbilder aus Hintergrundschlieren-Aufnahmen mit einer Bildrate von 2000 Hz. Der markierte Bereich zeigte eine globale Rotation des Strömungsfeldes um die Brennerachse. Dieser Transport von Dichtegradienten überlagert sich mit den lokalen Wärmefreisetzungssoszillationen zu der von CLIV erfassten substantiellen Änderung der Dichtefluktuationen.

8.3.2.3.2 Zufällige Messabweichungen

Die Diskussion der zufälligen Messabweichungen kann an dieser Stelle analog zu Kapitel 7.3.1.3.2 geführt werden. Aus den phasengemittelten Zeitsignalen der vom CLIV-System detektierten Dopplerfrequenzverschiebungen kann für jeden Betriebspunkt eine relative Standardabweichung bestimmt werden. Bei einer Messdauer von 63 Sekunden ergibt sich eine betriebspunktspezifische Anzahl an Mittelungen, welche nach der studentschen t-Verteilung, ausgehend von einem Konfidenzniveau von 0.95, zu entsprechenden Konfidenzintervallen führt.

Tabelle 9: Relative Breite der Konfidenzintervalle (KI) für die untersuchten Sirenenanregungsfrequenzen.

f [Hz]	125	150	175	200	220	225	250	275	300	325	350	375	400
KI [%]	±3.3	±2.7	±2.6	±2.4	±2.1	±1.9	±2.0	±2.1	±2.1	±2.1	±2.0	±1.8	±1.9

Die für die Bestimmung der mittleren Dichte durchgeführten Hintergrundschlieren-Aufnahmen weisen eine relative mittlere Standardabweichung von etwa ±30 % auf. Aus den 1000 Einzelaufnahmen ergibt sich somit, bei einem Konfidenzniveau von 0.95, ein Konfidenzintervall mit einer relativen Breite von ±1.9 %. Diese Unsicherheit ist bei der Berechnung der Wärmefreisetzungszillationen aller Sirenenfrequenzen zu berücksichtigen.

Ähnlich wie bereits bei den LIV-Untersuchungen gezeigt, weisen die spektroskopischen Untersuchungen eine relative Standardabweichung von etwa ±7.5 % auf. Bei 6400 Einzelaufnahmen berechnet sich damit ein Konfidenzintervall mit einer relativen Breite von ±0.18 %. Die dadurch verursachte Abweichung kann also gegenüber den Abweichungen bei der Berechnung der Wärmefreisetzungszillationen vernachlässigt werden.

Um schlussendlich die zufälligen Messabweichungen bei der Aufzeichnung der OH*-Chemilumineszenz mittels Photomultiplier zu quantifizieren, kann ebenfalls das bereits in Kapitel 7.3.1.3.2 diskutierte Verfahren angewandt werden. Dabei wird der zeitliche Mittelwert des Messsignals von dessen Momentanwerten subtrahiert und anschließend eine auf den Sirenentrigger bezogene phasengemittelte Oszillationsperiode bzw. Standardabweichung berechnet. Dabei ergeben sich bei hohen Sirenenfrequenzen teils hohe Standardabweichungen. Bei diesen Betriebspunkten reagiert die Flamme aufgrund ihres Tiefpassverhaltens nur schwach auf Störungen, wodurch sich kaum noch korrelierte Signale bei der Phasenmittelung der Rohdaten des Photomultipliers finden. Zusätzlich verursachen die hohen lokalen Dehnungsraten eine Verschmierung der lokalen Chemilumineszenz. Dies führt letzten Endes zu geringer globaler Emission und damit zu wenig vertrauenswürdigen Daten aus

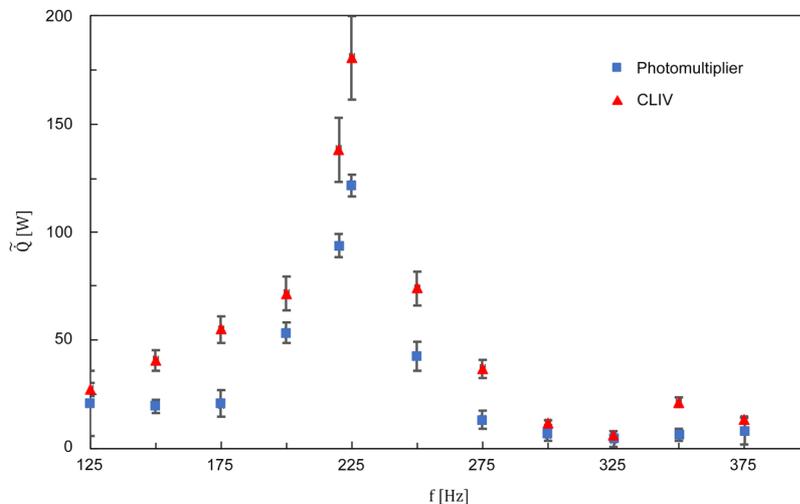


Abbildung 83: Wärmefreisetzungszillationen von CLIV und Photomultiplier mit den jeweiligen maximalen Messunsicherheiten. Den zufälligen Messabweichungen liegt ein Konfidenzniveau von 0.95 zugrunde.

Chemilumineszenz Aufnahmen. Ähnliches zeigt sich bei niedrigen Sirenenfrequenzen; die Anregung abseits der Brennkammerresonanz wird stark gedämpft, woraus sich ein geringes Signal-zu-Rausch Verhältnis mit großen Standardabweichungen ergibt. Auch an dieser Stelle wird davon ausgegangen, dass die Referenzaufnahmen des Photomultipliers frei von systematischen Messabweichungen sind. Die Ergebnisse der gesamten Messunsicherheit aus systematischen und zufälligen Abweichungen sind schlussendlich in Abbildung 83 sowohl für CLIV als auch für den Photomultiplier an alle untersuchten Anregungsfrequenzen der Sirenen dargestellt.

8.3.2.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die eben diskutierten Ergebnisse umfassen zwei Aufgabenstellungen: zum einen wurde das an der TU-Dresden entwickelte Hochgeschwindigkeitskamera basierte CLIV-System genutzt, um Wärmefreisetzungsoszillationen in einer drallstabilisierten Methanflamme zu bestimmen, zum anderen fanden diese Messungen an einer Flamme innerhalb einer im Flambereich transparenten Brennkammer statt. Während die erste Validierung der LIV-Messtechnik an einer offenen Flamme zu sehr guter Übereinstimmung mit den Referenzdaten aus OH*-Chemilumineszenzaufzeichnungen führte, resultierten die Messungen mittels CLIV an Brenner II mit aufgesetzter Brennkammer in teils drastischen Abweichungen zu den OH*-Referenzdaten. Um die Verlässlichkeit des CLIV-Messsystems zu überprüfen, wurden auch LIV-Messungen bei einer Sirenenfrequenz von 220 Hz im Rahmen einer vom Autor betreuten Masterarbeit (Klammer, 2018) durchgeführt, welche in nahezu identen Ergebnissen resultierten. Die Ursache der überhöhten Werte aus den interferometrischen Messungen wurde schlussendlich in der Erfassung der substantiellen Änderung von Dichtefluktuationen in einem eulerschen Koordinatensystem gefunden, welche sowohl die örtliche Änderung aufgrund von Schwankungen in der Umsetzung des Kraftstoffes umfasst als auch den konvektiven Transport von Dichtegradienten in die Rezirkulationszone der Flamme berücksichtigt. Eine Separation der Dichtefluktuationen nach deren Ursache kann nicht durchgeführt werden, woraus sich drastisch überhöhte Werte der globalen Fluktuationsamplituden bezogen auf die Referenzdaten aus OH*-Chemilumineszenzmessungen ergeben. Dieser Effekt tritt an den untersuchten offenen Flammen nur in sehr schwacher Form auf. So wurden auch LIV-Messungen an Brenner II ohne Brennkammer durchgeführt (Klammer, 2018), mit ebenfalls guter Übereinstimmung zwischen LIV und Photomultiplier. Jedoch konnte gezeigt werden, dass sich die Rezirkulationszone bei aufgesetzter Brennkammer weitaus stärker ausprägt, womit auch ein verstärkter Transport von Dichtegradienten in die Reaktionszone auftritt.

Liegt ein derartiges Strömungsfeld vor, empfiehlt es sich anstelle von Wärmefreisetzungsoszillationen den Ausdruck der Wärmeschwankungen zu verwenden. Diese werden von CLIV mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung korrekt erfasst, solange das effektive Sichtfenster der Hochgeschwindigkeitskamera ausreichend ist, um das Messfeld zu erfassen. Allerdings kann dann eine für die Thermoakustik benötigte Linearisierung der Gleichungen nicht durchgeführt werden (vgl. Kapitel 4.2.2).

Das an der TU-Dresden entwickelte CLIV-System ermöglicht es, die Messdauer um einen Faktor von 182 (!) zu verringern, bezieht man sich auf ein herkömmliches LIV-System mit identer Auflösung. Auch lassen sich instationäre Vorgänge, wie der in Kapitel 8.3.1 beschriebene Zündvorgang, aufgrund der gleichzeitigen Aufzeichnung des Dichteschwankungssignals auf allen Pixel der Kamera, mit einer zeitlichen Auflösung von 5 μ s erfassen. Das neu entwickelte System und die dafür erarbeiteten Algorithmen stellen damit ein effizientes Werkzeug für die Untersuchung von Parameter- oder Designstudien bei der Entwicklung schadstoffarmer Verbrennungskonzepte dar. Die beiden größten Nachteile der Anwendung herkömmlicher LIV, nämlich die lange Messdauer und das Fehlen instationärer Daten, konnten behoben werden. Somit bietet das System die Möglichkeit bisher nicht zugängliche Informationen innerhalb der Reaktionszone hochturbulenter Verbrennungssysteme quantitativ zu erfassen und zu visualisieren.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit kann in zwei Bereiche gegliedert werden. Der erste Teil beschäftigte sich mit der Bestimmung von zeitlich gemittelten Dichte- und Wärmefreisetzungsoszillationen in drallstabilisierten und mageren Methanflammen durch die interferometrische Erfassung von Brechungsindexfluktuationen mittels herkömmlicher Laservibrometer. Dabei wurde die gesamte Flamme über mehrere Stunden Messdauer scannend erfasst. Die für die Auswertung der Rohdaten notwendige Analyse von aus der Thermodynamik bekannten Gleichungen zur Beschreibung von Dichteänderung innerhalb eines Kontrollvolumens, und die daraus entwickelten Algorithmen zur Bestimmung von Wärmefreisetzungsoszillationen, stellen einen zentralen theoretischen Punkt dieser Arbeit dar.

Das zweite große Arbeitspaket umfasste die Anwendung des in einer Kooperation an der Technischen Universität Dresden entwickelten Hochgeschwindigkeitskamera basierten Laservibrometers zur synchronen Erfassung der gesamten Reaktionszone mit hoher Ortsauflösung bei drastisch reduzierter Messdauer.

Aufgrund der theoretischen Überlegungen konnte gezeigt werden, dass ein exakter Zusammenhang zwischen Dichteänderung und Wärmefreisetzung aufgrund der skalierenden Funktion der lokalen mittleren Dichte und des Isentropenexponenten nur dann bestimmt werden kann, wenn lokale Daten dieser Größen vorliegen. Die Bestimmung der Dichteänderung aus den interferometrisch erfassten Brechungsindexänderungen hingegen weist eine weit geringere Anfälligkeit auf lokale Änderungen auf, da hier in gasförmigen Medien keine Temperatur- oder Druckabhängigkeit der für die Berechnung notwendigen Größen vorliegt. Auch weichen die Werte der Gladstone-Dale Konstante der Verbrennungsprodukte nur gering von jenen der Reaktanten ab, somit konnte innerhalb der Reaktionszone eine konstante Gladstone-Dale Konstante verwendet werden.

Um die lokalen Werte für Gaszusammensetzung und Temperatur in der Flamme zu bestimmen, mussten zusätzliche experimentelle Untersuchungen durchgeführt werden. Die Zusammensetzung der Verbrennungsprodukte wurde durch spektroskopische Untersuchungen des Flammeneigenleuchtens und dem daraus gewonnenen Verhältnis der OH*- zu CH*-Intensitäten mit entsprechenden Korrelationstabellen ermittelt. Für die berührungslose Bestimmung der lokalen Flammentemperatur wurde das bereits zur Visualisierung von Dichtegradienten in Wirbelstrukturen bekannte Hintergrundschlieren-Prinzip modifiziert, Algorithmen zur Datenauswertung entwickelt und schließlich an den untersuchten Flammen angewandt. Durch zeitliche Mittelung der Gradienten, Bestimmung der integralen Verschiebung und Kalibrierung der lokalen integralen Verschiebung, konnte die lokale Temperatur bestimmt werden.

Diese Daten wurden in weiterer Folge genutzt, um aus den Rohdaten des LIV globale Wärmefreisetzungsoszillationen mit der Frequenz der Sirenenanregung zu berechnen. Die Ergebnisse wiesen eine sehr gute Übereinstimmung zu den aus der Aufzeichnung der OH*-Chemilumineszenz gewonnenen Daten auf. Damit konnte die Möglichkeit der Berechnung von Wärmefreisetzungsoszillationen aus integral entlang des Sehstrahls aufgezeichneten Änderungen des Brechungsindex bestätigt werden. Zusammengefasst sind dafür folgende Annahmen notwendig:

- vernachlässigbarer Einfluss von Druckschwankungen in der Reaktionszone,
- vernachlässigbare Wärmeleitung in das Messvolumen bzw. vom Messvolumen in die Umgebung
- keine Wärmezufuhr in das Messvolumen aufgrund viskoser Reibungseffekte
- geringe Verluste durch Wärmestrahlung
- kein konvektiver Wärmetransport: die gemessenen Dichteschwankungen entsprechen der partiellen Ableitung der Dichte nach der Zeit; es findet kein Transport von Dichtegradienten über die Systemgrenzen des Messvolumens statt

Aus ortsaufgelösten und phasengemittelten Aufnahmen der OH*-Chemilumineszenz mittels bildverstärkter Kamera wurden zudem Wärmefreisetzungsschwankungen berechnet und mit den lokalen Daten des LIV verglichen. Dabei zeigte sich das bereits bekannte Phänomen der unterdrückten Lichtemission des OH*-Radikals in Bereichen hoher Turbulenz und Dehnungsrate. LIV-Messungen sind davon nicht betroffen und können dementsprechend auch für die Bestimmung lokaler Daten genutzt werden.

Ermöglicht durch die hohe Empfindlichkeit von LIV-Systemen konnte in einem weiteren Versuch gezeigt werden, dass die Änderungen der Dichte aufgrund von Verbrennungslärm in Flammennähe ausreichend sind, um integral vom LIV erfasst zu werden. Verursacht durch Reflexionen an der Grundplatte des Brenners und Brechungseffekten im Dichtegradientenfeld der Flamme wiesen die Schallwellen eine gerichtete Ausbreitung auf. Diese bevorzugte Ausbreitungsrichtung wurde auch durch Mikrofonmessungen bestätigt.

In dem bereits angesprochenen zweiten Arbeitspaket wurde das Hochgeschwindigkeitskamera basierte Laservibrometer an einem Brenner mit optisch transparenter Quarzglas Brennkammer getestet. Aufgrund der enorm reduzierten Messdauer wurde eine ganze Reihe von Betriebspunkten aufgezeichnet, um eine Übertragungsfunktion der Brennkammer durch erzwungene Oszillationen mittels Sirenenanregung zu bestimmen. Zuvor jedoch wurde die instationäre Ausbreitung der Flammenfront nach einem Zündvorgang in der Brennkammer durch das CLIV-System mit einer zeitlichen Auflösung von 5 μ s aufgenommen. Entgegen herkömmlichen LIV wird in dem von der TU-Dresden entwickelten System das gesamte Messfeld zeitgleich erfasst, wodurch derartige Aufnahmen ermöglicht werden. Vor allem die sich dadurch eröffnenden Möglichkeiten auch instationäre Vorgänge zu untersuchen, erweisen sich als großer Fortschritt bei der Analyse von Instabilitäten in schadstoffarmen Verbrennungssystemen.

Die Berechnung globaler phasengemittelter Wärmefreisetzungssoszillationen aus CLIV-Aufnahmen resultierten in Werten, welche teils drastisch über jenen der Referenzaufnahmen der OH*-Chemilumineszenz lagen. Jedoch konnte gezeigt werden, dass dieselben Abweichungen auch bei einer scannenden Vermessung der Flamme mit dem bereits erfolgreich validierten LIV-Verfahren auftraten. Weitere Referenzmessungen bestätigten die korrekte Erfassung der Dichteschwankungen mittels CLIV. Da die Probleme nur mit aufgesetzter Brennkammer auftraten, wurde die Ursache schlussendlich in der, im Falle der aufgesetzten Brennkammer stärker ausgeprägten, Rezirkulationszone gefunden. Dabei werden Dichtegradienten konvektiv in die Reaktionszone transportiert und dort vom LIV/CLIV zusammen mit den lokal auftretenden Wärmefreisetzungssoszillationen erfasst. Eine Separation der interferometrisch bestimmten Werte nach deren Quelle kann dabei ohne zusätzliche Messtechnik nicht durchgeführt werden. Neben der Rezirkulation von Dichtegradienten kann auch davon ausgegangen werden, dass Dichtegradienten innerhalb der für das Quarzglas notwendigen Kühlluftströmung in das Messvolumen transportiert werden. Werden Chemilumineszenzdaten für die Berechnung von Wärmefreisetzungssoszillationen genutzt, treten diese Probleme nicht auf, da die Emission angeregter Radikale nur in der Anwesenheit chemischer Reaktion stattfindet.

Fasst man schlussendlich die Ergebnisse aus den LIV-Messungen an der offenen Flamme und den CLIV-Messungen an der mit einer Brennkammer betriebenen Flamme zusammen, ergibt sich ein gemischtes Bild. Chemilumineszenz-Messungen beruhen letzten Endes auf einem Nebeneffekt der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen. Durch zahlreiche empirische und numerische Untersuchungen anderer Autoren wurde die Korrelation der Emissionsintensität von Radikalen mit der globalen Wärmefreisetzung bestätigt (Ayoola, et al., 2006), (Lauer, 2011). Doch wird eben nicht die ursächliche Größe bestimmt, sondern das Leuchten elektronisch angeregter Radikale, wodurch sich Problematiken bei der Erfassung lokaler Größen ergeben (Lauer, 2011). Bei der Messung von Dichteschwankungen mittels LIV/CLIV wird genau die für thermoakustische Phänomene relevante Größe erfasst, doch überlagern sich zusätzliche Effekte der eigentlichen Messgröße. Die mit LIV/CLIV ermittelten Werte

entsprechen somit nicht mehr reinen Wärmefreisetzungsschwankungen, sondern Wärmeschwankungen, (bzw. generellen Dichteschwankungen).

Jedoch bieten LIV und CLIV auch die Möglichkeit, Messungen außerhalb der Reaktionszone vorzunehmen, um so etwa Schallfelder, Turbulenz oder den Transport von Strukturen mit sich von der Umgebung unterscheidender Dichte im Abgasstrom von Brennkammern zu erfassen (sekundärer Verbrennungslärm). Außerdem ist es mit dem CLIV-System möglich hochgradig instationäre Vorgänge fluktuierender Dichte aufzuzeichnen, womit sich das Messverfahren auch für Forschung abseits von Verbrennungsinstabilitäten anbietet.

Um dafür größere Messvolumina zu erfassen, wäre der Einsatz großer und dementsprechend teurer Optiken im CLIV-System notwendig. Sehr große Versuchsaufbauten würden auch durch den transmissiven Aufbau, also der Führung des Referenzarmes um das Messvolumen, Grenzen gesetzt werden. Für das in dieser Arbeit mehrfach angewandte Hintergrundschlieren-Verfahren gelten diese Limitierungen nicht, solange ein stochastisches Hintergrundmuster gefunden werden kann. So wurden in dieser Arbeit bereits erfolgreiche Voruntersuchungen zur Erfassung von Dichtefluktuations durch die zeitliche Ableitung der aus Hochgeschwindigkeitshintergrundschlieren-Aufnahmen gewonnenen Dichtegradienten durchgeführt. Wird anstelle der Hochgeschwindigkeitskamera eine gewöhnliche, phasengetriggerte Kamera verwendet, kann so ein robustes und kostengünstiges System zur Bestimmung von Dichtefluktuations entwickelt werden, dessen Gesichtsfeld sich einfach an die Problemstellung anpassen lässt. Weiters bietet der simple und kostengünstige Aufbau eines Hintergrundschlieren-Verfahrens die Möglichkeit, durch mehrere Kameras eine synchrone Aufzeichnung unterschiedlicher Projektionen der Flamme zu realisieren. Damit wäre es schlussendlich möglich komplexe Flammgeometrien tomographisch zu rekonstruieren.

10 Literaturverzeichnis

- Alonso, M. & Finn, E. J., 1968. *Fundamental University Physics: Quantum and statistical physics*. Harlow, United Kingdom: Addison-Wesley.
- Ayoola, B. O. et al., 2006. Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames. *Combustion and Flame*, Band 144, pp. 1-16.
- Baillet, F., Durox, D. & Prud'homme, R., 1992. Experimental and theoretical study of a premixed vibrating flame. *Combustion and Flame*, Band 88, pp. 149-168.
- Becker, K. H., Haaks, D. & Tatarczyk, T., 1974. The Natural lifetime of OH ($2\Sigma^+$, $v = 0$, $N = 2$, $J = 32$) and its quenching by atomic hydrogen. *Chemical Physics Letters*, Band 25, pp. 564-567.
- Beér, J. M. & Chigier, N. A., 1972. *Combustion Aerodynamics*. London: Applied Science Publishers Limited.
- Benitez, D., Gaydecki, P. A., Zaidi, A. & Fitzpatrick, A. P., 2001. The use of the Hilbert transform in ECG signal analysis. *Computers in Biology and Medicine*, Band 31, pp. 399-406.
- Bleecker, M. L., 2015. Chapter 12 - Carbon monoxide intoxication. In: M. Lotti & M. L. Bleecker, Hrsg. *Occupational Neurology*. Amsterdam: Elsevier, pp. 191-203.
- Bräunling, W. J. G., 2004. *Flugzeugtriebwerke*. 2 Hrsg. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag.
- Brüel & Kjaer, 1993. *Sound intensity*, Kopenhagen: Brüel & Kjaer.
- Candel, S. et al., 2014. Dynamics of swirling flames. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Volume 46, pp. 147-173.
- Chang, I. C., 1976. Acoustooptic devices and applications. *IEEE transactions on sonics and ultrasonics*, Issue 23, pp. 12.1-12.53.
- Clean Sky, 2008. Clean Sky JU. [Online]
Available at: <https://www.cleansky.eu/sustainable-and-green-engines-sage>
[Zugriff am 06 12 2019].
- Crighton, D. G. et al., 1996. *Modern Methods in Analytical Acoustics: Lecture Notes*. London: Springer.
- Crosley, D. R. & Smith, G. P., 1980. Vibrational energy transfer in laser-excited $A_2\Sigma^+$ OH as a flame thermometer. *Appl. Opt.*, 2, Band 19, pp. 517-520.
- Czarske, J. W., 2001. Statistical frequency measuring error of the quadrature demodulation technique for noisy single-tone pulse signals. *Measurement Science and Technology*, 4, Band 12, pp. 597-614.
- Donley, E. A. et al., 2005. Double-pass acousto-optic modulator system. *Review of Scientific Instruments*, Band 76, p. 063112.
- Dowling, A. P. & Yasser, M., 2015. Combustion noise. *Proceedings of the Combustion Institute*, Band 35, pp. 65-100.
- Engineering Toolbox, 2009. Engineering ToolBox, Air - Thermal Conductivity. [Online]
Available at: https://www.engineeringtoolbox.com/air-properties-viscosity-conductivity-heat-capacity-d_1509.html
[Zugriff am 6 9 2019].
- Eurocontrol, 2018. *European aviation in 2040*, Brüssel: Eurocontrol.

- European Commission, 2011. Flightpath 2050 Europe's Vision for Aviation, <https://ec.europa.eu/transport/sites/transport/files/modes/air/doc/flightpath2050.pdf>: European Commission.
- European Environment Agency, 2019. Emissions of the main air pollutants in Europe, Copenhagen: European Environment Agency.
- Fahy, F., 2000. Foundations of Engineering Acoustics. London: Elsevier.
- Gardiner, W. C., Hidaka, Y. & Tanzawa, T., 1981. Refractivity of Combustion Gases. Combustion and Flame, Band 40, pp. 213-219.
- Garland, N. L. & Crosley, D. R., 1988. On the collisional quenching of electronically excited OH, NH and CH in flames. Symposium (International) on Combustion, Band 21, pp. 1693-1702.
- Giuliani, F. et al., 2012. Air flow modulation for refined control of the combustion dynamics using a novel actuator. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Volume 134.
- Giuliani, F., Wagner, B., Woisetschläger, J. & Heitmeir, F., 2006. Laser vibrometry for real-time combustion instability diagnostics. Spanien, ASME Turbo Expo.
- Giuliani, F., Woisetschläger, J. W. & Leitgeb, T., 2012. Design and validation of a burner with variable geometry for extended combustion range. Dänemark, ASME Turbo Expo, pp. 155-165.
- Gokulakrishnan, P. & Klassen, M. S., 2013. NO_x and CO Formation and Control. In: T. C. Lieuwen & V. Yang, Hrsg. Gas Turbine Emissions. Cambridge: Cambridge University Press, pp. 175-208.
- Greiffenhagen, F., Peterleithner, J. & Woisetschläger, J., 2017. Prediction of Combustion Noise from a Swirl-Stabilized Flame using Laser-Interferometric-Vibrometry validated by Acoustic Measurements. Charlotte NC, ASME Turbo Expo.
- Greiffenhagen, F. et al., 2019 a. Discussion of laser interferometric vibrometry for the determination of heat release fluctuations in an unconfined swirl-stabilized flame. Combustion and Flame, Band 201, pp. 315-327.
- Greiffenhagen, F., Woisetschläger, J., Gürtler, J. & Czarske, J., 2019 b. Quantitative measurement of density fluctuations with a full-field laser interferometric vibrometer. Experiments in Fluids, 28 11, Band 61, p. 9.
- Greiffenhagen, F. et al., 2018 a. Comparison of flame transfer functions measured with locally resolved full-field-vibrometry and OH*-chemiluminescence. Oslo, ASME Turbo Expo.
- Greiffenhagen, F. et al., 2018 b. Camera Based Full-Field Laser Interferometric Vibrometry for Combustion Diagnostics. Lissabon, International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics.
- Gren, P. et al., 2006. Laser vibrometry measurements of vibration and sound fields of a bowed violin. Measurement Science and Technology, Band 17, pp. 635-644.
- Grönstedt, T. et al., 2016. Ultra Low Emission Technology Innovations for Mid-Century Aircraft Turbine Engines. Seoul, ASME Turbo Expo, p. V003T06A001.
- Gupta, A. K., Lilley, D. G. & Syred, N., 1984. Swirl flows. London: Abacus Press.
- Gürtler, J., 2020. Dissertation, Dresden: Technische Universität Dresden.
- Gürtler, J. et al., 2016. Seedingless measurement of the heat release rate and the velocity in swirl-stabilized flames using camera-based laser-vibrometry. Cottbus, Fachtagung Experimentelle Strömungsmechanik.

- Gürtler, J. et al., 2018. Simultaneous measurements of velocity and density of transient flows using high-speed camera technique. Strassburg, SPIE.
- Gürtler, J. et al., 2017. Non-invasive seedingless measurements of the flame transfer function using high-speed camera-based laser vibrometry. München, SPIE.
- Hampel, B. & Woisetschläger, J., 2006. Frequency- and space-resolved measurement of local density fluctuations in air by laser vibrometry. *Measurement Science and Technology*, Band 17, pp. 2835-2842.
- Hardalupas, Y. & Orain, M., 2004. Local Measurements of the Time-dependent Heat Release Rate and Equivalence Ratio Using Chemiluminescent Emission from a Flame. *Combust. Flame*, Band 139, pp. 188-207.
- Hecht, E., 2002. *Optics*. 4 Hrsg. San Francisco: Addison-Wesley.
- Heinzel, G., Rüdiger, A. & Schilling, R., 2002. Spectrum and spectral density estimation by the Discrete Fourier transform (DFT), including a comprehensive list of window functions and some new at-top windows, Hannover: Max Plank Institut.
- Higgins, B. et al., 2001. Systematic measurements of OH chemiluminescence for fuel-lean, high-pressure, premixed, laminar flames. *Fuel*, Band 80, pp. 67-74.
- Hogan, P. & Davis, D. D., 1974. OH lifetime measurements of several K levels in the $v' = 1$ manifold of the $A\ 2\Sigma^+$ electronic state: Excitation via tunable UV laser. *Chemical Physics Letters*, Band 29, pp. 555-557.
- Hussain, A. K. M. F. & Reynolds, W. C., 1970. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 41(2), pp. 241-258.
- Kirchweger, W., 2007. *Laseroptische Diagnoseverfahren zur Optimierung von Wasserstoff-DI-Brennverfahren*. Graz: Technische Universität Graz.
- Kirchweger, W., Haslacher, R., Hallmannsegger, M. & Gerke, U., 2006. Applications of the LIF-method for the diagnostics of the combustion process of gas-IC-engines. Lissabon, 13th Int. Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics.
- Klammer, B. F., 2018. *Laserinterferometrische Vibrometrie zur Untersuchung thermoakustischer Oszillationen in einer drallstabilisierten Methanflamme*. Graz: Technische Universität Graz.
- Köberl, S., Fontaneto, F., Giuliani, F. & Woisetschläger, J., 2010. Frequency-resolved interferometric measurement of local density fluctuations for turbulent combustion analysis. *Measurement Science and Technology*, Band 21.
- Lauer, M. R. W., 2011. *Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by Chemiluminescence Imaging*. München: Technische Universität München.
- Lee, J. G. & Santavicca, D. A., 2003. Experimental Diagnostics for the Study of Combustion Instabilities in Lean Premixed Combustors. *Journal of Propulsion and Power*, Band 19, pp. 735-750.
- Leibovich, S., 1978. The Structure of Vortex Breakdown. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Band 10, pp. 221-246.
- Leitgeb, T., 2012. *On the design and validation of a variable geometry burner concept*. Graz: Technische Universität Graz.
- Leitgeb, T. et al., 2013. Interferometric determination of heat release rate in a pulsated flame. *Combustion and Flame*, Volume 160, pp. 589-600.

- Lewin, A., Mohr, F. & Selbach, H., 1990. Heterodyn-Interferometer zur Vibrationsanalyse. *Technisches Messen*, Band 57, p. 335–345.
- Leylekian, L., Lebrun, M. & Lempereur, P., 2014. An overview of aircraft noise reduction technologies.. *AerospaceLab*, 6.pp. p. 1-15.
- Lieuwen, T. C., 2012. *Unsteady combustor physics*. 1 Hrsg. Cambridge: Cambridge Univ. Press.
- Lieuwen, T. C. & McManus, K., 2002. That Elusive Hum. *Mechanical Engineering*, 6, Band 124, pp. 53-55.
- Lieuwen, T. C. & Yang, V., 2005. *Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines - Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling*. Reston: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- Lieuwen, T. C. & Yang, V., 2013. *Gas Turbine Emissions*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Li, Z. S. et al., 2010. Turbulence and combustion interaction: High resolution local flame front structure visualization using simultaneous single-shot PLIF imaging of CH, OH, and CH₂O in a piloted premixed jet flame. *Combustion and Flame*, Band 157, pp. 1087-1096.
- Luque, J. & Crosley, D. R., 1998. Transition probabilities in the A 2Σ⁺–X 2Π_i electronic system of OH. *The Journal of Chemical Physics*, Band 109, pp. 439-448.
- Mach, E. & Salcher, P., 1887. Photographische Fixirung der durch Projectile in der Luft eingeleiteten Vorgänge. *Annalen der Physik*, Band 268, pp. 277-291.
- Malkin, R., Todd, T. & Robert, D., 2014. A simple method for quantitative imaging of 2D acoustic fields using refracto-vibrometry. *Journal of Sound and Vibration*, 9, Band 333, p. 4473–4482.
- Marble, F. E. & Candel, S. M., 1977. Acoustic Disturbance from Gas non-uniformities convected through a Nozzle. *Journal of Sound and Vibration*, Band 55, pp. 225-243.
- March, M., 2017. *Auslegung, Konstruktion und Validierung eines Versuchs Brenners mit drallstabilisierter Flamme und optisch transparenter Brennkammer*. Graz: Technische Universität Graz.
- Matsumoto, H. & Hirai, A., 1999. A white-light interferometer using a lamp source and heterodyne detection with acousto-optic modulators. *Optics Communications*, Band 170, pp. 217-220.
- Mayrhofer, N., Lang, H. & Woisetschläger, J., 2000. Experimental investigation of turbine wake flow by interferometrically triggered LDV-measurements. Lissabon, International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics.
- Mayrhofer, N. & Woisetschläger, J., 2001. Frequency analysis of turbulent compressible flows by laser vibrometry. *Experiments in Fluids*, Band 21, pp. 153-161.
- Merzkirch, W., 1987. *Flow Visualization*. 2 Hrsg. Orlando, San Diego, New York, Austin, Boston, London, Sydney, Tokyo, Toronto: Academic Press.
- Najm, H. N., Paul, P. H., Mueller, C. J. & Wyckoff, P. S., 1998. On the Adequacy of Certain Experimental Observables as Measurements of Flame Burning Rate. *Combustion and Flame*, Band 113, pp. 312-332.
- NASA, 2019 a. NASA History Division. [Online]
Available at: <https://history.nasa.gov/SP-350/ch-3-2.html>
[Zugriff am 06 12 2019].

- NASA, 2019 b. NASA. [Online]
Available at:
https://www.nasa.gov/centers/armstrong/multimedia/imagegallery/Schlieren/f4_p4_red_planedrop.html
[Zugriff am 06.12.2019].
- Oefelein, J. C. & Yang, V., 1993. Comprehensive Review of Liquid-Propellant Combustion Instabilities in F-1 Engines. *Journal of Propulsion and Power*, 9(5), pp. 657-677.
- Oertel, H. & Oertel, H., 1989. *Optische Strömungsmesstechnik*. Karlsruhe: Braun Verlag.
- Olsson, E. & Tatar, K., 2006. Sound field determination and projection effects using laser vibrometry. *Measurement Science and Technology*, 17(10), p. 9.
- Pankiewitz, C., 2004. *Hybrides Berechnungsverfahren für thermoakustische Instabilitäten von Mehrbrennersystemen*. München: Technische Universität München.
- Panoutsos, C. S., Hardalupas, Y. & Taylor, A. M. K. P., 2009. Numerical evaluation of equivalence ratio measurement using OH* and CH* chemiluminescence in premixed and non-premixed methane-air flames. *Combustion and Flame*, Volume 156, pp. 273-291.
- Paschereit, C., Schuermans, B., Polifke, W. & Mattson, O., 2002. Measurement of Transfer Matrices and Source Terms of Premixed Flames. *J. Eng. Gas Turbines Power*, 4, Band 124, pp. 239-247.
- Peterleithner, J., 2016 c. *Interferometric vibrometry for combustion dynamics*. Graz: Technische Universität Graz.
- Peterleithner, J. et al., 2016 a. Comparison of Flame Transfer Functions Acquired by Chemiluminescence and Density Fluctuation. Seoul, ASME Turbo Expo.
- Peterleithner, J., Marn, A. & Woisetschläger, J., 2015. Interferometric Investigation of the thermo-acoustics in a swirl stabilized methane flame. Montreal, ASME Turbo Expo.
- Peterleithner, J., Salcher, F. & Woisetschläger, J., 2014. Frequency resolved interferometric detection of local density fluctuations in flames. Lissabon, International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics.
- Peterleithner, J., Stadlmair, N. V., Woisetschläger, J. & Sattelmayer, T., 2016 c. Analysis of measured flame transfer functions with locally resolved density fluctuation and OH-Chemiluminescence Data. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 138(3).
- Peterleithner, J., Zerobin, S. & Woisetschläger, J., 2016 b. Analysis of Combustion Noise using locally Resolved Density Fluctuations and a Microphone Array. Seoul, ASME Turbo EXPO.
- Pfeifer, C., Moeck, J. P., Paschereit, C. O. & Enghardt, L., 2009. Localization of sound sources in combustion chambers. In: A. Schwarz & J. Janicka, Hrsg. *Combustion Noise*. Heidelberg London New York: Springer, pp. 269-291.
- Pieringer, J., Sattelmayer, T. & Fassl, F., 2009. Simulation of Combustion Instabilities in Liquid Rocket Engines with Acoustic Perturbation Equations. *Journal of Propulsion and Power*, 9, Band 25, pp. 1020-1031.
- Pretzler, G. et al., 1992. Comparison of Different Methods of Abel Inversion Using Computer Simulated and Experimental Side-On Data. *Zeitschrift für Naturforschung*, Band 47a, pp. 955-970.
- Raffel, M., 2015. Background-oriented schlieren (BOS) techniques. *Experiments in Fluids*, 06 3, 56(3), p. 60.
- Rayleigh, 1878. The explanation of certain acoustical phenomena. *Nature*, Volume 18, pp. 319-321.

- Richard, H. & Raffel, M., 2001. Principle and applications of the background oriented schlieren (BOS) method. *Measurement science and technology*, Band 12, p. 1576.
- Sachs, L., 2013. *Angewandte Statistik: Anwendung statistischer Methoden*. Berlin Heidelberg New York: Springer Berlin Heidelberg.
- Salcher, F., 2014. *Experimentelle Untersuchung von thermoakustischen Oszillationen in einer atmosphärischen Modellbrennkammer*. Graz: Technische Universität Graz.
- Sattelmayer, T., 2003. Grundlagen der Verbrennung in stationären Gasturbinen. In: C. Lechner & J. Seume, Hrsg. *Stationäre Gasturbinen*. Berlin Heidelberg New York: Springer, pp. 385-447.
- Schlüßler, R., Bermuske, M., Czarske, J. & Fischer, A., 2015. Simultaneous three-component velocity measurements in a swirl-stabilized flame. *Experiments in Fluids*, Volume 56.
- Settles, G. S., 1970. A Four Colour Schlieren Technique with sensitivity in all directions. *Tennessee Engineer*, Band pp 4,5,7-9, pp. 125-129.
- Settles, G. S., 2001. *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*. Berlin Heidelberg: Springer.
- Smith, T. J. B. & Kilham, J. K., 1963. Noise Generation by Open Turbulent Flames. *Journal of Acoustical Society of America*, Band 35, pp. 715-724.
- Steinberg, A. & Driscoll, J., 2009. Straining and wrinkling processes during turbulence-premixed flame interaction measured using temporally-resolved diagnostics. *Combustion and Flame*, 12, Band 156, pp. 2285-2306.
- Strahle, W. C., 1971. On combustion generated noise. *Journal of Fluid Mechanics*, Band 49, pp. 399-414.
- Vukicevic, D., 1990. *Optical tomography by heterodyne holographic interferometry*. Washington, SPIE, pp. 165-198.
- Welch, P., 1967. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, 6, Band 15, pp. 70-73.
- Wiesinger, L., 2017. *Application of Laser Interferometric Vibrometry for the determination of density fluctuations in a swirl stabilized methane flame*. Graz: Technische Universität Graz.
- World Health Organization, 2003. *Health aspects of air pollution with particulate matter, ozone and nitrogen dioxide*. Bonn: WHO Regional Office for Europe.
- Zinn, B. T. & Lieuwen, T. C., 2005. Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling. In: V. Y. Timothy C. Lieuwen, Hrsg. *Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines*. Arlington: American Institute of Aeronautics and Astronautics, pp. 2-24.
- Zipser, L., Lindner, S. & Behrendt, R., 2002. Interferometrische Messung und Visualisierung von Schallwellen und Trubulenzen. *Technisches Messen*, Band 69, pp. 275-281.

Anhang

A) Herleitung der Gleichung zur Bestimmung von Dichteänderungen

Die nun folgende Herleitung der Gleichung zur Bestimmung von Dichteänderungen wurde den beiden Büchern „Modern methods in analytical acoustics“ von D. G. Crighton und „Unsteady combustor physics“ von Tim C. Lieuwen entnommen (Crighton, et al., 1996), (Lieuwen, 2012).

Als Grundgleichungen zur Bestimmung von Wärmefreisetzungsschwankungen als Funktion von Dichteschwankungen kann die Energiegleichung in ihrer allgemeinsten Form herangezogen werden. Äußere, auf das betrachtete Volumenelement einwirkende Kräfte, werden dabei vernachlässigt:

$$\rho \frac{de}{dt} = -\vec{\nabla} \vec{q} - p \vec{\nabla} \vec{v} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tau_{ij} \quad (1)$$

Der Ausdruck $\frac{de}{dt}$ beschreibt dabei auf die substantielle Ableitung der Energie, also die lokale und die konvektive Änderung der Größe. Allgemein ist die substantielle Ableitung einer physikalischen Größe wie folgt definiert:

$$\frac{de(\vec{x}, t)}{dt} = \frac{\partial e}{\partial t} + (\vec{v} \vec{\nabla}) e \quad (2)$$

Die rechte Seite der Energiegleichung beschreibt den Transport von Wärme durch Strahlung und Wärmeleitung summiert in dem Term $\vec{\nabla} \vec{q}$, durch Druckarbeit, beschrieben mit $-p \vec{\nabla} \vec{v}$ und die Arbeit viskoser Kräfte (Reibung) $\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tau_{ij}$.

Die differentielle Änderung der Energie eines infinitesimalen Elements in einem gasförmigen Medium, bestehend aus N verschiedenen Spezies, kann durch folgende Gleichung beschrieben werden (Williams 1965):

$$de = T ds + \frac{p}{\rho^2} d\rho + \sum_{n=1}^N \frac{\mu_n}{M_n} dY_n \quad (3)$$

Mit dem chemischen Potential der n-ten Spezies μ_n , deren molarer Masse M_n und dem entsprechenden Massenbruch Y_n . Durch Substitution von de in Gleichung (1) durch Gleichung (3) ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\rho T \frac{ds}{dt} + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \sum_{n=1}^N \frac{\mu_n}{M_n} \rho \frac{dY_n}{dt} = -\vec{\nabla} \vec{q} - p \vec{\nabla} \vec{v} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tau_{ij} \quad (4)$$

Durch Umstellen von Gleichung (4) und unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{u}) = 0 \quad (5)$$

erhält man:

$$\rho T \frac{ds}{dt} = -\vec{\nabla} \vec{q} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tau_{ij} - \sum_{n=1}^N \frac{\mu_n}{M_n} \rho \frac{dY_n}{dt} \quad (6)$$

also die Beschreibung der differentiellen Änderung der Entropie aufgrund von Wärmeübertragung, viskoser Reibung und chemischer Stoffumwandlung. Mit Hilfe der substantiellen Ableitung des Druckes:

$$\frac{dp}{dt} = c^2 \frac{d\rho}{dt} + \left. \frac{\partial p}{\partial s} \right|_{\rho, Y_n} \frac{ds}{dt} + \sum_{n=1}^N \left. \frac{\partial p}{\partial Y_n} \right|_{s, \rho, Y_m} \frac{dY_n}{dt} \quad (7)$$

Lässt sich die substantielle Ableitung der Entropie $\frac{ds}{dt}$ in Gleichung (6) mit Hilfe von Gleichung (7) substituieren und man erhält:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} + \left(\vec{\nabla} \bar{q} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tau_{ij} \right) \frac{1}{\rho T c^2} \left. \frac{\partial p}{\partial s} \right|_{\rho, Y_n} + \sum_{n=1}^N \frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{T} \frac{\mu_n}{M_n} \left. \frac{\partial p}{\partial s} \right|_{\rho, Y_n} - \left. \frac{\partial p}{\partial Y_n} \right|_{s, \rho, Y_m} \right) \frac{dY_n}{dt} \quad (8)$$

wobei der Ausdruck $\left. \right|_{Y_m}$ bedeutet, dass lediglich die n-te Spezies betrachtet wird, während alle anderen Spezies als eingefroren betrachtet werden können. Durch weiteres Substituieren aller entropiebezogenen Größen und dem Einführen der differentiellen Änderung der Enthalpie:

$$dh = T ds + \frac{1}{\rho} dp + \sum_{n=1}^N \frac{\mu_n}{M_n} dY_n \quad (9)$$

lassen sich die folgenden Terme aus Gleichung (8) folgendermaßen vereinfachen:

$$\frac{1}{\rho T c^2} \left. \frac{\partial p}{\partial s} \right|_{\rho, Y_n} = \frac{\kappa - 1}{c^2} \quad (10)$$

mit dem Isentropenexponenten κ und:

$$\frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{T} \frac{\mu_n}{M_n} \left. \frac{\partial p}{\partial s} \right|_{\rho, Y_n} - \left. \frac{\partial p}{\partial Y_n} \right|_{s, \rho, Y_m} \right) = \rho \frac{\kappa - 1}{c^2} \left. \frac{\partial h}{\partial Y_n} \right|_{\rho, p, Y_m} \quad (11)$$

Wendet man nun die Vereinfachungen aus Gleichung (10) und (11) auf Gleichung (8) an, erhält man:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} + \frac{\kappa - 1}{c^2} \left(\sum_{n=1}^N \left. \frac{\partial h}{\partial Y_n} \right|_{\rho, p, Y_m} \rho \frac{dY_n}{dt} + \vec{\nabla} \bar{q} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tau_{ij} \right) \quad (12)$$

Das totale Differential der Enthalpie aufgrund von Änderung des Massenbruches der jeweiligen Spezies kann geschrieben werden als:

$$\left. \frac{\partial h}{\partial Y_n} \right|_{T, p, Y_m} = \left. \frac{\partial h}{\partial Y_n} \right|_{\rho, p, Y_m} + \left. \frac{\partial h}{\partial \rho} \right|_{p, Y_n} \frac{\partial \rho}{\partial Y_n} \Big|_{T, p, Y_m} \quad (13)$$

Umstellen und Einsetzen von Gleichung (13) in den Summationsterm aus Gleichung (12) liefert:

$$\sum_{n=1}^N \left. \frac{\partial h}{\partial Y_n} \right|_{\rho, p, Y_m} \rho \frac{dY_n}{dt} = \sum_{n=1}^N \left. \frac{\partial h}{\partial Y_n} \right|_{T, p, Y_m} \rho \frac{dY_n}{dt} - \rho \left. \frac{\partial h}{\partial \rho} \right|_{p, Y_n} \left(\sum_{n=1}^N \left. \frac{\partial \rho}{\partial Y_n} \right|_{T, p, Y_m} \frac{dY_n}{dt} \right) \quad (14)$$

Unter Verwendung der idealen Gasgleichung mit $p = \rho RT$ und der Bestimmung der Schallgeschwindigkeit aus $c^2 = \kappa RT = \kappa \frac{p}{\rho}$ und Einsetzen von Gleichung (14) in den Summationsterm von Gleichung (12) kann nun geschrieben werden:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} + \frac{(\kappa - 1)\rho}{\kappa p} \left\{ \sum_{n=1}^N \left. \frac{\partial h}{\partial Y_n} \right|_{T,p,Y_m} \rho \frac{dY_n}{dt} - \rho \left. \frac{\partial h}{\partial \rho} \right|_{p,Y_n} \left(\sum_{n=1}^N \left. \frac{\partial \rho}{\partial Y_n} \right|_{T,p,Y_m} \frac{dY_n}{dt} \right) + \overline{\nabla} \overline{q} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tau_{ij} \right\} \quad (15)$$

Gleichung (15) beschreibt nun endlich alle Einflussgrößen auf die Änderung der Dichte mit der Zeit. Auf die einzelnen Terme sollte nun im Detail eingegangen werden. Der erste Term beinhaltet die substantielle Ableitung des Druckes, also die totale Änderung des Druckes mit der Zeit. Diese Druckschwankungen können hervorgerufen werden durch Turbulenz, Schallwellen, etc. Die beiden Summationsschleifen sind als Volumenproduktion bzw. Dichteänderung aufgrund von Wärmefreisetzung und Änderung der molaren Zusammensetzung des Gases aufzufassen. Die erste Summation beschreibt dabei die Änderung der Enthalpie aufgrund von Änderungen der jeweiligen Spezieskonzentrationen bei konstantem Druck, konstanter Temperatur und unter Außerachtlassen der jeweiligen anderen Spezies während der jeweiligen Summationsschritte. Der Term $\rho \frac{dY_n}{dt} = \dot{\omega}_n - \overline{\nabla} \overline{J}_n$ kann als Änderung der Spezieskonzentrationen aufgrund der jeweiligen chemischen Produktion $\dot{\omega}_n$ und der Diffusion $\overline{\nabla} \overline{J}_n$ aufgefasst werden. Unter Vernachlässigung von Diffusion, bestimmt die erste Summationsschleife die Wärmeproduktion je Einheitsvolumen mit $\sum_{n=1}^N \left. \frac{\partial h}{\partial Y_n} \right|_{T,p,Y_m} \rho \frac{dY_n}{dt} = -\frac{dq_v}{dt}$, also der Wärmefreisetzung aufgrund chemischer Reaktionen. Der zweite Summationsterm beinhaltet die Änderung der Dichte bei konstantem Druck und konstanter Temperatur aufgrund von Änderungen der Spezieskonzentrationen. Die Änderung der Stoffmengenkonzentration \dot{n} , zufolge chemischer Reaktion, kann folgendermaßen definiert werden:

$$\dot{n} = \sum_{n=1}^N \frac{\dot{\omega}_n}{M_n} = \rho \frac{dY_n}{dt} \frac{1}{M_n} \quad (16)$$

Für die Stoffmengenkonzentration gilt: $n = \frac{\rho}{\bar{M}}$ mit der mittleren molaren Masse \bar{M} . Somit kann bei konstanter mittlerer molarer Masse, also keiner Änderung der mittleren molaren Masse bei der Umsetzung von Reaktanten in Produkten, die Änderung der Stoffmengenkonzentration Null gesetzt werden $\dot{n} = 0$, wodurch die gesamte zweite Summationsschleife entfällt. Diese Annahme behält ihre Gültigkeit nur solange die Oxidation des Kraftstoffes unter Luft erfolgt. Durch die Verdünnung des reaktiven Gemisches mit inertem Stickstoff bleibt die mittlere molare Masse nahezu konstant und die Änderung der Stoffmengenkonzentration kann vernachlässigt werden. Bei Verbrennung unter reiner Sauerstoffatmosphäre hingegen, führt die Oxidation der Reaktanten aufgrund des fehlenden Stickstoffes zu einer signifikanten Änderung der mittleren molaren Masse. Eine diesbezügliche Abschätzung der Änderung des Gasvolumens von Reaktanten zu Produkten, unter Berücksichtigung beider Quellterme, also \dot{q}_v und \dot{n} , unter Annahme einer stöchiometrischen Gleichdruckverbrennung wurde von Lieuwen

(Lieuwen, 2012) durchgeführt. Das Verhältnis $\frac{\frac{V_{Prod.}(\dot{q}_v) + V_{Prod.}(\dot{n})}{V_{Reakt.}}}{\frac{V_{Prod.}(\dot{q}_v)}{V_{Reakt.}}}$ bei Verbrennung unter Luft beträgt

dabei 1.01, bei Verbrennung unter reiner Sauerstoffatmosphäre hingegen 1.27. Bei Verbrennung unter Luft, kann die zweite Summationsschleife also vernachlässigt werden, zusätzlich verbessert sich dieses Verhältnis bei Luftüberschuss aufgrund des höheren Inertgasanteils. Somit können schlussendlich die

Dichteänderungen innerhalb einer reaktiven Strömung in Luft unter Berücksichtigung aller Einflussgrößen folgendermaßen beschrieben werden:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} - \frac{(\kappa - 1)\rho}{\kappa p} \left(\frac{dq_v}{dt} - \vec{\nabla} \bar{q} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tau_{ij} \right) \quad (17)$$