



Florian Salcher, BSc

Experimentelle Untersuchung von thermoakustischen Oszillationen in einer atmosphärischen Modellbrennkammer

MASTERARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Ingenieur

Masterstudium Maschinenbau

eingereicht an der

Technischen Universität Graz

Betreuer

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

Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik

Zweitbetreuer

Dipl.-Ing. Johannes Peterleithner

Graz, Juli 2014

Danksagung

Mein Dank gilt dem Institutsvorstand Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Franz Heitmeir, für die ausgezeichneten Voraussetzungen am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik, die es mir ermöglichten diese Diplomarbeit zu verfassen.

Ebenso möchte ich mich bei meinem Betreuer Herrn Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Jakob Woisetschläger bedanken, der mir stets sowohl bei Messungen, teils bis zu später Stunde, beiseite stand als auch immer Rat bei Datenauswertungen sowie im Verlauf der gesamten Arbeit parat hatte. Sein umfassendes Wissen über optische Messverfahren war mir bei der Erstellung dieser Arbeit eine große Hilfe.

Ich bedanke mich bei meinem Betreuer Herrn Dipl.-Ing. Johannes Peterleithner für dessen Unterstützung bei den Messungen, die Einrichtung des Messlabors und für die Hilfe in allen Bereichen der Arbeit. Von seinem Enthusiasmus und seinem Ingenieurswesen, sowie seiner umfangreichen Kenntnis über Thermoakustik konnte ich während der gesamten Arbeit profitieren.

Auch beim Team der Institutswerkstätte möchte ich mich bedanken. Ohne deren Hilfe existierte der Prüfstand wohl nur auf dem Papier.

Nicht zuletzt gilt ein besonderer Dank meiner Lebensgefährtin Evelyn, deren ermutigenden Worte und Interesse an der Arbeit mich stets motivierten. Ihr ist es zu verdanken, dass ich neben dem Erstellen dieser Arbeit auch zur Ruhe kam und Ablenkung fand. Durch ihre Geduld und ihr Verständnis gab sie mir den nötigen Rückhalt um diese Arbeit erfolgreich abschließen zu können.

Diese Arbeit wurde durch den Österreichischen Wissenschaftsfond im Rahmen des Projekts FWF-24096-N24 "Interferometric Detection of Thermoacoustic Oscillations in Flames" gefördert.

Eidesstattliche Erklärung

AFFIDAVIT

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. Das in TUGRAZonline hochgeladene Textdokument ist mit der vorliegenden Masterarbeit identisch.

I declare that I have authored this thesis independently, that I have not used other than the declared sources/resources, and that I have explicitly indicated all material which has been quoted either literally or by content from the sources used. The text document uploaded to TUGRAZonline is identical to the present master's thesis.

Datum / Date

Unterschrift / Signature

Kurzfassung

Um NO_x Emissionen, und damit den Einfluss auf die Umwelt, bei Gasbrennkammer gering zu halten wurden schadstoffarme Magerbrennkammern mit Gas-Luft Vormischung eingeführt die jedoch das Problem thermoakustischer Oszillationen haben.

In dieser Arbeit wird daher zunächst ein bestehender Brenner und eine Brennkammer so umkonstruiert, dass eine rotationssymmetrische Flamme die resonante thermoakustische Oszillationen aufweist, verwirklicht werden konnte. In der Folge wird die resonante Flamme und eine nicht resonante Referenzflamme mittels optischen berührungslosen Messverfahren untersucht. Insbesondere werden dabei Interferometriemessungen mittels Laservibrometer, Schlieren-Visualisierung und Chemilumineszenzmessungen, um die Flammen zu charakterisieren und um einen Vergleich zwischen instabiler und stabiler Verbrennung zu ermöglichen, durchgeführt.

Durch diese Messverfahren und einer Datenauswertung mittels der Software IDEA, einem institutseigenen Programm für die Durchführung tomografischer Rückrechnungen, ist es möglich lokale Wärmefreisetzungsraten sowie lokale Dichteschwankungen frequenz- und ortsaufgelöst zu ermitteln. Die daraus gewonnen Daten und Einblicke in die Thermoakustik sollen es ermöglichen in Zukunft numerischen Berechnung von thermoakustischen Oszillationen durchführen zu können.

Abstract

In order to reduce the emission of NO_x, and therefore the impact on the environment, from gas combustion, ecologically compatible premixed lean combustion chambers have been developed. Unfortunately this new technology has serious complications with thermo-acoustic oscillations.

Therefore, in this thesis, an existing burner and a combustion chamber had to be redesigned in order to produce a resonant thermo-acoustic oscillating flame. This resonant flame and a non-resonant reference flame are analyzed with optical contact-free measuring methods. In particular, the flame conditions are investigated by laservibrometer interferometry, schlieren visualization and chemiluminescence, in order to characterize the flames and to compare the stable and unstable combustion.

By these measurement methods and data analysis using the software IDEA, an institute's own program for the implementation of tomographic reconstruction, it is possible to determine frequency- and space-resolved local heat release ratios as well as local density fluctuations. Thus obtained data should make it possible to perform numerical calculations of thermo-acoustic oscillations in combustion chambers.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	III
Eidesstattliche Erklärung.....	IV
Kurzfassung.....	V
Abstract	V
Abbildungsverzeichnis	VIII
Tabellenverzeichnis.....	XII
Verwendete Abkürzungen und Symbole.....	XIII
1 Einleitung.....	1
1.1 Motivation	1
1.2 Zielsetzung.....	2
1.3 Grundlagen der Thermoakustik	2
2 Material und Methodik	5
2.1 Interferometrie – Laservibrometer.....	5
2.1.1 Grundlagen eines Laservibrometers.....	5
2.1.2 Dichtemessungen mittels Laservibrometer	7
2.1.3 Fourier Transformation	9
2.1.4 Laservibrometer Aufbau	10
2.2 Schlieren Visualisierung.....	12
2.2.1 Grundlagen der Schlieren Visualisierung.....	12
2.2.2 Schlierenaufbau	16
2.3 Chemilumineszenz.....	18
2.3.1 Grundlagen der Emission von Licht.....	18
2.3.2 Emission in einer Methan/Luft-Flamme	20
2.3.3 Chemilumineszenz Messaufbau	22
2.4 Tomografie	23
2.4.1 Faltungsmethode (Convolution Method)	23
2.4.2 Abel Inversion	25
3 Der variable-Geometrie Brenner.....	26
3.1 Konstruktion des Brenners nach Leitgeb.....	26
3.2 Modifikation für rotationssymmetrische Flamme	26
3.2.1 Konstruktion des rotationssymmetrischen Brenners.....	27
3.2.2 Variierbare Parameter	30
3.2.1 Hohlraumresonanzen.....	33
3.2.2 Stabilitätskennfelder.....	35
4 Ergebnisse am modifizierten, rotationssymmetrischen Brenner.....	41

4.1	Nachweis der Rotationssymmetrie der Modellflamme	41
4.2	Thermoakustische Oszillationen.....	43
4.2.1	Bestimmung der Resonanzfrequenz.....	43
4.2.2	Schlieren- und Chemilumineszenz-Auswertungen	47
4.2.3	Interferometrie-Auswertungen	51
4.3	Tomografische Rückrechnungen	56
4.3.1	CH*-Radikal – Optische Tomografie	56
4.3.2	lokale Dichteschwankungen.....	64
5	Zusammenfassung und Ausblick	74
	Literaturverzeichnis.....	77
	Anhang	79

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1.1: Durch Druckpulsation zerstörte Ausmauerung eines Winderhitzers. (Joos 2006) .	1
Abb. 1.3.1: Einteilung der Brennkammerpulsationen (Joos 2006)	3
Abb. 1.3.2: Schema der Entstehung von Entropiewellen (Joos 2006)	4
Abb. 1.3.3: Eigenschwingungen eines einseitig offenen Rohres (Joos 2006)	4
Abb. 2.1.1: Schematischer Aufbau eines Laservibrometers. Zu sehen sind der Laser, Strahlteiler (BS), eine Bragg-Zelle sowie die Wege der Laserarme und zwei Detektoren. (Woisetschläger 2013).....	6
Abb. 2.1.2: Veranschaulichung der Funktionsweise einer Bragg-Zelle bzw. eines akusto-optischen Modulators. (Woisetschläger 2013).....	6
Abb. 2.1.3: Links: frequenzmoduliertes Eingangssignal und demoduliertes Ausgangssignal; Rechts: Vergleich von Geschwindigkeitsmessung und Wegmessung. (Woisetschläger 2013).	7
Abb. 2.1.4: v.l.n.r.: einzelne Sinusschwingungen; zu einem annäherndem Rechtecksignal zusammengesetzte Sinusschwingungen; Fourier-Zerlegung der Rechteckschwingung; (Universität Graz 2014).....	9
Abb. 2.1.5: Oben: Schematischer Aufbau des Laservibrometers und des Mikrophons um Dichteschwankungsmessungen durchzuführen. Unten links: Tatsächlicher Aufbau mit Brennkammer wie er zuvor beschrieben wurde für Dichteschwankungsmessungen; rechts: Aufbau mit Lautsprecher für Hohlraumresonanzmessungen.	11
Abb. 2.2.1: Links: Historischer Schlieren Aufbau wie er 1887 von Ernst Mach und Peter Salcher verwendet wurde. Rechts: Die dazu allererste Aufnahme eines Mach-Kegels um eine Patronenkugel. (Mach, Salcher 1887)	12
Abb. 2.2.2: Links: Brechung des Lichts zum Lot im Übergang in ein optisch dichteres Medium mit konstantem Brechungsindex. Rechts: Beugung des Lichts beim Eintreffen in ein optisch dichteres Medium mit graduellen Brechungsindex. (Woisetschläger 2013).....	13
Abb. 2.2.3: Beugung eines Lichtstrahls durch ein Medium mit Dichtegradient. (Woisetschläger 2013).....	14
Abb. 2.2.4: Hellfeldschlieren-Technik. (Heimel 2010)	15
Abb. 2.2.5: Dunkelfeldschlieren-Technik. (Heimel 2010).....	15
Abb. 2.2.6: Farbschlieren-Technik am Beispiel von Turbinenschaufel. (Woisetschläger 2013)	15
Abb. 2.2.7: Schematische Darstellung des Z-förmigen Schlierenaufbaus wie er für diese Arbeit verwendet wurde. (Woisetschläger 2013).....	16
Abb. 2.2.8: Schlieren-Aufbau wie er in dieser Arbeit verwendet wurde. In grün sieht man den Weg den das Licht genommen hat.	17
Abb. 2.2.9: links: Farbschlieren-Aufnahme; rechts: Dunkelfeld-Aufnahme;	17
Abb. 2.3.1: Absorption und Emission von Licht durch Atome. (Woisetschläger 2013)	18
Abb. 2.3.2: Links: Rotations- und Vibrationszustände von Molekülen; (Woisetschläger 2013) Rechts: Spektrum der Chemilumineszenz-Strahlung einer vorgemischten Methan/Luft-Flamme. Zu erkennen sind die vibronischen Banden der Emissionen der OH [*] -, CH [*] -, und C ₂ [*] -Radikale (Lauer 2011).	19
Abb. 2.3.3: Emissionsmechanismen in einer Kerze (Woisetschläger 2013).....	20
Abb. 2.3.4: Absorption von Licht in einem optisch dickem Medium (Universität Ulm 2014)	21
Abb. 2.3.5: Projektionen für tomografische Rekonstruktion	22
Abb. 2.3.6: links: Transmissionskurven des CH [*] -Filter (rot), OH [*] -Filter (grün) und Spektrum der Methan-Luft Flamme (blau); rechts: exemplarisches CH [*] -Leuchten;	22
Abb. 2.4.1: Zusammenhang zwischen Projektionsansicht $h(p,\Theta)$ und den dazugehörigen lokalen Daten $f(r,\varphi)$. (Woisetschläger 2013).....	23

Abb. 2.4.2: Verbesserung des Ergebnisses mit der Erhöhung der Projektionsrichtungen. v.l.n.r.: 1, 8, 36 Projektionsrichtungen. (Woisetschläger 2013).....	24
Abb. 2.4.3: Werte der Ränder müssen in allen Projektionen Umgebungsniveau erreichen um ein tomografisches Ergebnis (ganz rechts) erhalten zu können. (Philipp 1992).....	24
Abb. 2.4.4: Durch eine Abel Inversion rückgerechnete Dichteverteilung aufgrund von Projektionswerten. (Woisetschläger 2013)	25
Abb. 3.1.1: Teilschnitt des Brenners nach Leitgeb. Strömungsrichtung ist von links nach rechts. (Leitgeb 2012)	26
Abb. 3.2.1: Modifizierter Brenner mit 32 am Umfang verteilten Bohrungen für die Tangentialluft. Dieser Brenner zeichnet sich durch eine rotationssymmetrische Flamme aus.	27
Abb. 3.2.2: Neu konstruierter Blocker mit 32 schrägen Bohrungen von 2 mm Durchmesser. Durch die Verteilung der Bohrungen über den Umfang war ein Zerschneiden des Blockers möglich und es entstand eine rotationssymmetrische Flamme.	28
Abb. 3.2.3: Auf Brenner montierte Brennkammer mit einer gesamthöhe von 580 mm und einer Querschnittsfläche von 140x140 mm.....	29
Abb. 3.2.4: Eigenfrequenzen des Versuchsaufbau. Die tiefen Frequenzen unter 100 Hz kommen von Vibrationen von Laservibrometer, Spiegeln, Traversierung und optischen Linsen. Die höheren Frequenzen ab 370 Hz stammen von den Plattenvibrationen der Brennkammer.	30
Abb. 3.2.5: oben: Axialgeschwindigkeitsprofil unterschiedlich verdrallter Freistrahlen (Sangl 2011) unten: dadurch entstehende Rezirkulationszonen bei Erhöhung des Dralls (Gupta 1984).	31
Abb. 3.2.6: Schematische Darstellung der variierbaren Querschnittsfläche der Brennerdüse und durch die Form des Kegels erzeugte Rückströmzone	32
Abb. 3.2.7: Kreuzkorreliertes Frequenzspektrum im Punkt $x = 0$ mm und $z = 5$ mm. Gemessen zwischen dem Signal des Laservibrometers und dem Mikrofon um die Hohlräumsvibrationen der Brennkammer zu zeigen.	33
Abb. 3.2.8: Hohlraumresonanzen der Brennkammer. Links die Resonanzfrequenz um 240 Hz und rechts eine Resonanzfrequenz um 805 Hz	34
Abb. 3.2.9: Abstand zur Konusspitze als Funktion der Luftverteilungszahl (Leitgeb 2012) ..	36
Abb. 3.2.10: Stabilitätskennfelder des Brenners in der Brennkammer nach Leitgeb. Resonante Zustände sind mit roten Punkten markiert.	37
Abb. 3.2.11: Stabilitätskennfelder des modifizierten Brenners mit rotationssymmetrischer Flamme in der Brennkammer. Resonante Zustände sind mit roten Punkten markiert.	38
Abb. 3.2.12: Vier verschiedene Flammenformen, die die Möglichkeiten des Brenners aufzeigen sollen. Außerdem sind dies die weiter untersuchten Flammenformen mit Angaben zu (Φ/LVZ).....	40
Abb. 4.1.1: Projektion des CH*-Leuchtens über dem modifizierten Brenner in wahren Größenverhältnis. Zusätzlich sind die 4 Rekonstruktionsebenen zu sehen die mit A,B,C,D beschriftet wurden.	41
Abb. 4.1.2: Rekonstruktion des CH*-Leuchtens der resonanten Flamme in 4 Ebenen. Dargestellt sind die Ergebnisse dieser Rekonstruktionen und man erkennt, dass die Flammenringe von der Rotationssymmetrie nur um etwa 10% abweichen.	42
Abb. 4.2.1: a) Amplitudenspektrum in Volt [V] von 0 bis 1000 Hz der resonanten Flamme auf 20 mm Höhe mit aufgesetzter Brennkammer. b) selbiges Spektrum ohne Brennkammer. c) Phasenplot von 0 bis 1000 Hz mit Brennkammer auf 20 mm Höhe. d) Phase ohne Brennkammer.	44
Abb. 4.2.2: links: Amplitudenspektrum in Volt [V] der resonanten Flamme auf 40 mm Höhe mit aufgesetzter Brennkammer. rechts: dazugehöriger Phasenplot.	45

Abb. 4.2.3: links: Amplitudenspektrum in Volt [V] von 0 bis 2000 Hz der anliegenden „25er“ Flamme auf 20 mm Höhe mit aufgesetzter Brennkammer. rechts: selbiges Spektrum ohne Brennkammer.	46
Abb. 4.2.4: Symmetrisierte Schlierenaufnahme im Vergleich mit dem symmetrisierten CH-Leuchten der resonanten Flamme mit aufgesetzter Brennkammer. links: gemittelte Dichteschwankungen $ \rho' $; rechts: gemittelte CH-Intensität ICH	48
Abb. 4.2.5: Symmetrisierte Schlierenaufnahme im Vergleich mit dem symmetrisierten CH-Leuchten der resonanten Flamme ohne Brennkammer. links: gemittelte Dichteschwankungen $ \rho' $; rechts: gemittelte CH-Intensität ICH	48
Abb. 4.2.6: Symmetrisierte Schlierenaufnahme im Vergleich mit dem symmetrisierten CH-Leuchten der anliegende „25er“ Flamme mit aufgesetzter Brennkammer. links: gemittelte Dichteschwankungen $ \rho' $; rechts: gemittelte CH-Intensität ICH	49
Abb. 4.2.7: Symmetrisierte Schlierenaufnahme im Vergleich mit dem symmetrisierten CH-Leuchten der anliegende „25er“ Flamme ohne Brennkammer. links: gemittelte Dichteschwankungen $ \rho' $; rechts: gemittelte CH-Intensität ICH	49
Abb. 4.2.8: OH* / CH* Emissionen zur Berechnung der Gladstone-Dale Konstante. Oben sind die Intensitäten wie sie durch die Lavision Nanostar Kamera aufgenommen wurden dargestellt. In der Mitte sind die lokalen, geabelten OH*/CH*-Verhältnisse zu sehen und ganz unten sieht man die aufintegrierten OH*/CH*-Verhältnisse.	50
Abb. 4.2.9: Interferometriemessung der resonanten Flamme mit aufgesetzter Brennkammer. Im linken Teil ist der optische Wegunterschied (OPD) in [nm] - der durch die Dichteschwankungen ρ' verursacht wird - zu sehen. Der rechte Teil gibt die dazugehörige Phase in [π] wieder, welche die Bewegung der thermoakustischen Oszillation angibt. Die Bilder stellen einen Bereich von 195 bis 205 Hz dar.	53
Abb. 4.2.10: Interferometriemessung der resonanten Flamme ohne Brennkammer. Wie zuvor wird der optische Wegunterschied und die Phase dargestellt. Die Bilder stellen die Summe über den Frequenzbereich von 200 bis 250 Hz dar.	53
Abb. 4.2.11: Interferometriemessung der anliegenden „25er“ Flamme mit aufgesetzter Brennkammer. Dargestellt sind der optische Wegunterschied und die dazugehörige Phase für den Frequenzbereich von 200 bis 250 Hz.	54
Abb. 4.2.12: Interferometriemessung der anliegenden „25er“ Flamme ohne aufgesetzter Brennkammer. Dargestellt sind der optische Wegunterschied und die dazugehörige Phase für den Frequenzbereich von 200 bis 250 Hz.	54
Abb. 4.2.13: Interferometriemessung der anliegenden „25er“ Flamme mit aufgesetzter Brennkammer. Dargestellt ist der Optische Wegunterschied über den gesamten Frequenzbereich von 0 bis 2048 Hz.	55
Abb. 4.2.14: Interferometriemessung der anliegenden „25er“ Flamme ohne Brennkammer. Dargestellt ist der Optische Wegunterschied über den gesamten Frequenzbereich von 0 bis 2048 Hz.	55
Abb. 4.3.1: Ebenen der tomografischen Rekonstruktion.	56
Abb. 4.3.2: Tomografisch rekonstruierte Schnittebenen. Die Abmessungen einer Ebene sind 55 mm x 55 mm.	57
Abb. 4.3.3: oben: Aus den Ebenen zusammengesetzter Mittelschnitt (lokale Intensitätswerte) durch das Zentrum der resonanten Flamme mit Brennkammer. unten: Zusammengesetzter Mittelschnitt ohne Brennkammer.	58
Abb. 4.3.4: Ebenen der tomografischen Rekonstruktion.	59
Abb. 4.3.5: Tomografische rekonstruierte Ebene. Die Abmessungen einer Ebene sind 55 mm x 55 mm.	60
Abb. 4.3.6: oben: Aus den Ebenen zusammengesetzter Mittelschnitt (lokale Intensitätswerte) durch das Zentrum der anliegenden „25er“ Flamme mit Brennkammer. unten: Zusammengesetzter Mittelschnitt ohne Brennkammer.	60

Abb. 4.3.7: Vergleich der CH-Emission zwischen anliegender "25er" Flamme und resonanter Flamme in den Ebenen 1 bis 10.	62
Abb. 4.3.8: Vergleich der CH-Emission zwischen anliegender "25er" Flamme und resonanter Flamme in den Ebenen 11 bis 20.	63
Abb. 4.3.9: Dichteschwankungsverläufe durch das Zentrum der resonante Flamme mit aufgesetzter Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. Frequenzbereich 195 Hz bis 205 Hz.	65
Abb. 4.3.10: oben: tomografische Rekonstruktionen der Dichteschwankungen in der resonanten Flamme mit aufgesetzter Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. unten: aus den obigen Dichteschwankungen zusammengesetzter Mittelschnitt durch das Zentrum der Flamme. Frequenzbereich 195 Hz bis 205 Hz.	66
Abb. 4.3.11: Dichteschwankungsverläufe durch das Zentrum der resonante Flamme ohne Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. Frequenzbereich 200 Hz bis 250 Hz.	67
Abb. 4.3.12: oben: tomografische Rekonstruktionen der Dichteschwankungen in der resonanten Flamme ohne Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. unten: aus den obigen Dichteschwankungen zusammengesetzter Schnitt durch das Zentrum der Flamme. Frequenzbereich 200 Hz bis 250 Hz.	68
Abb. 4.3.13: Dichteschwankungsverläufe durch das Zentrum der anliegenden 25er Flamme mit aufgesetzter Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. Frequenzbereich 200 Hz bis 250 Hz.	69
Abb. 4.3.14: oben: tomografische Rekonstruktionen der Dichteschwankungen in der anliegenden 25er Flamme mit aufgesetzter Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. unten: aus den obigen Dichteschwankungen zusammengesetzter Mittelschnitt durch das Zentrum der Flamme. Frequenzbereich 200 Hz bis 250 Hz.	70
Abb. 4.3.15: Dichteschwankungsverläufe durch das Zentrum der anliegenden 25er Flamme ohne Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. Frequenzbereich 200 Hz bis 250 Hz.	71
Abb. 4.3.16: oben: tomografische Rekonstruktionen der Dichteschwankungen in der anliegenden 25er Flamme ohne Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. unten: aus den obigen Dichteschwankungen zusammengesetzter Mittelschnitt durch das Zentrum der Flamme. Frequenzbereich 200 Hz bis 250 Hz.	72
Abb. Anhang 1: a) bis e) zeigen die 3-Dimensionale Stabilitätskennfelder des Brenners in der Brennkammer nach Leitgeb mit gesamtem Äquivalenzverhältnis (mit Kühlluft).	81
Abb. Anhang 2: a) bis e) zeigen die Stabilitätskennfelder des modifizierten Brenners mit rotationssymmetrischer Flamme in der Brennkammer mit gesamtem Äquivalenzverhältnis (mit Kühlluft).	84
Abb. Anhang 3: Geschwindigkeitsdekoder des Laservibrometers (Dantec Dynamics)	85

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1.1: Einstellungen des Laservibrometers bei den Messungen und Einstellungen der Auswertung	10
Tabelle 3.2.1: Koordinaten der Messpunkte für die Hohlraumresonanzmessung	33
Tabelle 3.2.2: Parametereinstellungen für die Aufnahme der Kennlinien	35
Tabelle 3.2.3: Einstellungen der vermessenen Flammzustände	40
Tabelle 4.2.1: Raster für Laservibrometerscan mit aufgesetzter Brennkammer.....	51
Tabelle 4.2.2: Raster für Laservibrometerscan ohne Brennkammer.....	51
Tabelle 4.3.1: Gladstone-Dale Konstanten für verschiedene Gase	64

Verwendete Abkürzungen und Symbole

Symbole

a	Schallgeschwindigkeit	[m/s]
c	Lichtgeschwindigkeit	[m/s]
e	Eulersche Zahl	
E	Energieniveau	[eV]
f	Frequenz	[Hz]
f(r,φ)	Lokale Daten	
G	Gladstone-Dale Konstante	[m ³ /kg]
h	Planck'sches Wirkungsquantum	[Js]
h(p,Θ)	Projektionsdaten	
H	Heizwert	[J/kg]
i	imaginäre Zahl	
I	Lichtintensität	[W/m ³]
k	Kalibrationskonstante des Laservibrometers	[mm/s/V]
l	Länge	[m]
L	optischer Weg	[m]
m	Masse	[kg]
n	Brechungsindex	
p	Druck	[Pa]
q	Wärme	[J]
Q	Thermische Energie	[J]
R	Radius	[m]
t	Zeit	[s]
T	Temperatur	[K]
u	Strömungsgeschwindigkeit	[m/s]
U	Spannungssignal	[V]
x	kartesische Koordinate	[m]
y	kartesische Koordinate	[m]
Z	kartesische Koordinate	[m]

Abkürzungen

C ₂ *	Kohlenstoffradikal
CH*	Kohlenwasserstoffradikal
CH ₄	Methan
CO	Kohlenmonoxid
CO ₂	Kohlendioxid
FT	Fourier Transformierte
H ₂ O	Wasserdampf
IDEA	Interferometrical Data Evaluation Algorithms
LBV	Luft – Brennstoff Verhältnis
LVZ	Luftverteilungszahl
Ma	Machzahl
N ₂	Stickstoff
NO _x	Stickoxid

O ₂	Sauerstoff
OH*	Hydroxidradikal
RMS	Root-Mean-Square
S	Leistungsspektrum

griechische Symbole

α	Absorptionsfaktor	
γ	Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten	
δ	Winkel	[°]
ε	Ablenkung	[°]
ζ	Weglänge	[m]
κ	Isentropenexponent	
λ	Wellenlänge	[m]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
φ	Phasenverschiebung	[rad]
ψ	Winkel	[°]
Δ	Differenz	
Φ	Äquivalenzverhältnis	
Ψ	Periodisches Signal	

Indizes

0	Ausgangswert / im Vakuum
akt	aktuell
ax	Axialluft
D	Dopplerverschobener Wert
ges	Gesamt (Axial-, Tangential-, Kühlluft)
kü	Kühlluft
m	in einem Medium
meth	Methan
stö	stöchiometrisch
Tan	Tangentialluft
λ	wellenlängenbezogen

hochgestellte Symbole

˘	turbulente Schwankung
-	gemittelter Wert
·	fluss (z.B.: Massenfluss)

1 Einleitung

1.1 Motivation

In den letzten Jahrzehnten stieg das Umweltbewusstsein, durch Berichte über Klimawandel und Ölknappheit in der Bevölkerung stark an. Dies zwang schlussendlich auch die Politik und Wirtschaft umzudenken und auf umweltfreundlichere Technologien zu setzen, und Grenzwerte für den Ausstoß von direkten und indirekten Treibhausgasen vorzugeben.

Unter anderem wurden dabei die Grenzwerte für NO_x Emissionen stark reduziert. NO_x ist ein Gas welches zum Abbau von Ozon führt und beim Klimawandel - sprich der Globalen Erwärmung - eine Rolle spielt - und zu saurem Regen führt.

Ein Großteil der NO_x Emissionen entsteht dabei bei der Verbrennung von raffinierten, fossilen Brennstoffen in Gasturbinen, welche in den verschiedensten Anwendungen zum Einsatz kommen. Sie werden aufgrund ihres geringen Leistungsgewichts in der Luftfahrt, sowohl bei Flugzeugen als auch bei Hubschraubern eingesetzt. Auch in der Militärtechnik ist die Gasturbine zu finden. So zum Beispiel als Antriebsaggregat im US-amerikanischen Abrams M1 Panzer. Weiters sind sie als Schiffsantriebe, in Luftkissenfahrzeugen, in Lokomotiven und sogar in Autos, wie etwa dem Jaguar CX-75, zu finden. Aber auch in der Industrie finden Gasturbinen und Aero-Derivate als stationäre Energieerzeugung ihren Einsatz.



In den frühen Anfängen der Gasturbinen wurde dabei das Gas in der Brennkammer als Diffusionsflamme verbrannt, was zu erheblichem Schadstoffausstoß führte. Um die Spitzentemperatur zu senken und die Emission von NO_x zu verringern wurden schadstoffarme Magerbrennkammern mit Gas-Luft Vormischung eingeführt. Doch gerade mit dieser Neuerung traten vermehrt Probleme mit der Stabilität der Brennkammer auf. Immer wieder wurden Druckschwingungen in den Brennräumen beobachtet. Solche Instabilitäten waren bereits seit längerem bei Feuerungen mit hoher Leistungsdichte wie Raketenbrennkammern und Flugtriebwerksnachbrennern als Brennkammerpulsationen bekannt. Die Amplituden dieser Druckschwingungen können, abhängig von den Betriebsbedingungen, derart hoch werden, dass sie zur kompletten Zerstörung der Brennkammer führen, wie es in Abbildung 1.1.1 zu sehen ist (Joos 2006).

Abb. 1.1.1: Durch Druckpulsation zerstörte Ausmauerung eines Winderhitzers. (Joos 2006)

Zu den Aufgaben einer Brennkammer zählt neben der Energieumwandlung, dem Betriebsverhalten, der Umweltverträglichkeit, der Sicherheit und der Integration auch die Stabilität. Das heißt, dass in allen Zuständen ein ausreichend großer Abstand zu den Löschgrenzen des Brenners sichergestellt werden muss, und somit auch eine ausreichende Sicherheit gegen das Einsetzen von thermoakustischen Brennkammerschwingungen gegeben ist. Aus diesem Grund ist es seither Standard thermoakustische Untersuchungen bei Brennkammerentwicklungen vorzunehmen.

1.2 Zielsetzung

In einem vorangegangenen FWF Projekt (FWF österreichischer Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung) wurde nachgewiesen, dass Laservibrometer Dichteschwankungen in Flammen direkt messen können. Der gleichzeitige Einsatz von zwei bis drei solchen Geräten erlaubt sowohl die quantitative und lokale Bestimmung dieser wichtigen Größe, als auch die Bestimmung gemittelter Geschwindigkeiten innerhalb des Strömungsfeldes.

In dieser Arbeit galt es eine bestehende Modellbrennkammer weiter zu optimieren, sowohl was die Rotationssymmetrie der Flamme betrifft, als auch bezüglich der Lage der Festkörperresonanzen im Frequenzspektrum, verglichen mit den Hohlraumresonanzen. Danach wurde die Modellflamme mittels optischer berührungsloser Messverfahren vermessen und experimentell charakterisiert, um einen Vergleich zwischen instabiler und stabiler Verbrennung zu ermöglichen. Außerdem sollen Daten für einen Vergleich mit einer numerischen Berechnung bereitgestellt werden. Lokale Dichtewerte wurden zeit- und frequenz aufgelöst bestimmt um im Idealfall einen innovativen Aspekt für thermoakustische Untersuchungen einzubringen.

Neben der Interferometrie mittels Laservibrometer wurden auch noch Schlieren-Visualisierung und Chemilumineszenz, sprich Flammeneigenleuchten, als berührungslose Messverfahren angewendet, um die Flamme charakterisieren zu können.

1.3 Grundlagen der Thermoakustik

Unter Thermoakustik versteht man das Zusammenspiel von Thermodynamik und Akustik. Dabei wird thermische Energie in akustische Energie umgewandelt. Eine Erklärung für die Instabilitäten in der Brennkammer lieferte Rayleigh 1878, der erkannte, dass es zu akustischen Schwingungen kommt, wenn gleichzeitig ein erhöhter Druck und eine erhöhte Wärmefreisetzung auftreten. Er formulierte so folgendes Rayleigh-Kriterium für selbsterregte Flammeninstabilitäten:

$$\oint \tilde{p}(t) * \tilde{q}(t) * dt \begin{cases} > 0 & \text{Instabilität möglich} \\ < 0 & \text{Stabilität} \end{cases} \quad (1.3.1)$$

Mit $p(t)$ der zeitabhängigen Druckschwankung, $q(t)$ der zeitabhängigen Wärmefreisetzungsrates. Für den Fall, dass das Integral kleiner 0 ist können keine Instabilitäten auftreten. Im Fall, dass das Integral größer 0 ist sind Instabilitäten möglich, das bedeutet es ist ein notwendige aber keine hinreichende Bedingung für Brennkammerinstabilitäten. Damit sich die selbsterregte Druckschwankung verstärken kann, muss die thermische Leistungsschwankung die richtige Frequenz als auch die richtige Phasenlage zur Druckschwankung haben. Dies ist der Fall wenn die thermische Leistungsschwankung eine Phasenlage von $\pm 90^\circ$ gegenüber der Druckschwankung aufweist.

Wie bereits erwähnt gilt das Rayleigh-Kriterium für selbsterregte Schwingungen. Neben diesen kann es jedoch auch noch zu fremderregten Schwingungen kommen. Abbildung 1.3.1 gibt einen Überblick über diese beiden Hauptgruppen von Schwingungsanregungsmechanismen.

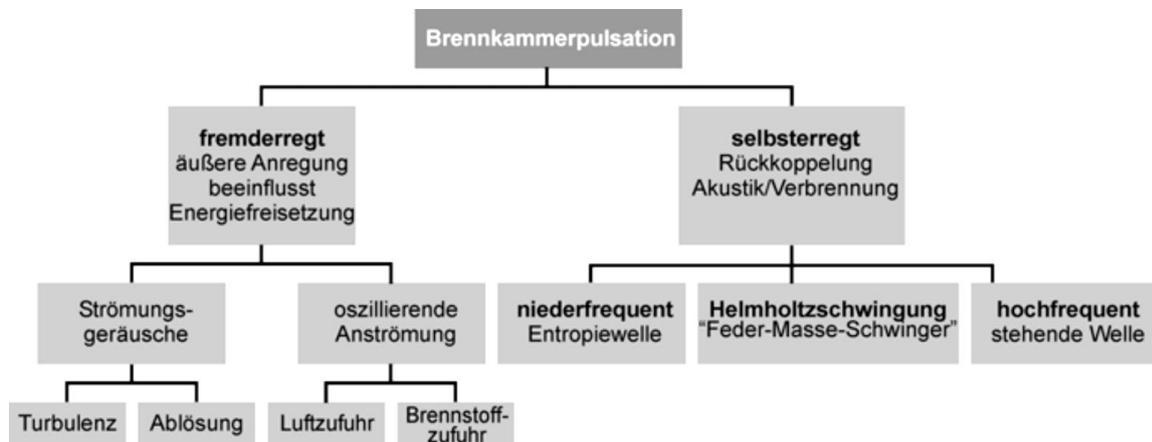


Abb. 1.3.1: Einteilung der Brennkammerpulsationen (Joos 2006)

Die fremderregten Schwingungsmechanismen lassen sich dadurch erklären, dass in turbulenten Strömungen immer Strömungsgeräusche vorhanden sind welche durch die Flamme verstärkt werden. Treffen diese Strömungsgeräusche nun noch eine Eigenfrequenz der Brennkammer werden sie zusätzlich verstärkt.

Die selbsterregten Schwingungsmechanismen sind hingegen immer auf eine Rückkopplung zwischen thermischer Leistungsschwingung und Druckschwingungen zurückzuführen. Für starke Brennkammerschwingungen sind in den meisten Fällen die durch Rückkopplungseffekte selbstverstärkende Anregungsmechanismen verantwortlich (Lechner 2003).

Abbildung 1.3.1 zeigt eine Unterteilung der selbsterregten Schwingungsmechanismen in niederfrequente Schwingungen durch eine Entropiewelle und in hochfrequente Schwingungen durch eine stehende Welle.

Die Entropiewelle

Die Entropiewelle lässt sich wie folgt erklären. Brennstoffumsatzschwankungen in der Flamme führen zu einer Dichtewelle die sich mit den Abgasen in Richtung Brennkammeraustritt bewegt. Sofern am Brennkammeraustritt Schallgeschwindigkeit herrscht, er also gehoket ist, wird die Dichtewelle dort reflektiert und bewegt sich nun als Druckwelle mit Schallgeschwindigkeit und einer Amplitude nach Gleichung 1.3.2 zur Flamme zurück. (Eckstein 2004)

$$\frac{p'}{p} = -\kappa * \frac{\frac{1}{2} * Ma * \frac{T'}{T}}{1 + \frac{1}{2} * (\kappa - 1) * Ma} \quad (1.3.2)$$

Mit p dem Druck, p' der Druckschwankung, κ dem Isentropenexponenten, T der Temperatur, T' der Temperaturschwankung und Ma der Machzahl des vorliegenden Gases. Trifft diese Druckwelle nun mit der richtigen Phase ein, gibt es eine Rückkopplung zwischen Dichtewelle und Druckwelle und die Amplitude erhöht sich. Die Frequenz einer so entstandenen

Brennkammerschwingung lässt sich nach Gleichung 1.3.3 berechnen. Mit f der Frequenz, u der Strömungsgeschwindigkeit der Heißgasströmung, l dem Abstand Flamme Brennkammeraustritt und der Schallgeschwindigkeit a . (Joos 2006) Abbildung 1.3.2 zeigt ein Schema der Entstehung von Entropiewellen.

$$f = \frac{1}{\frac{1}{u * l} + \frac{1}{a * l}} \quad (1.3.3)$$

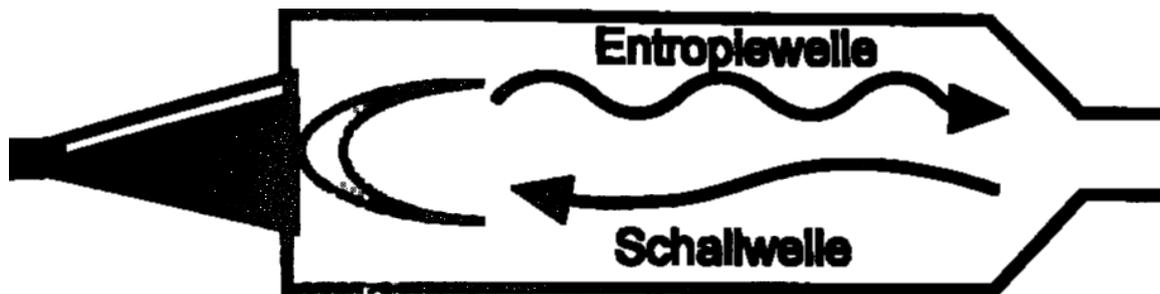


Abb. 1.3.2: Schema der Entstehung von Entropiewellen (Joos 2006)

Die stehende Welle

Die stehende Welle hingegen erklärt sich folgendermaßen. Wenn – wie zuvor erklärt - die Wellenlänge der angeregten Schwingung kleiner ist als die Länge der Brennkammer, so entsteht ein System von selbsterregten Schwingungen mit lokalen Gebieten die je nach Phasenlage schwingungsanregend oder schwingungsdämpfend wirken. Die dadurch entstehenden Wellenlängen λ sind immer ein Vielfaches der in die Brennkammer passenden Wellenlänge. Dies entspricht den Schwingungen in einem einseitig offenen Rohr wie in Abbildung 1.3.3 dargestellt. Gleichung 1.3.4 beschreibt die Frequenzen f einer so entstandenen Brennkammerschwingung, mit n einem ganzzahligen Vielfachen. Diese Gleichung geht jedoch von einer konstanten Schallgeschwindigkeit aus, was in einer Brennkammer durch die hohen Temperaturgradienten nicht der Fall ist. Sie dient daher lediglich zur ersten Abschätzung der Frequenzen.

$$f = \frac{2 * n - 1}{4} * \lambda \quad (1.3.4)$$

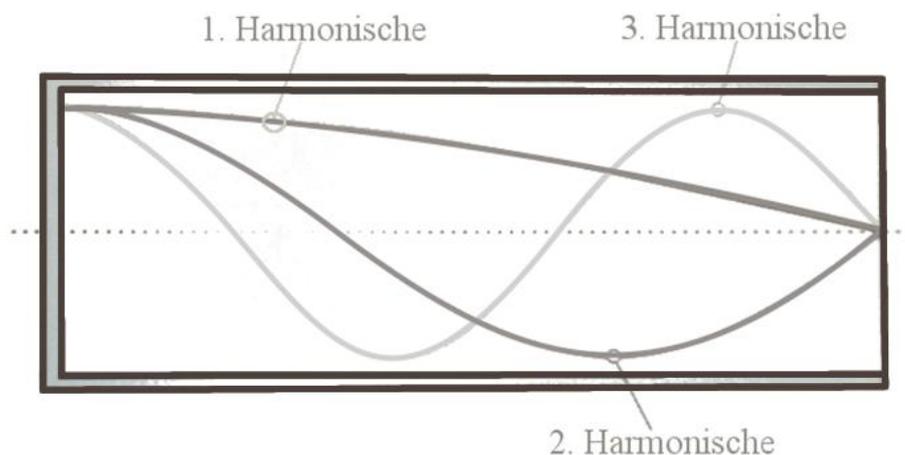


Abb. 1.3.3: Eigenschwingungen eines einseitig offenen Rohres (Joos 2006)

2 Material und Methodik

Das Kapitel Material und Methodik gibt einen Überblick über die, in dieser Arbeit verwendeten, optischen und somit berührungslosen Messverfahren und über die Methoden mit denen die Messergebnisse ausgewertet wurden.

2.1 Interferometrie – Laservibrometer

Bereits im Jahr 1887 nutzte der amerikanische Physiker Albert A. Michelson, unterstützt durch Edward Morley, ein Interferometer um damit zu zeigen, dass die Lichtgeschwindigkeit in allen Richtungen gleich ist. Da man damals noch davon ausging, dass es einen Lichtäther gibt war diese Isotropie in einem bewegten Bezugssystem ein unerwartetes Ergebnis, das erst 1905 durch Albert Einstein interpretiert werden konnte.

Das Laservibrometer beruht auf einer kompakten Bauweise eines Interferometers und ist heute ein üblich gebrauchtes Instrument um Oberflächen-Vibrationen von Maschinen zu analysieren.

2.1.1 Grundlagen eines Laservibrometers

In einem Laservibrometer wird ein Laserstrahl durch einen Strahlteiler in zwei Wellen gespalten. Eine Laserwelle verlässt dabei das Instrument und wird vom zu vermessenden Objekt wieder zurück reflektiert. Die andere Welle verbleibt im Laservibrometer und dient als Referenzwelle. Im Laservibrometer werden die beiden Wellen schließlich wieder zusammengeführt. Wurde nun der optische Weg der Objektwelle verändert führt dies dazu, dass sich die beiden Wellen am Detektor in ihrer Phasenlage unterscheiden und es dort zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz kommt. Dies führt zu Intensitätsunterschieden die durch einen Photodetektor aufgenommen werden. Die Phasenverschiebung φ der beiden Laserarme kann nach Gleichung 2.1.1 berechnet werden, mit $z(t)$ als optischen Weg der Objektwelle und λ als Wellenlänge des Lasers.

$$\varphi(t) = 4\pi \frac{z(t)}{\lambda} \quad (2.1.1)$$

Die Intensität die der Photodetektor aufnimmt ist

$$I(t) = I_0[1 + \cos \varphi(t)] \quad (2.1.2)$$

Wenn sich die Oberfläche mit der Geschwindigkeit $z(t) = v \cdot t$ bewegt wird der Detektor eine Dopplerfrequenz $f_D = 2 \cdot v / \lambda$ erhalten. Dies in Gleichung 2.1.2 eingesetzt gibt für die Intensität

$$I(t) = I_0[1 + \cos(2\pi f_D t)] \quad (2.1.3)$$

Man sieht, dass das Signal richtungsunabhängig ist, es also nicht möglich ist zu bestimmen ob sich ein Objekt auf das Vibrometer zu bewegt oder sich von ihm entfernt. Um dieses Problem zu beseitigen wird im Referenzarm zusätzlich ein akusto-optischer Modulator - oder auch Bragg-Zelle genannt - eingebaut. In Abbildung 2.1.1 ist der schematische Aufbau eines solchen Laservibrometers zu sehen.

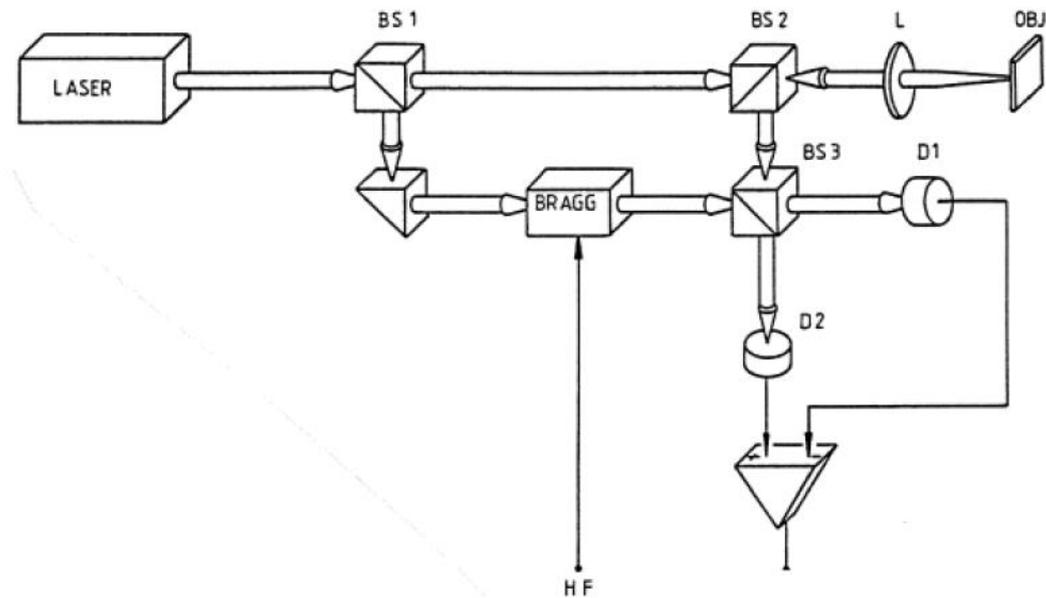


Abb. 2.1.1: Schematischer Aufbau eines Laservibrometers. Zu sehen sind der Laser, Strahlteiler (BS), eine Bragg-Zelle sowie die Wege der Laserarme und zwei Detektoren. (Woisetschläger 2013)

In einem akusto-optischen Modulator werden durch ein piezoelektrisches Element Ultraschallwellen mit einer Modulationsfrequenz f_m erzeugt, die wiederum zu bewegten Dichtegradienten führen. Diese Dichtegradienten verhalten sich für den einfallenden Laserstrahl wie Spiegel und Beugungsgitter, wodurch dieser reflektiert und in seiner Frequenz Doppler-verschoben wird (siehe Abbildung 2.1.2).

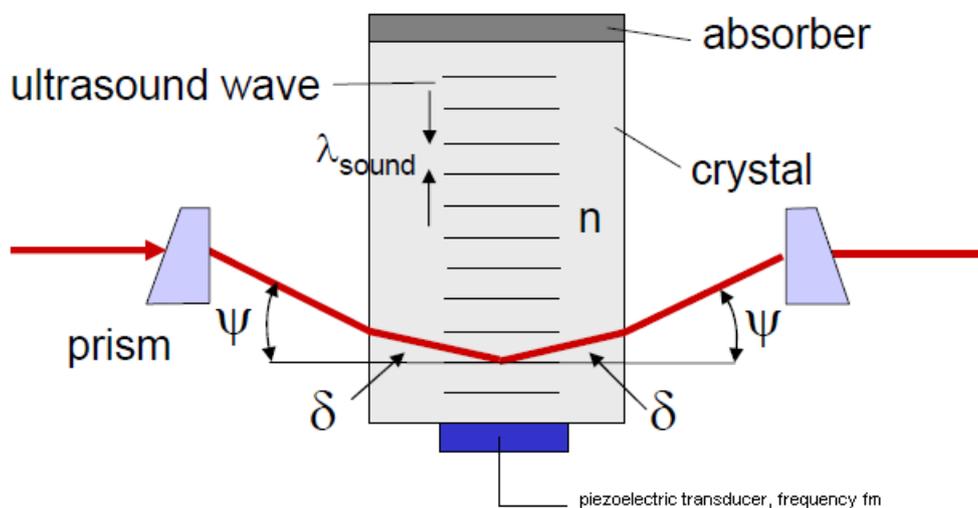


Abb. 2.1.2: Veranschaulichung der Funktionsweise einer Bragg-Zelle bzw. eines akusto-optischen Modulators. (Woisetschläger 2013)

Der Winkel δ muss die Bragg-Bedingung erfüllen, die besagt, dass zwei, in einem akusto-optischen Modulator, reflektierte Laserstrahlen genau dann konstruktiv interferieren wenn Gleichungen 2.1.4 gelten.

$$\sin \delta = \frac{\lambda_{Luft}}{2n\lambda_{Sound}} \quad (2.1.4)$$

$$\sin \psi = \frac{\lambda_{Luft}}{2\lambda_{Sound}}$$

Mit den Ein- und Ausfallwinkeln δ und ψ , der von der Bragg-Zelle erzeugten Wellenlänge λ_{Sound} , der Wellenlänge des Lasers in Luft λ_{Luft} und dem Brechungsindex n .

Da die Bragg-Zelle immer eine Frequenzverschiebung der Referenzwelle im Vergleich zur Objektwelle liefert, resultiert dies beim Zusammenführen der beiden Arme in einer Schwebung der Ausgangsfrequenz $f_s = \frac{1}{2}(f_D - f_m)$, die vom Detektor auch dann aufgenommen wird wenn sich das zu vermessende Objekt in Ruhe befindet. Wenn sich nun das Objekt zu bewegen beginnt, wird sich die detektierte Frequenz erhöhen bzw. verringern, je nachdem ob die Bewegung zum Laservibrometer oder davon weg geht. Es entsteht also ein frequenz-moduliertes Signal.

Um dieses Signal zu demodulieren wird das frequenz-modulierte Signal über eine Phasenregelschleife, auch Phase-Locked-Loop (PLL) genannt, geleitet. Dabei ist das Ausgangssignal aus dem PLL eine Geschwindigkeit, die im Gegensatz zur Detektion von Amplituden den Vorteil hat, dass das Signal um den Faktor $2\pi f$ größer ist (vgl. Gleichung 2.1.5 und Abbildung 2.1.3). Während mit einem Interferometer also die Amplitude $z(t)$ detektiert wird, zeichnet das Laservibrometer die erste Ableitung nach der Zeit auf.

$$\begin{aligned} z(t) &= z_0 * \cos(2\pi f t) \\ \frac{\partial z(t)}{\partial t} &= z_0 * 2\pi f * \sin(2\pi f t) \end{aligned} \quad (2.1.5)$$

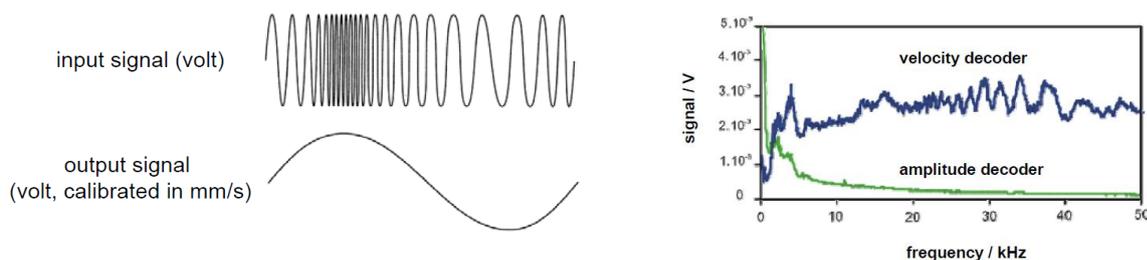


Abb. 2.1.3: Links: frequenzmoduliertes Eingangssignal und demoduliertes Ausgangssignal; Rechts: Vergleich von Geschwindigkeitsmessung und Wegmessung. (Woisetschläger 2013)

2.1.2 Dichtemessungen mittels Laservibrometer

Bisher wurde angenommen, dass der Brechungsindex n über die gesamte Länge des Objektarmes konstant bleibt und eine vibrierende Objektoberfläche vermessen wird, wodurch ein optischer Wegunterschied entsteht. Tauscht man nun jedoch vibrierende Objekte mit einem fest installierten Spiegel und hält so den geometrischen Weg konstant können Änderungen des Brechungsindex und in weiterer Folge Dichteschwankungen detektiert werden.

Der optische Weg lässt sich nach Gleichung 2.1.6, mit z als Richtung des Laserstrahls, angeben.

$$L = \int_z n(z, t) dz \quad (2.1.6)$$

Mit Hilfe der Gladstone-Dale-Beziehung

$$n - 1 = G * \rho, \quad (2.1.7)$$

wobei G die Gladstone-Dale-Konstante in m^3/kg darstellt, kann die optische Wegänderung nun durch Gleichung 2.1.8 ausgedrückt werden.

$$\Delta L = G \int_z \Delta \rho(z, t) dz \quad (2.1.8)$$

Im Laservibrometer wird ein Phasenunterschied zwischen dem Objektarm und dem Referenzarm, abhängig von der optischen Wegänderung der beiden Arme gemessen. Wenn es nun im Objektarm zu Dichteschwankungen kommt ändert sich auch der optische Weg und damit einhergehend auch die vom Detektor gemessene Phasendifferenz (vgl. Gleichung 2.1.9).

$$\Delta \varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L(t) \quad (2.1.9)$$

Ein Faktor 2, der dadurch zustande kommt, dass die Dichteschwankung zweimal, also hin und zurück, durchlaufen wird, ist dabei bereits berücksichtigt. Setzt man nun Glg. 2.1.8 in Glg. 2.1.9 ein erhält man Gleichung 2.1.10.

$$\Delta \varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} G \int_z \Delta \rho(z, t) dz \quad (2.1.10)$$

Man sieht, dass die Phasendifferenz direkt mit der Dichteschwankung zusammenhängt und die Dichteschwankungen über den Weg des Laserstrahls aufsummiert werden. Generell kann die Dichte in zwei Komponenten aufgeteilt werden. Einen über die Zeit gemittelten Teil $\bar{\rho}$ und einen Schwankungsteil ρ' (vgl. Gleichung 2.1.11).

$$\rho(t) = \bar{\rho} + \Delta \rho(t) = \bar{\rho} + \rho'(t) \quad (2.1.11)$$

Wie bereits erwähnt erfasst das Laservibrometer die erste Ableitung nach der Zeit wodurch sich aus Glg. 2.1.10 folgender Zusammenhang ergibt.

$$\frac{\partial \Delta \varphi(t)}{\partial t} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial \Delta L(t)}{\partial t} = \frac{2\pi}{\lambda} k_{vib} U(t) \quad (2.1.12)$$

k_{vib} ist dabei eine Kalibrationskonstante des Laservibrometers und $U(t)$ das bereits erwähnte frequenzmodulierte Signal in Volt. Um daraus nun ein Frequenzspektrum zu erhalten wird eine schnelle Fourier-Transformation (Fast-Fourier-Transformation FFT) durchgeführt, was zu folgendem Ausdruck führt.

$$FT[\Delta \varphi(t)] = \frac{1}{2\pi f i} * FT \left[\frac{\partial \Delta \rho(t)}{\partial t} \right] = \frac{1}{2\pi f i} * FT \left[\frac{4\pi}{\lambda} k_{vib} U(t) \right] \quad (2.1.13)$$

Mit der imaginären Zahl i . Dies kann man weiter als Ausdruck mit der Dichteschwankung ρ' als Leistungsspektrum anschreiben.

$$S(f) = FT^2 \left[\int \rho'(t) dz \right] = \frac{1}{4\pi^2 f^2} FT^2 \left[\int \frac{\partial \rho'(t)}{\partial t} dz \right] = \frac{1}{4\pi^2 f^2} FT^2 \left[\frac{k_{vib} U(t)}{G} \right] \quad (2.1.14)$$

Worin $S(f)$ das Leistungsspektrum ist. Der so erhaltene Wert ist ein Effektivwert (Root-Mean-Square oder RMS Wert). Um die Amplitude bei einer bestimmten Frequenz zu erhalten muss man noch den Faktor $\sqrt{2}$ berücksichtigen.

Wie bereits erwähnt wurde summiert das Laservibrometer über den Weg des Laser auf. Um dennoch lokale Information über Dichteschwankungen erhalten zu können wird eine tomografische Rekonstruktion benötigt (siehe Kapitel 2.4).

2.1.3 Fourier Transformation

Um die beiden letzten Zusammenhänge verstehen zu können wird hier noch kurz auf eine Fourier Transformation eingegangen.

Jedes periodische Signal kann durch harmonische Schwingungen zusammengesetzt werden, unter der Voraussetzung, dass Amplitude, Wellenlänge und Phase korrekt gewählt werden. Eine digitale Fourier Transformation wandelt ein zeitdiskretes Signal, in ein diskretes Frequenzspektrum um. Sie berechnet also Amplitude und Frequenz derjenigen Sinus- und Cosinus-Schwingungen die überlagert das periodische Zeitsignal liefern. Abbildung 2.1.4 zeigt beispielhaft die Fourier Zerlegung einer Rechteckschwingung.

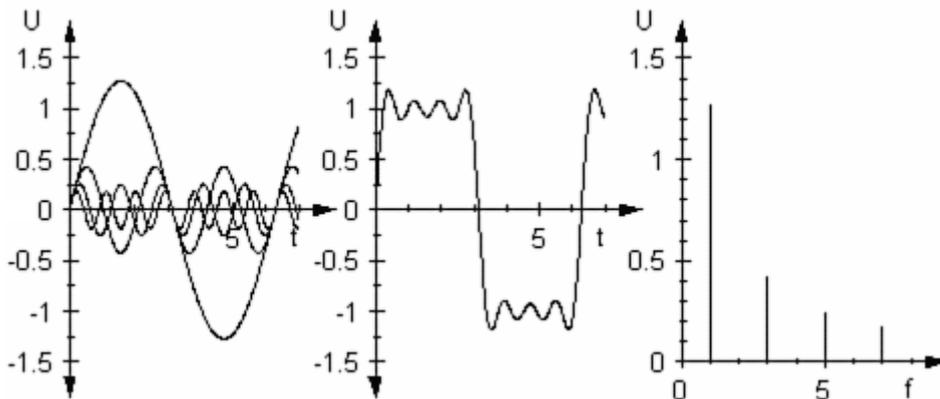


Abb. 2.1.4: v.l.n.r.: einzelne Sinusschwingungen; zu einem annäherndem Rechtecksignal zusammengesetzte Sinusschwingungen; Fourier-Zerlegung der Rechteckschwingung; (Universität Graz 2014)

Ein periodisches Signal lässt sich nach Gleichung 2.1.15 beschreiben.

$$\Psi = f(x) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m * \cos[m * k * x + \varepsilon_m] \quad (2.1.15)$$

Dieses Signal lässt sich in folgende Ausdrücke zerlegen.

$$\Psi = f(x) = \frac{A_0}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} A_m * \cos[m * k * x] + \sum_{m=1}^{\infty} B_m * \sin[m * k * x] \quad (2.1.16)$$

Mit den Fourier Koeffizienten A_0 , A_m und B_m der Fourier Reihe, die sich nach Gleichung 2.1.17 berechnen lassen.

$$A_0 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(x) dx \quad A_m = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(x) \cos(mkx) dx \quad B_m = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(x) \sin(mkx) dx \quad (2.1.17)$$

2.1.4 Laservibrometer Aufbau

Die Laservibrometer Messungen wurden allesamt mit einem Polytec Laservibrometer (interferometer head OFV-353, velocity decoder OFV-3001, 20 kHz Bandbreite, Polytec, Waldbronn, Deutschland), welches auf einer Schiene befestigt wurde, durchgeführt. Um den Laserstrahl zylinderförmig auf etwa 2 mm Durchmesser zu bündeln wurde nach dem Objektiv des Laservibrometers eine Linse mit einer Brennweite von - 40 mm verwendet. Die Kalibrationskonstante des Vibrometers wurde auf 5 mm/s/V gesetzt. Hinter der Brennkammer wurde ein Spiegel fix installiert, der durch seine große Masse etwaige Frequenzen die durch Erschütterungen entstehen könnten dämpft. Der Brenner wurde auf einer Traversierung (DANTEC Dynamics, Roskilde, Dänemark) installiert und verfahren. Damit wurden in 15 Ebenen - jeweils in den Höhen 5 – 100 mm über dem Brennerzentrum - je 25 Punkte in einem Abstand von 3 mm angefahren in denen mit den Einstellungen der Tabelle 2.1.1 Messungen durchgeführt wurden. Die Daten wurden dabei mit einem Analogen Input Modul NI-91215 (National Instruments, Austin, Texas) und einer Labview Routine aufgenommen.

Tabelle 2.1.1: Einstellungen des Laservibrometers bei den Messungen und Einstellungen der Auswertung

Einstellungen der Messungen	
angefahrene Punkte	375
Samplerate [S/s]	4096
# Samples	245760
Kalibrationskonstante	0,005
Einstellungen der Auswertung	
Sample Länge	2048
Resultierende Frequenzauflösung [Hz]	1

Neben den Dichteschwankungsmessungen wurden noch Referenzmessungen der Eigenfrequenzen der Linse, des Spiegels, der Glasplatten, der Metallplatten sowie des Laservibrometers selbst durch Anklopfen derselben aufgenommen. Außerdem wurden Messungen ohne brennender Flamme mit und ohne Brennstoffstrom durchgeführt.

Zusätzlich zum Laservibrometer wurden noch mit einem Mikrophon (KECG2738PBJ-A, Kondensator-Mikrophon, - 40 dB, 2.8 mm Durchmesser, Kingstate Electronics Corp, New Taipei City, Taiwan) Messungen für eine Kreuzkorrelation durchgeführt. All diese Aufnahmen wurden jeweils mit aufgesetzter Brennkammer und ohne Brennkammer gemacht. In Abbildung 2.1.5 ist der Messaufbau mit allen relevanten Abmessungen dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung ist das Koordinatensystem der Brennkammer zu sehen, welches genau an der Düsenöffnung des Brenners seinen Ursprung hat. Nach diesem Koordinatensystem werden in den folgenden Kapiteln alle Wegangaben gemacht.

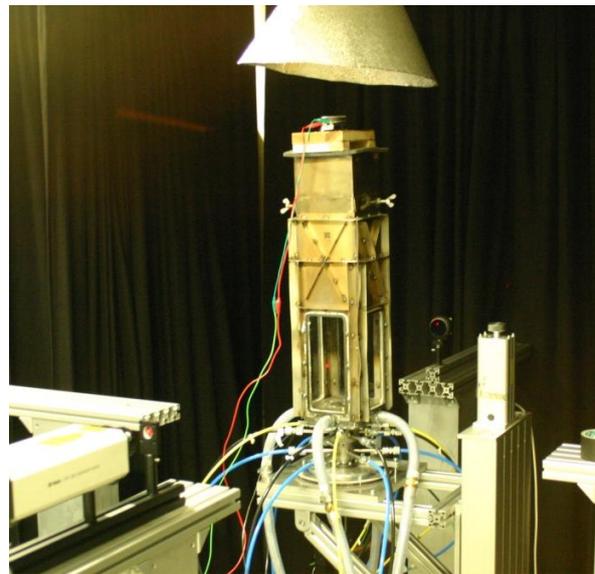
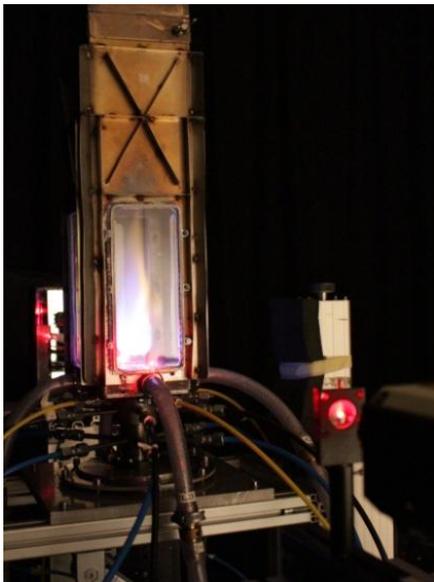
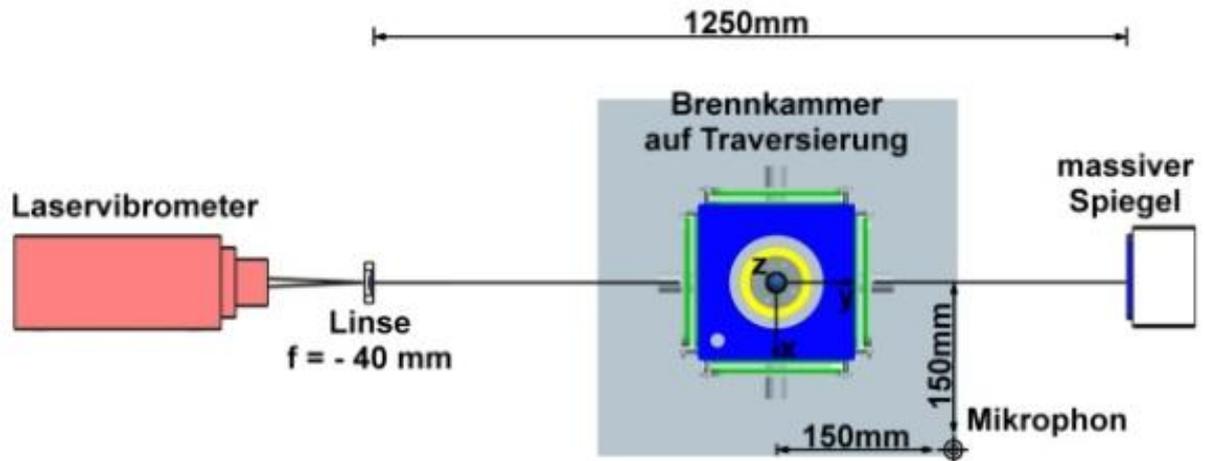


Abb. 2.1.5: Oben: Schematischer Aufbau des Laservibrometers und des Mikrophons um Dichteschwankungsmessungen durchzuführen. Unten links: Tatsächlicher Aufbau mit Brennkammer wie er zuvor beschrieben wurde für Dichteschwankungsmessungen; rechts: Aufbau mit Lautsprecher für Hohlraumresonanzmessungen.

Die so erhaltenen Daten wurden in einer Matlabroutine, deren Einstellungen in Tabelle 2.1.1 zu finden sind, ausgewertet. Ausgewertet wurden diese Daten jedes Scans einerseits durch eine Fourier Transformation und andererseits durch eine Kreuzkorrelation zwischen Laservibrometer- und Mikrophon-Daten.

2.2 Schlieren Visualisierung

Schlieren Visualisierung ist eine schon sehr lange bekannte Methode um Dichtegradienten in Flüssigkeiten und Gasen darzustellen. Diese Methode wurde bereits 1864 vom deutschen Physiker August Toepler entwickelt. Im Jahr 1887 gelang es den beiden Physikern Ernst Mach und Peter Salcher mittels dieser Methode die Strömung um Objekte die sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegten zu visualisieren (Abb. 2.2.1).

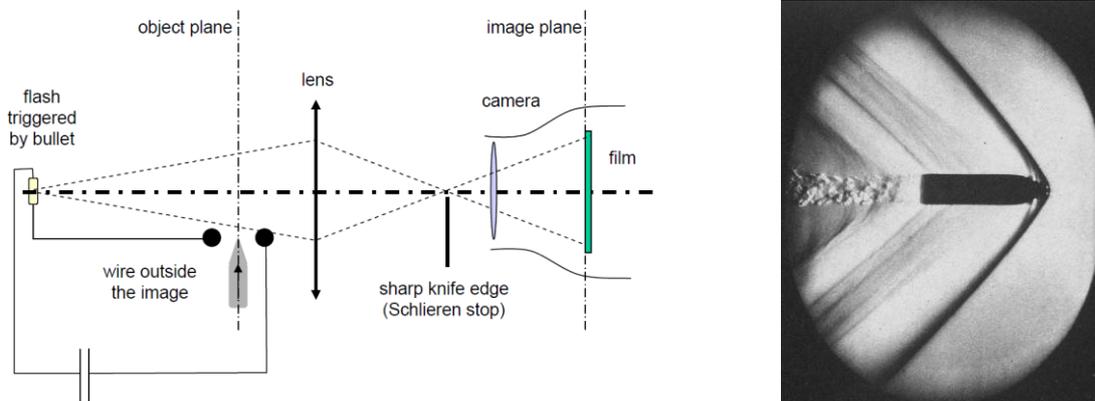


Abb. 2.2.1: Links: Historischer Schlieren Aufbau wie er 1887 von Ernst Mach und Peter Salcher verwendet wurde. Rechts: Die dazu allererste Aufnahme eines Mach-Kegels um eine Patronenkugel. (Mach, Salcher 1887)

Obwohl mit der Schlieren Visualisierung auch exakte Messergebnisse möglich wären, dazu jedoch die Kenntnis lokaler Dichtewerte von Nöten ist, wird sie in den allermeisten Fällen nur zur Visualisierung angewendet.

2.2.1 Grundlagen der Schlieren Visualisierung

Die Schlieren Methode basiert auf den Welleneigenschaften des Lichtes, das generell durch Frequenz f und Wellenlänge λ beschrieben werden kann. Wellenlänge und Frequenz sind über die Lichtgeschwindigkeit c miteinander verbunden. Im Vakuum beträgt die Lichtgeschwindigkeit $c_0 = 2,998 \cdot 10^8$ m/s, in jedem anderen Medium wird die Lichtgeschwindigkeit reduziert.

$$c_0 = f * \lambda_0 \Leftrightarrow c_m = f * \lambda_m \quad (2.2.1)$$

Diese Geschwindigkeitsreduktion führt, da die Frequenz konstant bleibt, zu einer Änderung der Wellenlänge, und somit zu Brechung, sprich zu einer Ablenkung der Welle. Der Brechungsindex n wird definiert als das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und der Lichtgeschwindigkeit in einem Medium (vgl. Gleichung 2.2.2). (Woisetschläger 2013)

$$n = \frac{c_0}{c_m} \quad (2.2.2)$$

Zum Beispiel beträgt der Brechungsindex für (Vakuum zu) Luft $n = 1,000292$ und für Methan $n = 1,000444$, jeweils bei einem Druck von $p = 1,01325$ bar und einer Temperatur von $T = 0$ °C. Abbildung 2.2.2 zeigt wie sich eine Lichtwelle im Übergang von einem optisch dünnen zu einem optisch dichten Medium verhält. Hat dabei das optisch dichtere Medium einen konstanten Brechungsindex wird die Welle an der Grenzfläche zum Lot hin gebrochen. Ist der Brechungsindex des dichteren Mediums hingegen ein Gradient, so erfolgt die Brechung stetig.

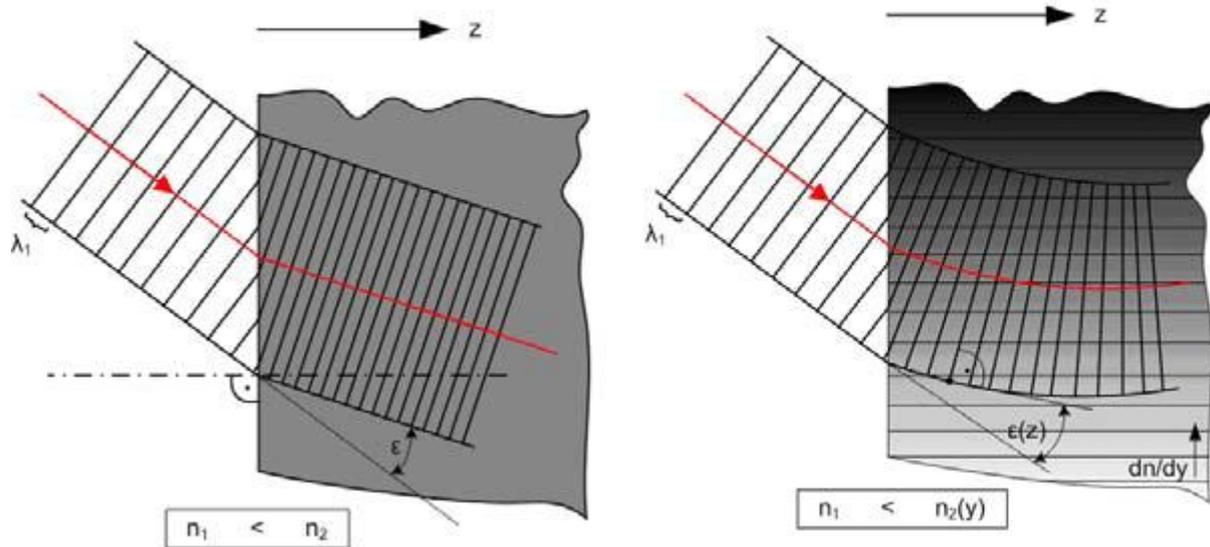


Abb. 2.2.2: Links: Brechung des Lichts zum Lot im Übergang in ein optisch dichteres Medium mit konstantem Brechungsindex. Rechts: Beugung des Lichts beim Eintreffen in ein optisch dichteres Medium mit graduellen Brechungsindex. (Woisetschläger 2013)

Mit der Einführung der Gladstone-Dale-Beziehung, hier nochmals angeschrieben, kann nun ein Zusammenhang zwischen Brechungsindex n und Dichte ρ eines Gases hergestellt werden.

$$n - 1 = G * \rho \quad (2.2.3)$$

Die Gladstone-Dale Konstante G ist notwendig, da mit ihr die Ablenkung ϵ eines Lichtstrahls, der durch ein Medium läuft, beschrieben werden kann. Geht man davon aus, dass die Ablenkung nur klein ist, kann man diese mit Gleichung 2.2.4 angeben. Eine genaue Herleitung dieser Beziehung ist in (Woisetschläger 2013) zu finden.

$$\begin{aligned} \epsilon_x &= \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} (\zeta_2 - \zeta_1) = \frac{G}{1 + G\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} (\zeta_2 - \zeta_1) \\ \epsilon_y &= \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} (\zeta_2 - \zeta_1) = \frac{G}{1 + G\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} (\zeta_2 - \zeta_1) \end{aligned} \quad (2.2.4)$$

Man sieht, dass für eine exakte Messung die Kenntnis lokaler Dichtewerte von Nöten ist. Da diese in vielen Fällen jedoch gerade die Größe darstellen die es zu bestimmen gilt wird diese Methode, wie bereits einleitend erwähnt, nur zur Visualisierung der Dichtegradienten benutzt. Außerdem sieht man in Gleichung 2.2.4, dass die Ablenkung ϵ dem Gradienten des Brechungsindex n entspricht. Diese Zusammenhänge sind in Abbildung 2.2.3 noch einmal dargestellt.

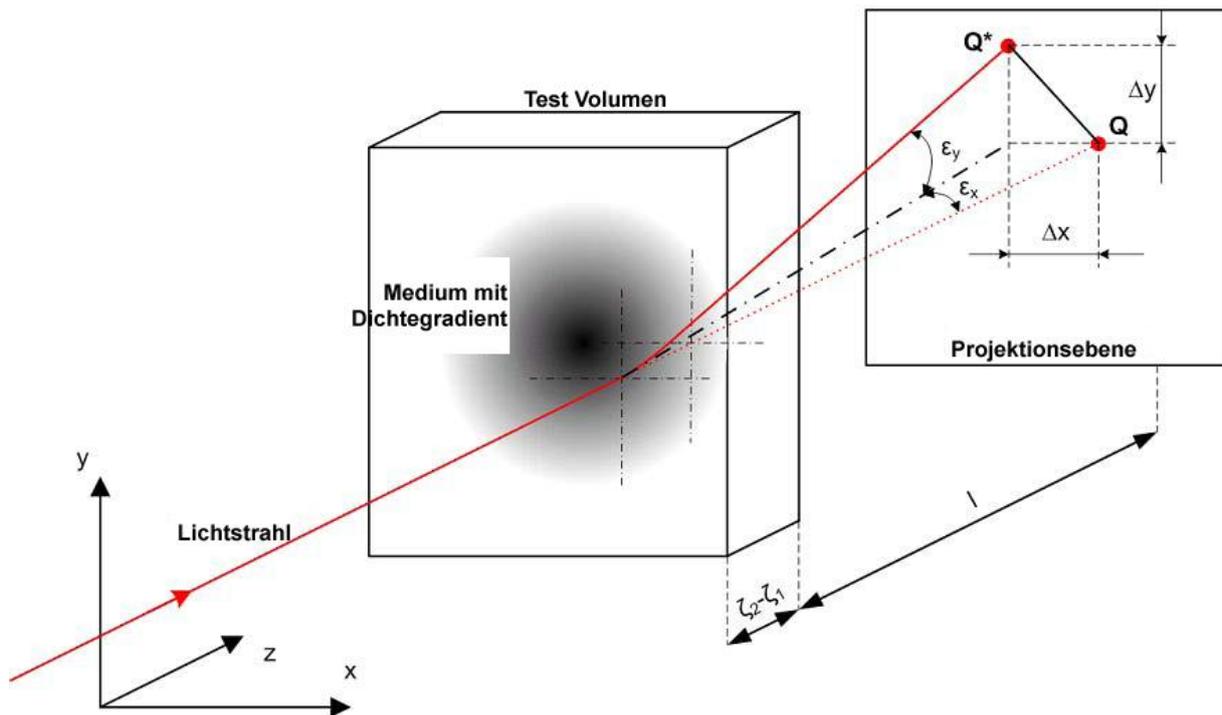


Abb. 2.2.3: Beugung eines Lichtstrahls durch ein Medium mit Dichtegradient. (Woisetschläger 2013)

Um die Schlieren darzustellen wird eine punktförmige Lichtquelle benötigt, die meist durch eine starke Lampe und eine davor gesetzte Lochblende realisiert wird. Das von dieser Blende ausgehende divergente Licht wird anschließend durch ein System von Linsen parallel gerichtet und durch das Messvolumen geschickt. Nachdem diese Strahlen das Messvolumen passiert haben, werden sie von einer weiteren Linse wieder gebündelt. Lichtstrahlen die durch einen Dichtegradienten innerhalb dieses Volumens abgelenkt wurden treffen nun nicht mehr in den Fokus der Sammellinse und können durch einen Schlieren-Blende von jenen Lichtstrahlen die durch den Fokus der Sammellinse laufen getrennt werden. Je nachdem ob man nun die abgelenkten Lichtstrahlen von den restlichen durch eine Blende abschattet oder ob nur diese dargestellt werden, spricht man von Hellfeld- beziehungsweise von Dunkelfeld-Schlierenaufnahmen (vgl. Abb. 2.2.4 bzw. Abb. 2.2.5). Bei ersteren wird eine Lochblende oder Rasierklingen genutzt um die Strahlen zu trennen, bei letzterem kann zum Beispiel eine Glasplatte mit einem schwarzen Punkt als Schlieren-Blende verwendet werden. Da mit den Dunkelfeld-Schlierenaufnahmen nur die abgelenkten Lichtstrahlen dargestellt werden, können mit dieser Technik kleinere Dichtegradienten besser als mit der Hellfeld-Technik dargestellt werden.

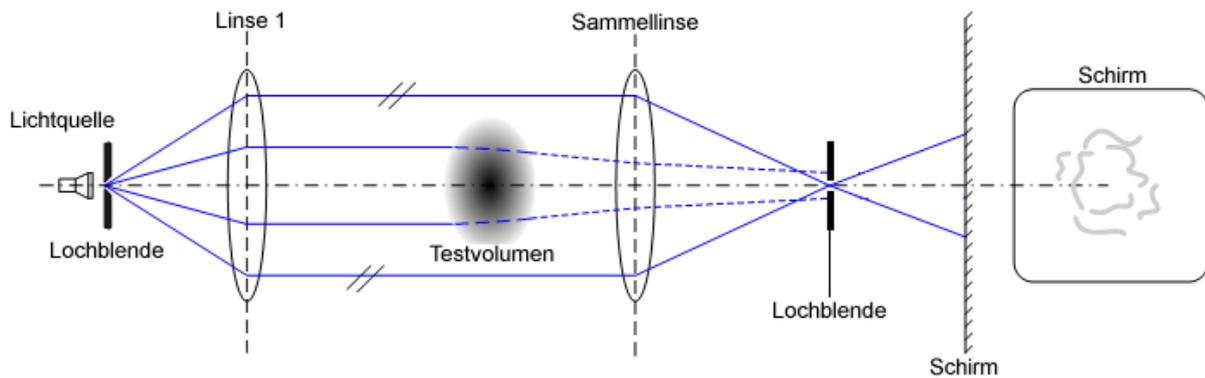


Abb. 2.2.4: Hellfeldschlieren-Technik. (Heimel 2010)

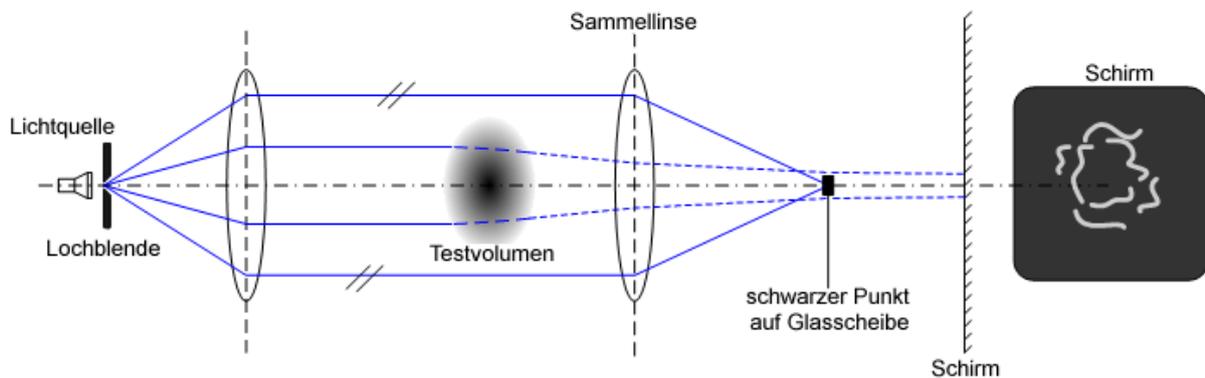


Abb. 2.2.5: Dunkelfeldschlieren-Technik. (Heimel 2010)

Weiters kann man mit der Verwendung von speziellen Schlieren-Blenden auch die Richtung der Dichtegradienten angeben. Dabei bringt man nach der Lochblende noch Farbfilter, wie sie in Abb. 2.2.6 dargestellt sind, an und ersetzt die Lochblende durch ein Quadrat von vier Rasierklingen. Die Rasierklingen werden so angebracht, dass sie das gesamte Licht blockieren und nur abgelenkte Lichtstrahlen welche durch das quadratische Loch zwischen den Rasierklingen laufen dargestellt werden.

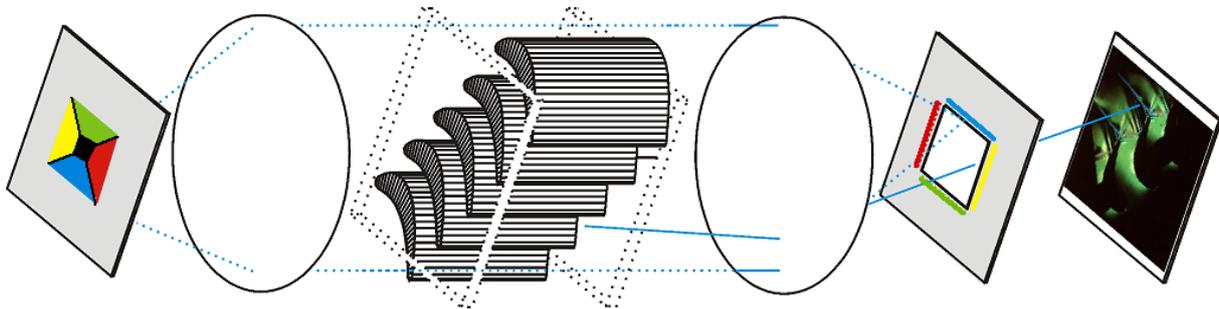


Abb. 2.2.6: Farbschlieren-Technik am Beispiel von Turbinenschaufel. (Woisetschläger 2013)

Diese spezielle Technik kombiniert die Empfindlichkeit der Dunkelfeld-Technik mit einer richtungsabhängigen Farbkodierung und gibt so eine noch bessere Aussagekraft der Schlieren-Aufnahmen.

2.2.2 Schlierenaufbau

Aus Platzgründen wurde für diese Arbeit nicht wie oben beschrieben ein Aufbau mit gerader optischer Achse verwendet sondern ein Z-Förmiger Aufbau, der in Abbildung 2.2.7 schematisch dargestellt ist, in dem die Linsen durch Parabolspiegel ersetzt wurden.

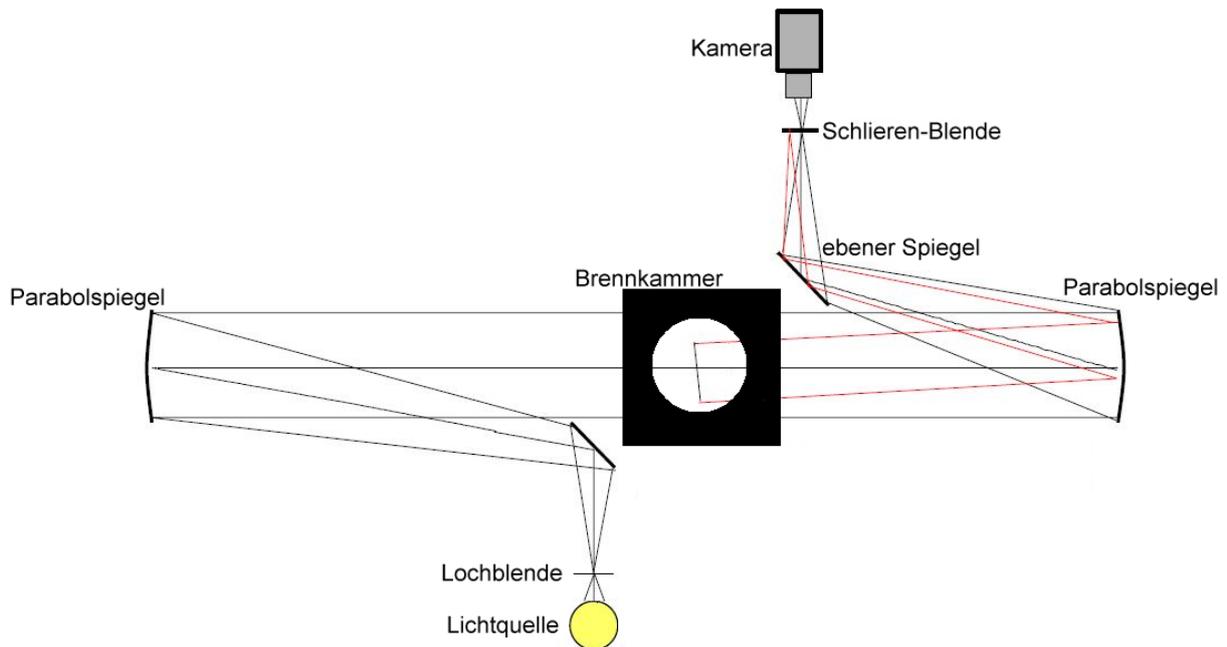


Abb. 2.2.7: Schematische Darstellung des Z-förmigen Schlierenaufbaus wie er für diese Arbeit verwendet wurde. (Woisetschläger 2013)

Dabei wurde ein Diaprojektor kombiniert mit einer Lochblende als punktförmige Lichtquelle verwendet und der Lichtstrahl, zunächst durch einen ebenen Spiegel auf einen Parabolspiegel mit einer Brennweite von 2032 mm und einem Durchmesser von 280 mm umgelenkt. Dieser richtete die Lichtstrahlen parallel und führte sie durch die Modellbrennkammer. Die Lichtstrahlen wurden anschließend durch einen zweiten Parabolspiegel mit ebenfalls 2032 mm Brennweite, der vom ersten 2700 mm entfernt stand, wieder gebündelt und über einen weiteren ebenen Spiegel zur Schlieren-Blende geführt, in welcher der Fokus des Parabolspiegels lag. Als Schlierenblende diente eine Glasplatte mit einem schwarzen Punkt mit 1 mm Durchmesser, das heißt, dass die Dunkelfeld-Technik zum Einsatz kam. Abbildung 2.2.8 zeigt den tatsächlichen Aufbau, wie er zur Aufnahme der Bilder verwendet wurde. In dieser Abbildung ist auch der Strahlengang, als grüner Strich, deutlich zu erkennen.

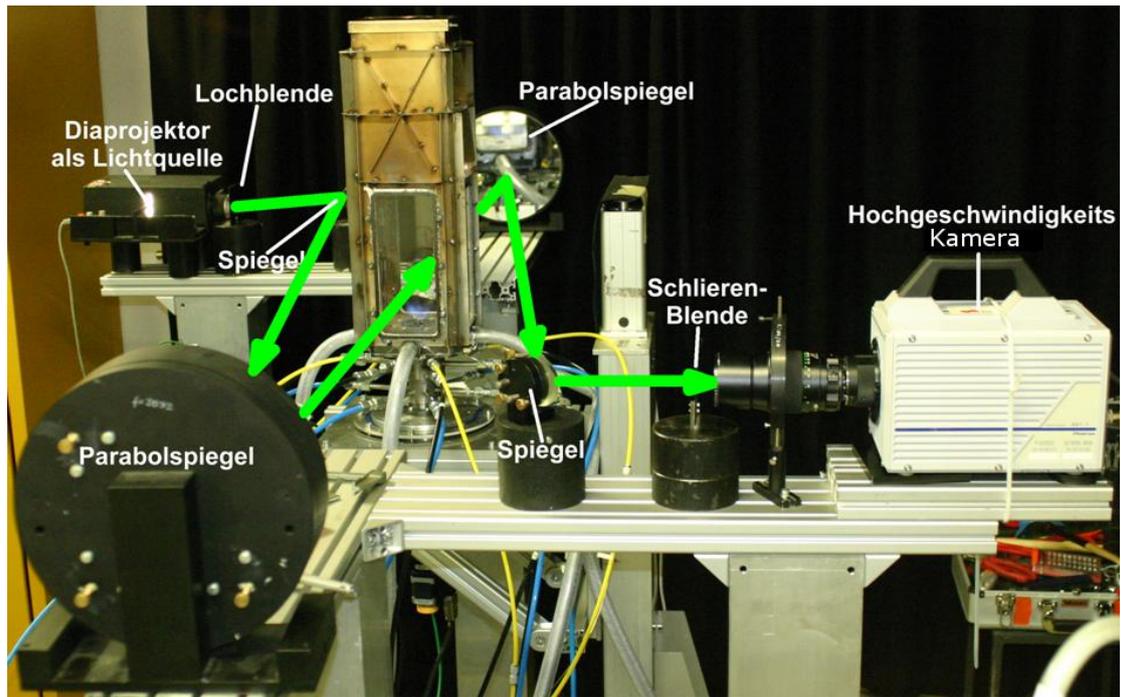


Abb. 2.2.8: Schlieren-Aufbau wie er in dieser Arbeit verwendet wurde. In grün sieht man den Weg den das Licht genommen hat.

Die Bilder wurden anschließend mit einer Hochgeschwindigkeitskamera Photron Fastcam SA1.1 aufgenommen. Die Belichtungszeit betrug 1/7000 Sekunde bei 2000 fps beziehungsweise 1/10000 Sekunde bei 4000 fps.

Weitere Bilder wurden mit einer 3-CCD Videokamera (NV-DX100EG, Panasonic, Osaka, Japan) bei voller Blendenöffnung, einer Belichtungszeit von 1/8000 Sekunde und 0 dB Verstärkung bei 25 Hz Bildrate aufgenommen. Die Video Aufnahme erfolgte mittels Software Magix Video Deluxe 16. Durchschnittlich wurden so 700 Frames aufgenommen und über diese gemittelt, wobei in der von T. Leitgeb entwickelten Software nur die hellsten Bereiche für diese Mittelung herangezogen wurden. Dadurch ergeben sich stromlinienförmige Schlieren. (Leitgeb 2012) Die Farbschlieren wurden außerdem noch mit einer Canon EOS D700 aufgenommen. Abbildung 2.2.9 zeigt zwei exemplarische Schlieren-Aufnahmen. Links eine Farbschlieren-Aufnahme und rechts eine Dunkelfeldaufnahme.

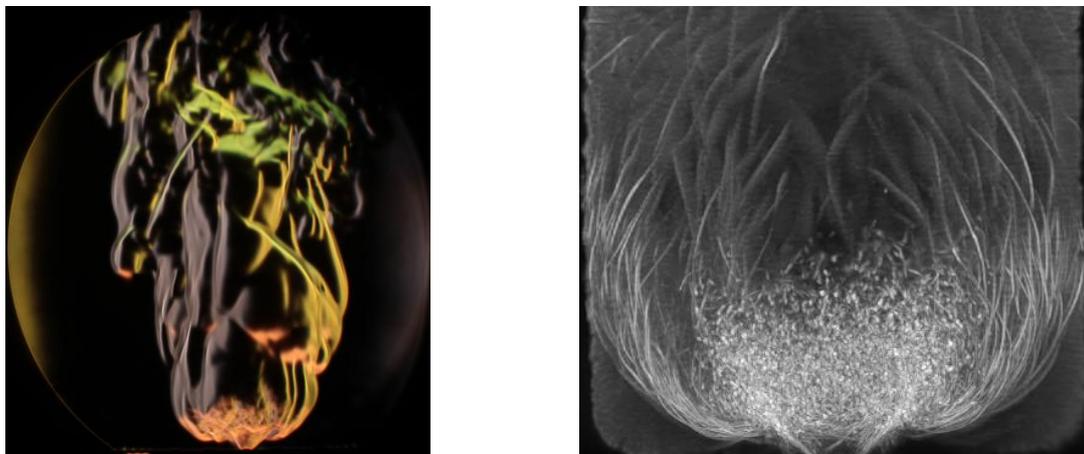


Abb. 2.2.9: links: Farbschlieren-Aufnahme; rechts: Dunkelfeld-Aufnahme;

Diese Aufnahmen wurden für 4 verschiedenen Zustände der Flamme, die in Kapitel 3 „Der variable-Geometrie Brenner“ noch näher beschrieben werden, gemacht.

2.3 Chemilumineszenz

Chemilumineszenz-Messungen von CH^* - und OH^* -Radikalen in Kohlenwasserstoff-Flammen ist eine weit verbreitete Technik um mehr Informationen über die Flammenstruktur, die lokale Wärmefreisetzung und das Äquivalenzverhältnis zu bekommen. Um dies zu messen, muss man zunächst verstehen wie es zu Emission von Licht kommt.

2.3.1 Grundlagen der Emission von Licht

Licht ist eine elektromagnetische Welle, deren Emission in einer Flamme auf drei Spezies zurückgeführt werden kann. Dabei bestimmt der Emissions-Mechanismus die Frequenz und die Wellenlänge der Welle. Diese drei Spezies die Licht bei charakteristischen Frequenzen emittieren sind Atome, Moleküle und schließlich Festkörper (z.B. Rußpartikel).

Licht-Emission durch Atome

In Atomen ist der Atomkern von sogenannten Orbitalen umgeben in denen Elektronen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auftreten können. Diese Orbitale korrespondieren mit den energetischen Eigenzuständen der Elektronen, den sogenannten Atomshalen. Wenn nun durch das Auftreffen von Licht auf ein Atom, oder durch die Kollision von Atomen mit anderen Atomen oder Elektronen Energie in ein Atom gebracht wird, können Elektronen in einen höheren Eigenzustand gebracht werden. Dieser Vorgang ist als Absorption von Licht bekannt. Nach dem 1921 von Niels Bohr entwickelten Aufbauprinzip der Atomhüllen neigen Elektronen dazu immer die geringst mögliche Energieform anzunehmen. Daher wird die zuvor absorbierte Energie nach kurzer Zeit als elektromagnetische Welle wieder freigegeben. Die Frequenz dieser emittierten Welle kann nach Gleichung 2.3.1 berechnet werden, und ist wie man sieht nur davon abhängig zwischen welchen Energieniveaus ΔE bzw. zwischen welchen Schalen das Elektron wechselt.

$$\Delta E = h * f \text{ mit } h = 6,626 * 10^{-34} \text{ Js (Plancksche Wirkungsquantum)} \quad (2.3.1)$$

In Abbildung 2.3.1 ist der Vorgang von Absorption und Emission von Licht durch Atome schematisch dargestellt.

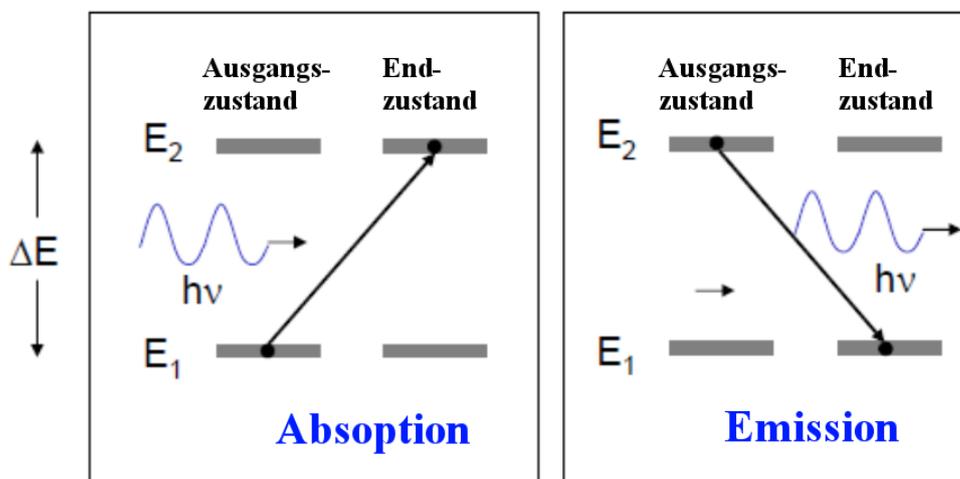


Abb. 2.3.1: Absorption und Emission von Licht durch Atome. (Woisetschläger 2013)

Lichtemission durch Moleküle

Bei der Lichtemission durch Moleküle wird im Gegensatz zur Emission durch Atome, die in einer bestimmten Frequenz stattfindet, die elektromagnetische Welle in mehreren Frequenzen emittiert. Dies wird durch Vibrationen und Rotationen verursacht, deren Energie sich der Emission überlagern und somit die Frequenzen gemäß Gleichung 2.3.1 ändern. Das bedeutet, dass die Atome in Molekülen gegeneinander vibrieren können und das Molekül selbst rotieren kann. Die Energiezustände durch Rotation und Vibration sind jedoch viel kleiner als die Energie in den Eigenzuständen der Elektronen. Bei der Emission können nun verschiedene Energiewerte bei unterschiedlichen Frequenzen durch verschiedene Formen von Vibration und Rotation angenommen werden. In Abbildung 2.3.2 wird links dieser Zusammenhang nochmal verdeutlicht.

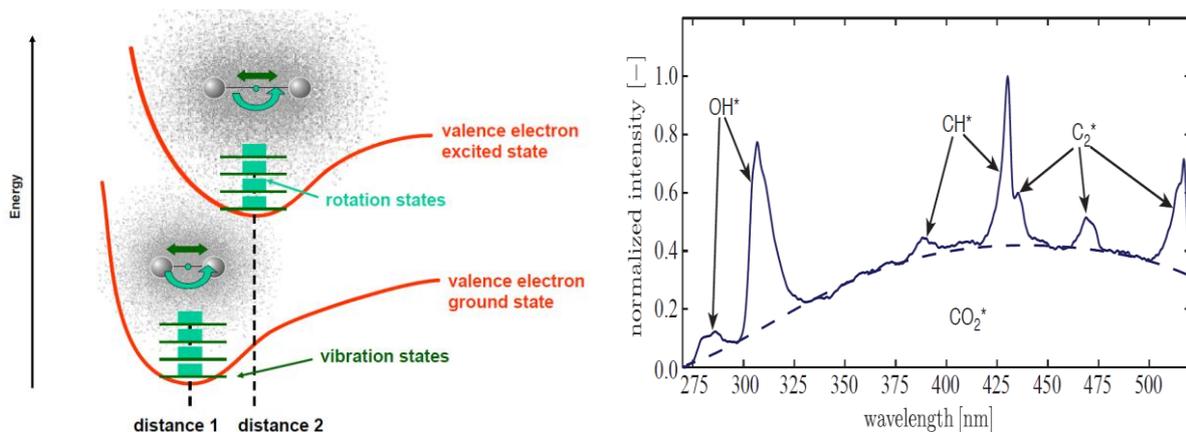


Abb. 2.3.2: Links: Rotations- und Vibrationszustände von Molekülen; (Woisetschläger 2013) Rechts: Spektrum der Chemilumineszenz-Strahlung einer vorgemischten Methan/Luft-Flamme. Zu erkennen sind die vibronischen Banden der Emissionen der OH^{*}-, CH^{*}-, und C₂^{*}-Radikale (Lauer 2011).

Da die Emissionsspektren in denen Moleküle Licht emittieren bekannt sind, und für jedes Molekül einzigartig ist, kann dies zur Identifizierung der Moleküle genutzt werden. Abbildung 2.3.2 zeigt rechts das Emissionsspektrum einer vorgemischten Methan/Luft-Flamme.

Lichtemission durch Festkörper

Festkörper bestehen aus vielen Atomen und Molekülen die durch Ionen-, kovalente- und Van-der-Waals-Bindungen zusammenhalten. Durch die vielen Atom-Orbitale können sich nun Elektronenbänder bilden. In Metallen, also Leitern, überlappen sich diese Bänder wodurch bei der Emission ein kontinuierliches Spektrum entstehen kann. Dieses Emissionsspektrum, eines idealisierten Körpers, wird durch das Plancksche Strahlungsgesetz (vgl. Gleichung 2.3.2) beschrieben.

$$I_{\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5 \left[e^{\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T} \right)} - 1 \right]} \quad \left[\frac{W}{m^3} \right] \quad (2.3.2)$$

Mit $C_1 = 3,741 \cdot 10^{-16} \text{ [Wm}^2\text{]}$ und $C_2 = 1,438 \cdot 10^{-2} \text{ [mK]}$. Da in Halbleitern die Elektronenbänder voneinander getrennt sind müssen die Elektronen beim Zurückfallen in das niedergelegene Leitungsband eine Mindestmenge an Energie abgeben. Daher emittieren Halbleiter im Gegensatz zu Leitern nur in einem bestimmten Frequenzbereich, es entsteht also ein Band-Spektrum.

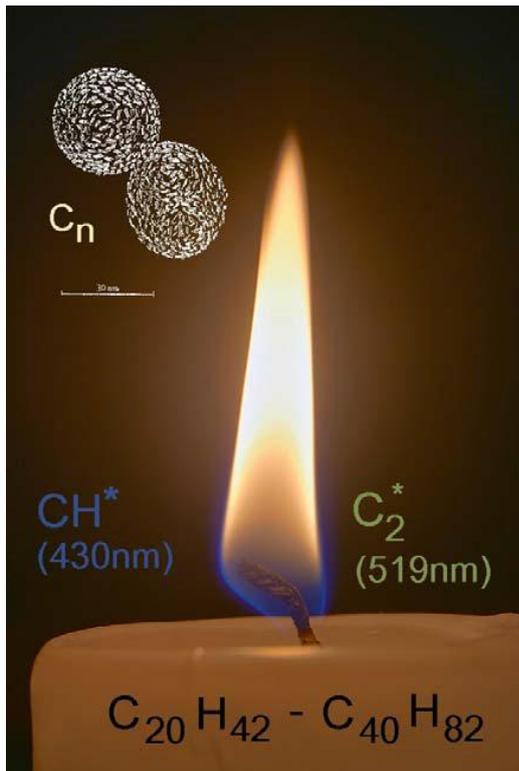


Abb. 2.3.3: Emissionsmechanismen in einer Kerze (Woisetschläger 2013)

In einer realen Flamme treten nun all diese Mechanismen gleichzeitig auf wie es in Abbildung 2.3.3 anhand einer Kerzenflamme dargestellt ist. Zu sehen ist dabei das gelb-weiße Festkörperleuchten von Ruß (C_n) das dem Planckschem Gesetz folgt. Ebenfalls sieht man Molekülemissionen, wie das blaue Leuchten des CH^* -Radikals, und jenes des C_2^* -Radikal in grün. Letzteres ist hier jedoch sehr schwach. Das Leuchten des OH^* -Radikals, findet im nicht sichtbaren ultravioletten Bereich statt.

2.3.2 Emission in einer Methan/Luft-Flamme

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Verbrennung von Methan CH_4 mit Luft. Das Methan reagiert mit dem in der Luft vorhandenen Sauerstoff O_2 zu Kohlendioxid CO_2 und Wasserdampf H_2O . Diese Reaktion kann nach Gleichung 2.3.3 angegeben werden.



Diese Gleichung gilt allerdings nur für ein Äquivalenzverhältnis Φ von genau 1. Das Äquivalenzverhältnis ist definiert als das Verhältnis von stöchiometrischem Luft / Brennstoff Verhältnis $LBV_{st\ddot{o}}$ zu aktuellem Luft / Brennstoff Verhältnis LBV_{akt} (vgl. Gleichung 2.3.4).

$$\Phi = \frac{LBV_{st\ddot{o}}}{LBV_{akt}} \quad (2.3.4)$$

Das stöchiometrische Verhältnis bedeutet, dass für die Verbrennung gerade soviel Luftmasse vorhanden ist, dass alle Brennstoffmoleküle mit dem Sauerstoff aus der Luft reagieren können, sodass weder Brennstoff noch Sauerstoff übrig bleibt. Ist dies in einer Verbrennung der Fall wird das Äquivalenzverhältnis genau 1. Für Methan und Luft wird das stöchiometrische Verhältnis, unter der Annahme, dass in Luft 23,135 % Massenanteile Sauerstoff enthalten sind und mit den Atommassen von Kohlenstoff ($C = 12,011$), Wasserstoff ($H = 1,008$) und Sauerstoff ($O = 15,999$), wie folgt berechnet.



Man sieht, dass 1 g Methan 4 g Sauerstoff oder 17,3 g Luft benötigt um stöchiometrisch verbrannt werden zu können. Wird das Äquivalenzverhältnis größer als 1 ist mehr Brennstoff vorhanden als umgesetzt werden kann und man spricht von einer fetten Verbrennung. Ist es hingegen kleiner 1 ist mehr Sauerstoff vorhanden als benötigt wird und man spricht von einer mageren Verbrennung. Wenn sich das Äquivalenzverhältnis nun von 1 unterscheidet treten bei der Verbrennung weitere Produkte wie Kohlenmonoxid CO, Stickoxide NO_x und Ruß auf.

Während der Verbrennung treten - unabhängig vom Äquivalenzverhältnis - immer Zwischenprodukte wie die bereits erwähnten OH^{*}-, CH^{*} und C₂^{*}-Radikale auf. Wie in Abbildung 2.3.2 rechts zu sehen ist emittieren diese Radikale Licht mit einer Wellenlänge von 308 nm (OH^{*}), 430 nm (CH^{*}) und 519 nm (C₂^{*}). In einer fetten Verbrennung treten dabei hauptsächlich CH^{*}- und C₂^{*}-Radikale auf, während in einer mageren Verbrennung vor allem OH^{*}-Radikale auftreten. Da die Intensität der Emission proportional zur Konzentration der Moleküle ist, ist es daher naheliegend das Verhältnis von OH^{*} zu CH^{*} zur Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses heranzuziehen.

Die Wärmefreisetzung kann im Fall, dass das Äquivalenzverhältnis konstant ist, durch die Intensität der gesamten CH^{*}-Emission bestimmt werden. Bei der Intensitätsmessung ist jedoch stets darauf zu achten, dass Gase, durch die das Licht tritt, dieses wieder absorbieren. Diese Absorption kann durch das Beer-Lambert'sche Gesetz beschrieben werden (vgl. Gleichung 2.3.6).

$$I(x) = I_0 * e^{-\alpha x} \quad (2.3.6)$$

Die Ausgangsintensität I₀ wird also mit der Dicke x des absorbierenden Mediums und dessen Absorptionsfaktor exponentiell geschwächt, und es wird nur noch I(x) gemessen (vgl. Abbildung 2.3.4).

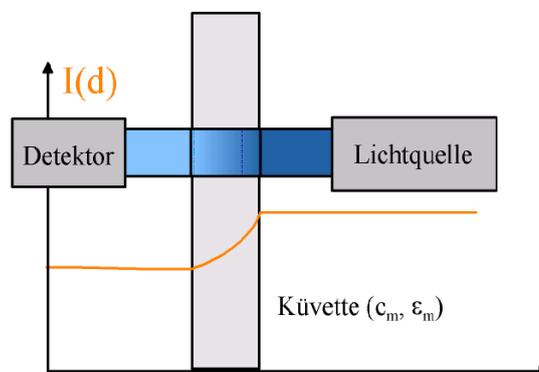


Abb. 2.3.4: Absorption von Licht in einem optisch dickem Medium (Universität Ulm 2014)

Da in dieser Arbeit jedoch mit Umgebungsdruck gearbeitet wurde und der Absorptionsfaktor erst bei höheren Drücken eine relevante Rolle spielt, konnte dieser Effekt vernachlässigt werden, die hier verwendeten Flammen sind optisch dünn.

Die so gemessenen Emissions-Intensitäten sind jedoch aufintegrierte Werte über die gesamte Tiefe der Flamme. Daher ist es nötig entweder eine Abel-Transformation – unter Voraussetzung einer Rotationssymmetrie - oder eine tomografische-Rekonstruktion durchzuführen um räumlich aufgelöste Daten zu erhalten. In dieser Arbeit wurde die tomografische-Rekonstruktion bevorzugt, da dadurch das Rauschen im Zentrum der Rekonstruktion minimiert werden konnte. Diese Methode wird später im Kapitel 2.4 noch näher beschrieben.

2.3.3 Chemilumineszenz Messaufbau

Um das CH^* Leuchten aufzunehmen wurde eine Firewire CCD-Kamera (DMK 31BF03, monochrome progressive scan, IEEE 1394, 1024 x 768 Pixel, Imaging Source, Maisach, Deutschland) auf einem Stativ montiert. Die Blende wurde auf 1/20 eingestellt mit 5 Sekunden Belichtungszeit und Empfindlichkeit ISO 400. Zusätzlich wurde ein Objektiv (12.5 - 75 nm, f/1.8, TOKINA, Tokio, Japan) verwendet. Um das Leuchten des CH^* -Radikals zu filtern wurde ein TECHSPEC Bandpassfilter 430 nm (430 ± 2 nm CWL, FWHM 10 ± 2 nm Bandbreite, 50 mm Durchmesser, 98% Transmission, Edmund Optics, Barrington, NJ, USA) verwendet. Auf diese Weise wurden, wie bereits bei der Schlierenvisualisierung, Bilder von 4 verschiedenen Flammzuständen aufgenommen. Um nachzuweisen, dass es sich um eine rotationssymmetrische Flamme handelt wurden zusätzlich Aufnahmen des resonanten Flammzustandes aus 18 Blickwinkeln (vgl. Abbildung 2.3.5) im Abstand von je 10 Grad gemacht und tomografisch rekonstruiert. Dabei wurde pro Blickwinkel über 20 Aufnahmen gemittelt.

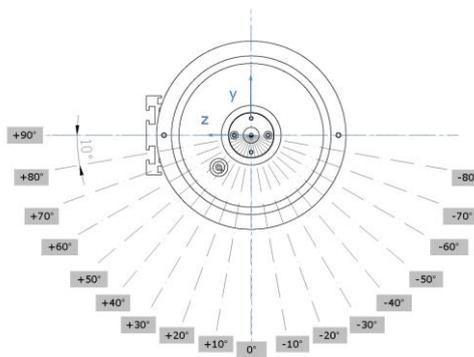


Abb. 2.3.5: Projektionen für tomografische Rekonstruktion

Für die Aufnahmen des OH^* Leuchtens und für das Verhältnis von OH^* zu CH^* wurde eine ICCD-Kamera (NanoStar, 1280 x 1024 Pixel, Photocathode radiant sensitivity 310 nm / 430 nm = 65 %, DaVis 7.6 Software, LaVision, Göttingen, Deutschland) zusammen mit einer UV Linse (UV, 105 nm, f/4.5, Nikon, Tokio, Japan) genutzt. Das Gate betrug 4300 und die Verstärkung wurde auf 0 eingestellt. Als OH^* Filter kam ein TECHSPEC Bandpassfilter 310nm (310 ± 3 nm CWL, FWHM 10 ± 2 nm Bandbreite, 50 mm Durchmesser, 18% Transmission, Edmund Optics, Baarrington, NJ, USA) zum Einsatz. So wurden 200 Bilder, für jeden Flammzustand, in einem Abstand von 0,2s aufgezeichnet und über diese gemittelt.

Als Referenz wurde immer ein Hintergrundbild aufgenommen und zur Größenbestimmung wurden Bilder einer Schiebelehre, die genau auf 50 mm eingestellt wurde, im Zentrum der Flamme gewonnen. Außerdem wurden für die NanoStar-Kamera Linearitätsaufnahmen mit Graufiltern angefertigt. In Abbildung 2.3.6 sieht man die Transmissionskurven der verwendeten CH^* - und OH^* -Filter sowie eine exemplarische Aufnahme des CH^* -Leuchtens.

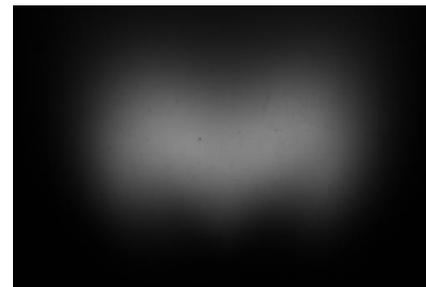
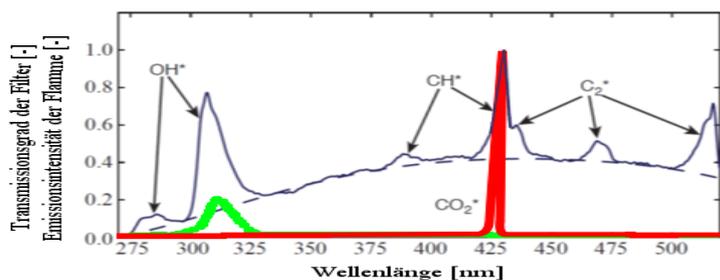


Abb. 2.3.6: links: Transmissionskurven des CH^* -Filter (rot), OH^* -Filter (grün) und Spektrum der Methan-Luft Flamme (blau); rechts: exemplarisches CH^* -Leuchten;

2.4 Tomografie

Unter tomografischen Verfahren versteht man bildgebende Berechnungsverfahren, die es ermöglichen, aus Projektionsdaten lokale Datenwerte innerhalb einer Struktur zu ermitteln. Tomografische Verfahren sind vor allem aus der Medizin bekannt, wie zum Beispiel durch die Röntgen Computer Tomografie (CT). Tomografische Verfahren finden heute jedoch auch in vielen anderen wissenschaftlichen Gebieten wie der Physik oder in den Geowissenschaften Anwendung.

2.4.1 Faltungsmethode (Convolution Method)

Im Jahre 1917 zeigte der österreichische Physiker Johann Radon in seiner Veröffentlichung „Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten“, dass aus Projektionsdaten $h(p, \Theta)$, lokale Daten $f(r, \varphi)$ berechnet werden können. Abbildung 2.4.1 zeigt den Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen, wie er in Gleichung 2.4.1, der inversen Radon Transformation, beschrieben wird, sowie die Definitionen von p, Θ, r und φ .

$$f(r, \varphi) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{r * \cos(\Theta - \varphi) - p} \frac{\partial h(p, \Theta)}{\partial p} * dp * d\Theta \quad (2.4.1)$$

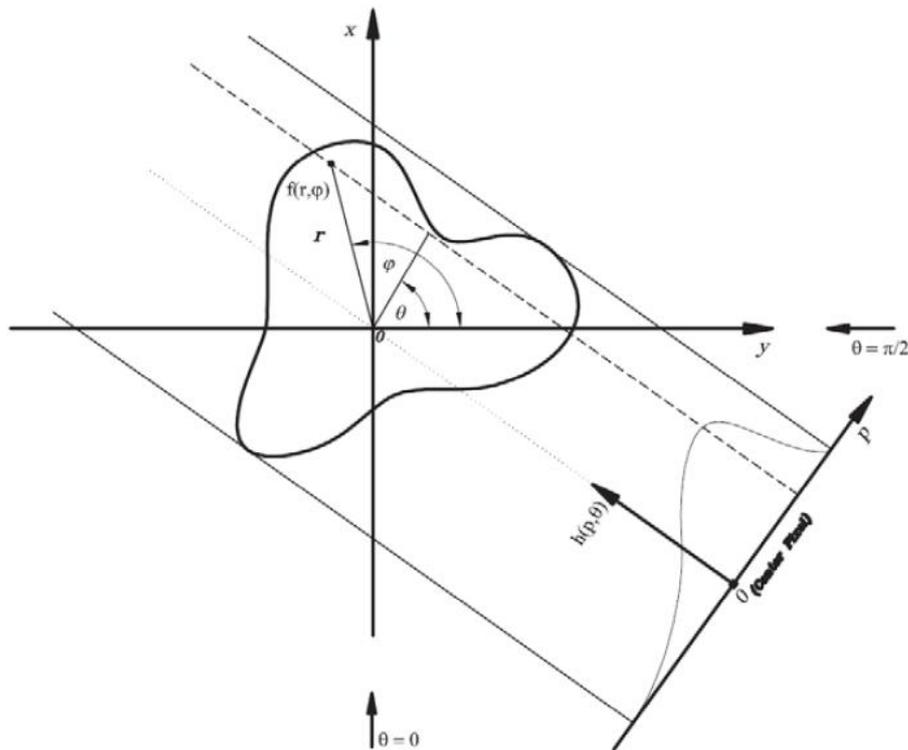


Abb. 2.4.1: Zusammenhang zwischen Projektionsansicht $h(p, \Theta)$ und den dazugehörigen lokalen Daten $f(r, \varphi)$. (Woisetschläger 2013)

In Gleichung 2.4.1 sieht man jedoch an den beiden Integralen, dass unendlich viele Projektionsrichtungen zwischen 0° und 360° notwendig wären um ein brauchbares Ergebnis zu erhalten. Um dieses Problem zu lösen wurden einige numerische Näherungen entwickelt.

Die Faltungsmethode (Convolution Method) stützt sich dabei auf eine mathematische Operation, bekannt als Faltung. Diese Methode ist auch als „gefilterte Rückprojektion mit einer Faltung“ bekannt. Die Methode besteht aus drei Teilschritten:

- einer Ableitung der Projektionsdaten $h(p, \Theta)$ zu $h'(p, \Theta)$,
- einer Hilbert Transformation von $h'(p, \Theta)$,
- einer Rückprojektion,

wobei die Ableitung und die Hilbert Transformation durch die Faltung mit einer Funktion angenähert werden können (Woiseschläger 2013).

Durch diese Schritte ist es nun möglich auch mit einer endlichen Anzahl von Projektionsrichtungen ein brauchbares Ergebnis zu erhalten. Es ist jedoch verständlich, dass nach wie vor eine größere Anzahl an Projektionsrichtungen Artefakte unterdrücken und so zu einem besseren Ergebnis führen wie es in Abbildung 2.4.2 dargestellt ist. Außerdem ist es notwendig, dass die Projektionen gleichmäßig über π verteilt sind, also durch äquidistanten Winkelabschnitte von 0° bis 180° vorliegen.

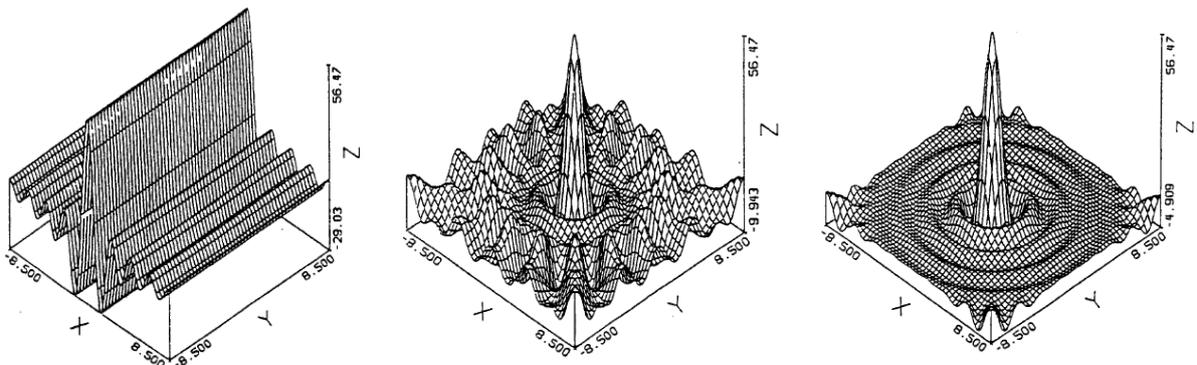


Abb. 2.4.2: Verbesserung des Ergebnisses mit der Erhöhung der Projektionsrichtungen. v.l.n.r.: 1, 8, 36 Projektionsrichtungen. (Woiseschläger 2013)

Die Integrationsgrenzen über p gehen allerdings noch immer von minus bis plus Unendlich. Daher ist es nötig darauf zu achten, dass die Werte am Rand der Projektionen, die in der Praxis nicht im Unendlichen liegen, Null werden und somit ein „offset“ einzelner Projektionen vermieden wird (vgl. Abbildung 2.4.3). Dies kann in geschlossenen Brennkammern problematisch werden, da z.B. Druck, Temperatur oder Dichte nicht auf Umgebungsniveau abfallen. Weiters kann mit Gleichung 2.4.2 abgeschätzt werden wie viele Projektionsrichtungen m nötig sind um in einem Kreis mit Radius r eine Frequenz von Δv aufzulösen.

$$m - 1 = 2 \pi r \Delta v \quad (2.4.2)$$

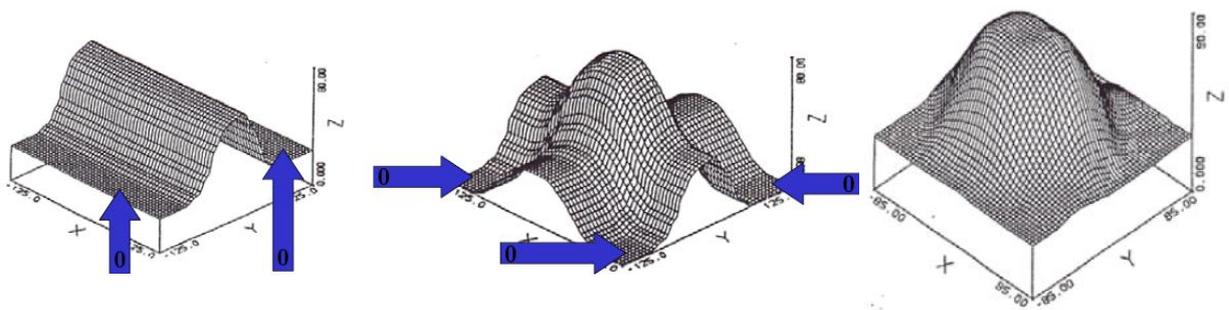


Abb. 2.4.3: Werte der Ränder müssen in allen Projektionen Umgebungsniveau erreichen um ein tomografisches Ergebnis (ganz rechts) erhalten zu können. (Philipp 1992)

2.4.2 Abel Inversion

Noch vor der Faltungsmethode wurde im frühen 19. Jahrhundert durch den norwegischen Mathematiker Niels Henrik Abel die sogenannte Abel Inversion eingeführt. Sie hat im Vergleich zur Faltungsmethode den großen Vorteil, dass man nur eine einzige Projektionsrichtung benötigt, um eine tomografische Rückrechnung auf lokale Werte durchführen zu können. Die Voraussetzung, dass die Abel Inversion zum Einsatz kommen kann ist jedoch ein rotationssymmetrisches Objekt, wie es in dieser Arbeit bei der Untersuchung der Flamme der Fall war.

Dabei ist die Inversion der integralen Projektionswerte $I(x)$ über den Weg x von lokalen Werten als Funktion des Radius r die eben erwähnte Abel Inversion, wie sie in Gleichung 2.4.3 für eine Dichteverteilung ersichtlich ist.

$$\rho(r) = -\frac{1}{\pi} \int \frac{dI_{\rho}(x)}{dx} \frac{1}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx \quad (2.4.3)$$

Abbildung 2.4.4 zeigt den schematischen Aufbau der lokalen Dichtewerte ausgehend von den Projektionswerten, mit $dz = \sqrt{x^2 - r^2} * r * dr$.

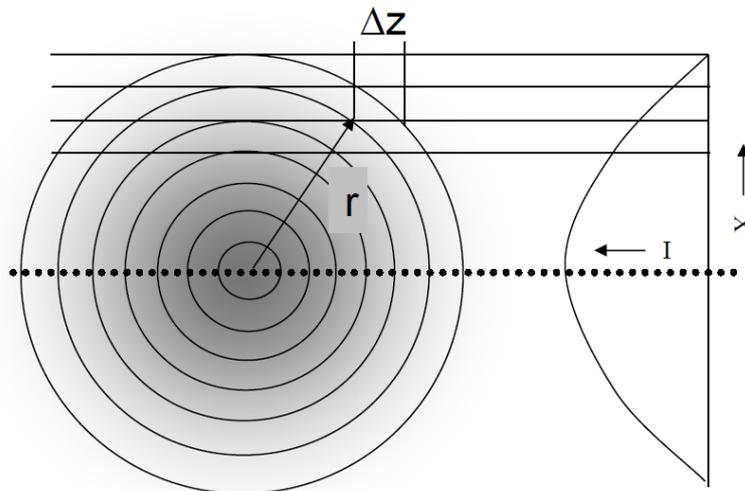


Abb. 2.4.4: Durch eine Abel Inversion rückgerechnete Dichteverteilung aufgrund von Projektionswerten. (Woisetschläger 2013)

Es ist jedoch zu erwähnen, dass die Abel Inversion im Gegensatz zur Faltungsmethode den Nachteil hat, dass Fehler, die in den äußeren Schichten auftreten, sich bis zur Mitte aufaddieren. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Abel Inversion von außen nach innen, nach dem sogenannten „onion peeling scheme“, rückrechnet.

Ein weiteres tomografisches Verfahren ist die Algebraische Rekonstruktionstechnik, kurz ART, bei der die inverse Radon Transformation zu einem linearen Gleichungssystem vereinfacht wird. Dieses wird anschließend iterativ gelöst. Es ist jedoch zu erwähnen, dass diese Methode im Vergleich zu den beiden vorher beschriebenen Verfahren sehr hohe Rechenzeiten benötigt.

3 Der variable-Geometrie Brenner

Um thermoakustische Dichteschwankungen mit optischen berührungslosen Messverfahren messen zu können, wurde ein Brenner mit variierbaren Parametern entwickelt und mit einer optisch zugänglichen Brennkammer kombiniert. Dieses Kapitel soll diesen Brenner und die dazugehörige Brennkammer näher beschreiben.

3.1 Konstruktion des Brenners nach Leitgeb

Der variable-Geometrie Brenner nach Leitgeb (vgl. Abbildung 3.1.1) besteht im Wesentlichen aus drei Hauptkomponenten. Einem beweglichen zentralen Körper (1), einer inneren Buchse (2) und einer äußeren Buchse (3). Die äußere Buchse hat sechs Anschlüsse für die Tangentialluft (4) und vier Anschlüsse für die Brennstoffversorgung (5), sowie eine kleine Ausnehmung die als Mischkammer (9) für Luft und Brennstoff dient. Die sechs Anschlüsse für die Axialluft (6) sind an der inneren Buchse angeschweißt, welche außerdem über vier tangentielle Einlassschlitze (7) verfügt, wodurch ein Drall im Strom erzeugt wird. Die axial Luft muss zunächst einen Gleichverteiler (8) passieren, ehe in der inneren Buchse eine Mischung mit dem bereits vorgemischten Tangentialstrom stattfindet. Um den Impuls des Drallstroms in die innere Buchse anpassen zu können, können die Einlassschlitze durch einen Blocker (10) in ihrer Querschnittsfläche reduziert werden. Ganz rechts ist noch die Düsenöffnung (11) erkennbar. (Leitgeb 2012)

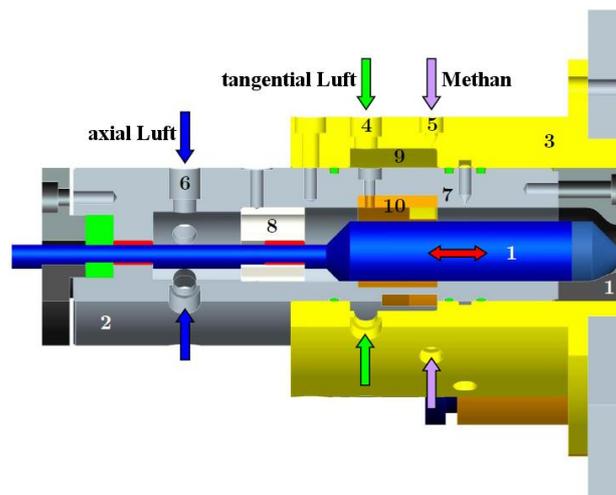


Abb. 3.1.1: Teilschnitt des Brenners nach Leitgeb. Strömungsrichtung ist von links nach rechts. (Leitgeb 2012)

Die Versuchsergebnisse dieses Brenners können in der Arbeit von Leitgeb T. „On the Design and Validation of a Variable Geometry Burner Concept“ (2012) nachgeschlagen werden. Die Stabilitätskennfelder wurden jedoch neu aufgenommen, um einen Vergleich mit denen des modifizierten Brenners anstellen zu können.

3.2 Modifikation für rotationssymmetrische Flamme

Der Brenner nach Leitgeb hatte den Nachteil, dass durch die vier tangentialen Einlassschlitze eine Flamme entstand die sich aus vier eindeutig erkennbaren Einzelflammen zusammensetzte. Außerdem war die Flamme schief, da sich der zentrale Körper nicht genau mittig in der inneren Buchse befand, was dazu führte, dass die Querschnittsfläche und damit der Impuls an der Brennerdüse über den Umfang variierte. Aus diesen Gründen war es nötig einen neuen Brenner zu konstruieren.

3.2.1 Konstruktion des rotationssymmetrischen Brenners

Das Grunddesign des Brenners nach Leitgeb war durchaus durchdacht. So ist es zum Beispiel möglich den Blocker und den zentralen Körper mit nur wenigen Handgriffen zu tauschen und so Untersuchungen an verschiedenen Konfigurationen durchführen zu können. Daher blieb dieses Grundkonzept auch bestehen und es wurde nur die Rotationssymmetrie und Zentrität optimiert.

Um eine rotationssymmetrische Flamme zu bekommen wurden die vier Einlassschlitze durch insgesamt 32 Bohrungen ersetzt. Diese 32 Bohrungen sind nun in vier Reihen zu je 8 Bohrungen über den Umfang der inneren Buchse verteilt (vgl. Abbildung 3.2.1 in grauer Farbe). Die gesamte Querschnittsfläche der vier Einlassschlitze von 160 mm^2 wurde in etwa beibehalten und die neuen Bohrungen daher mit $2,5 \text{ mm}$ Durchmesser ausgeführt, was einer Fläche von 157 mm^2 gleich kommt. Bei der Fertigung dieser 32 relativ langen Schrägbohrungen musste darauf geachtet werden, dass die Bohrer exakt im richtigen Winkel einstecken konnten und nicht abrissen. Der korrekte Winkel wurde dabei dadurch realisiert, dass die Einstichstellen vor der Bohrung plangefräßt wurden, sodass der Bohrer auf einer ebenen Fläche aufsetzen konnte. Um das Abbrechen der Bohrer beim Austritt zu vermeiden, wurden die Bohrungen zunächst als Sacklochbohrungen ausgeführt und die Innenkontur der inneren Buchse erst anschließend ausgedreht.

Zusätzlich zur Axial- und Tangentialluft wird Kühlluft über eine abgesetzte Kammer, auf die eine perforierte Metallplatte mit 5 mm Bohrungen im Abstand von je 5 mm montiert wurde, zugeführt (vgl. Abbildung 3.2.1 in türkiser Farbe). Diese Kühlluft diente lediglich zur Kühlung der Glasplatten in der Brennkammer (vgl. Abbildung 3.2.3). Abbildung 3.2.1 zeigt den modifizierten Brenner, wie er für die Messungen in dieser Arbeit aufgebaut war.

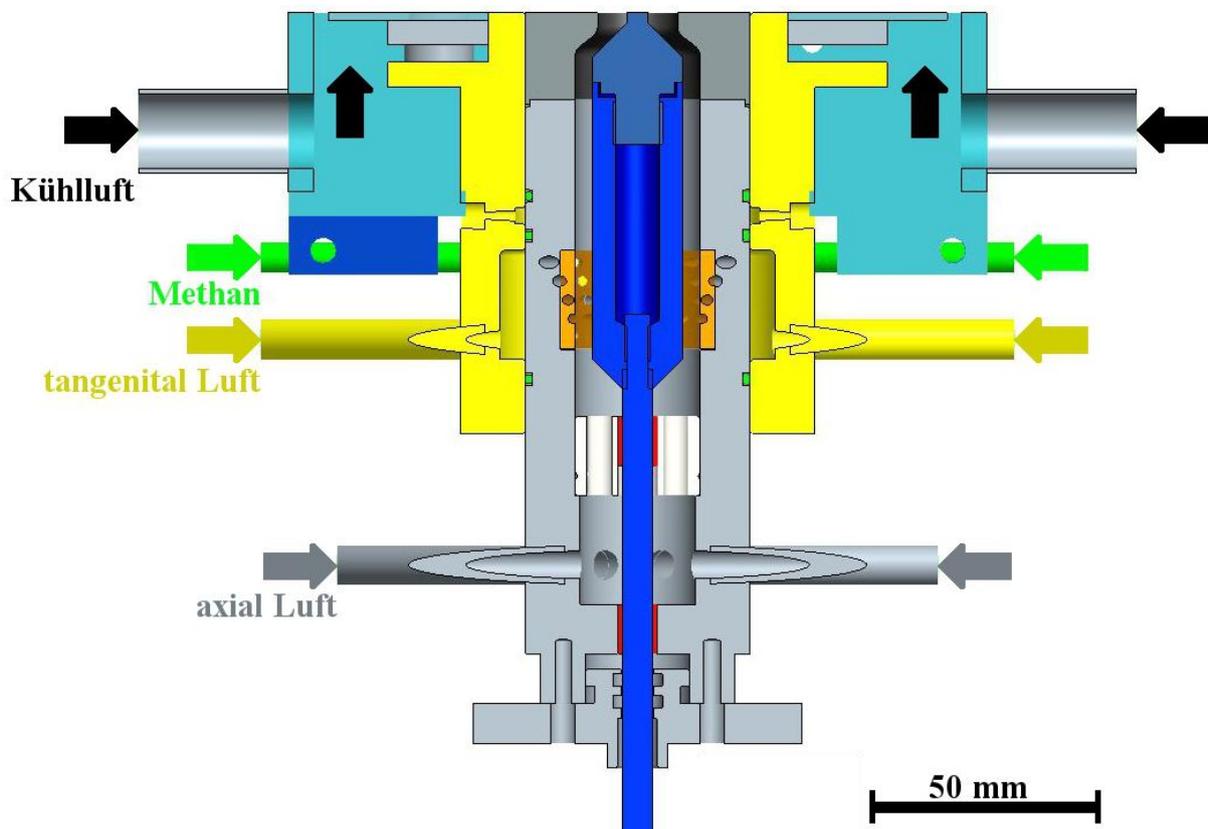


Abb. 3.2.1: Modifizierter Brenner mit 32 am Umfang verteilten Bohrungen für die Tangentialluft. Dieser Brenner zeichnet sich durch eine rotationssymmetrische Flamme aus.

Weiters wurden, um die Durchmischung von axialem Luftstrom und vorgemischtem tangentialen Luft-/Brennstoffstrom zu verbessern, die Bohrungen nicht mehr tangential gesetzt sondern um einem Winkel von 7° zur Tangente angestellt, was eine bessere Penetration der Axialluft durch den Tangentialstrom zur Folge hatte. Da dieser Anstellwinkel allerdings den Drall reduziert hätte wurden die Bohrungen des Blockers nur mit 2 mm Durchmesser, also einer Querschnittsfläche von 100 mm^2 , ausgeführt was eine Erhöhung des Impulses zur Folge hatte. Die einzelnen Bohrungsreihen waren zudem um je 8° in Umfangsrichtung versetzt. Da es nötig war den Blocker in vier Teile zu zerschneiden weicht dieser Winkel von den $11,25^\circ$ ab, die zu einer gleichmäßigen Verteilung der Bohrungen am Umfang führen würden, ein Zerschneiden jedoch nicht machbar gemacht hätte (vgl. Abbildung 3.2.2 links).

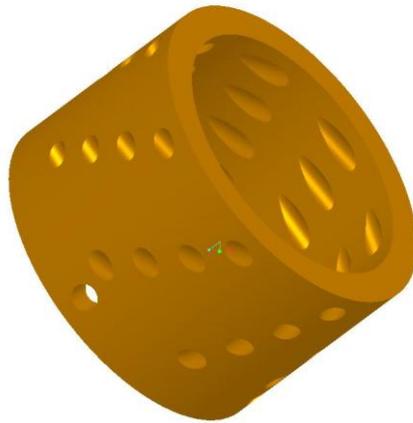


Abb. 3.2.2: Neu konstruierter Blocker mit 32 schrägen Bohrungen von 2 mm Durchmesser. Durch die Verteilung der Bohrungen über den Umfang war ein Zerschneiden des Blockers möglich und es entstand eine rotationssymmetrische Flamme.

Da das Problem mit der Geradheit der Flamme von der Zentrierung des zentralen Körpers abhing musste ein Weg gefunden werden eben diese sicher zu stellen. Wie man in Abbildung 3.2.1 sieht hat der zentrale Körper (blau) in der Nähe des Austritts keinerlei Führung. Zuletzt wird die Eisenstange, auf die der Körper montiert ist, etwa 10 cm unterhalb der Düsenöffnung vom Gleichverteiler (weiß) geführt. Um nun die Möglichkeit zu haben diesen Gleichverteiler auch während des Betriebes in seiner Position zu verschieben, wurde dieser mit drei gleichmäßig am Umfang verteilten Schrauben fixiert, was einer drei-Punkt Lagerung gleichkommt. Nun war es möglich durch festeres Anziehen beziehungsweise Lösen dieser Schrauben die zentrale Ausrichtung des Gleichverteilers zu verändern und so etwaige Verbiegungen der Eisenstange zu kompensieren. Alle Konstruktionszeichnungen und Zusammenstellungszeichnungen zum modifizierten Brenner finden sich im Anhang ab Seite 86 oder auf der beigelegten CD.

Neben der Konstruktion des Brenners wurde ebenfalls eine neue Brennkammer konstruiert, welche zu stärkeren thermoakustischen Oszillationen führte, und große Sichtfenster beinhalten sollte. Die ersten Versuche mit dieser neu konstruierten Brennkammer waren durchaus vielversprechend, bei genauerer Betrachtung stellte sich jedoch heraus, dass die Eigenfrequenzen der großen Glasplatten sehr nahe an der Resonanzfrequenz der Flamme waren. Die Befürchtung, dass die Flamme mit den Eigenfrequenzen der umliegenden Bauteile wechselwirkt lag demnach nahe, weswegen diese neue Konstruktion verworfen wurde. Anstelle dieser wurde eine ältere von früheren Versuchen bestehende Brennkammer herangezogen und den neuen Anforderungen durch Aufschweißen von Verstrebungen angepasst (vgl. Abbildung 3.2.3).

Es handelte sich um eine quadratische Brennkammer mit 140x140 mm Querschnittsfläche und einer Höhe von 580 mm. Um Zugang für die optischen Messverfahren zu haben wurde an jeder Seite eine 220x90 mm große Quarzglasplatte angebaut. Es wurde Quarzglas verwendet, da dies eine hohe Transmissionsrate im Bereich von 185 nm bis 2500 nm und eine gute Temperaturbeständigkeit aufweist. Der weite Frequenzbereich war nötig um die Chemilumineszenz Messungen durchführen zu können. Die Unterkante dieser Glasplatten war genau bündig mit der Düsenöffnung des Brenners wodurch die gesamte Flamme beobachtet werden konnte. Auf die Brennkammer wurde eine flacher Deckel mit einer Lochöffnung von 80 mm Durchmesser gesetzt. Diese Konfiguration erwies sich nach Versuchen mit einigen anderen Deckelformen und Öffnungsformen als die Beste, da so die stärkste thermoakustische Resonanz erzeugt werden konnte. Die dadurch hervorgerufene Resonanz stellte sich in etwa bei 200 Hz ein.

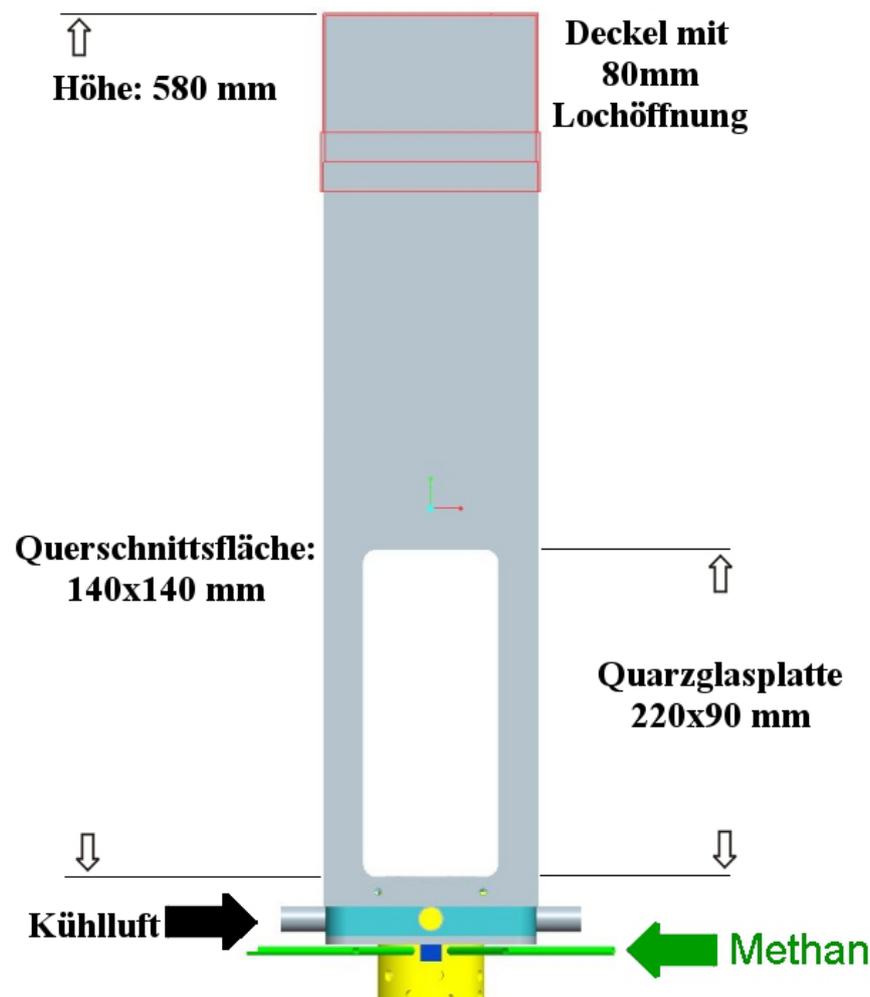


Abb. 3.2.3: Auf Brenner montierte Brennkammer mit einer gesamthöhe von 580 mm und einer Querschnittsfläche von 140x140 mm.

Die Eigenfrequenzmessungen der Brennkammer und der Glasplatten wurden mit einem Laservibrometer durchgeführt, welches direkt auf die zu vermessenden Bauteile, auf die eine reflektierende Folie geklebt wurde, gerichtet wurde. Die Bauteile wurden anschließend mit einem harten Gegenstand angeschlagen und ein Frequenzspektrum der Schwingungen aufgezeichnet. Anschließend wurden die Daten ausgewertet und so lange Versteifungsrippen an die Brennkammer angeschweißt bis deren Eigenfrequenz eine genügende Marge zur Resonanzfrequenz aufwies. So konnte die Eigenfrequenz der Brennkammer auf etwa 370 Hz

angehoben werden und die Probleme, die mit der ersten konstruierten Brennkammer auftraten, umgangen werden.

Eigenfrequenzen von Laservibrometer, Spiegeln, Traversierung und optischen Linsen wurden bestimmt, indem das Laservibrometer durch die Brennkammer hindurch auf einen Spiegel leuchtete und wiederum die entsprechenden Bauteile angeschlagen wurden. Nach der Auswertung der so erhaltenen Daten, konnte festgestellt werden, dass im Bereich der Resonanzfrequenz keinerlei anregende Eigenfrequenzen von anderen Bauteilen vorhanden waren wie es aus Abbildung 3.2.4 deutlich hervorgeht. Man sieht, dass es zwischen 150 Hz bis 370 Hz einen vibrationsfreien Bereich gibt in dem die Flamme mit ihrer 200 Hz Resonanzfrequenz gut vermessen werden kann.

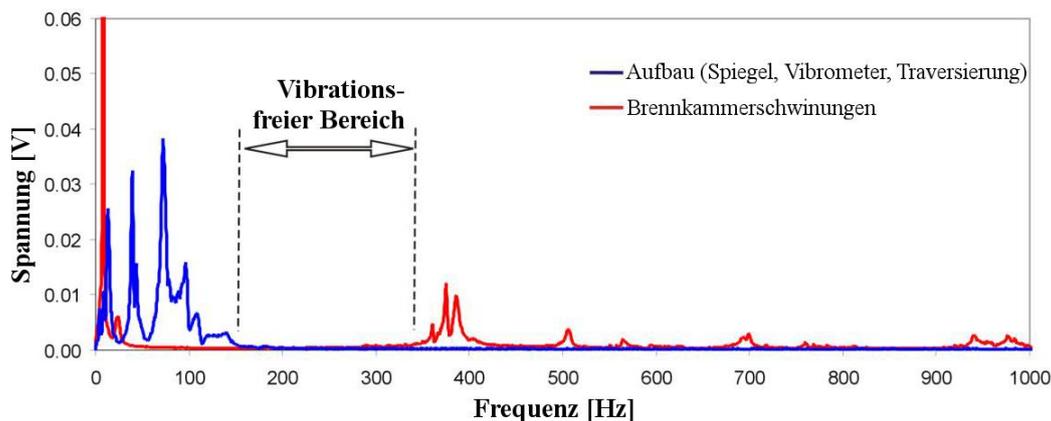


Abb. 3.2.4: Eigenfrequenzen des Versuchsaufbaus. Die tiefen Frequenzen unter 100 Hz kommen von Vibrationen von Laservibrometer, Spiegeln, Traversierung und optischen Linsen. Die höheren Frequenzen ab 370 Hz stammen von den Plattenvibrationen der Brennkammer.

3.2.2 Variierbare Parameter

In den oben beschriebenen Brennern ist es möglich einige Parameter zu variieren, was nötig ist um in einen resonanten thermoakustischen Flammzustand zu gelangen. In dieser Arbeit war es möglich

- das Äquivalenzverhältnis,
- den Drall (hier als Luftverteilungszahl ausgedrückt),
- die thermische Energie und
- die Querschnittsfläche der Brennerdüse

stufenlos und während des Betriebs zu variieren.

Äquivalenzverhältnis

Wie bereits in Gleichung 2.3.4 beschrieben wurde gibt das Äquivalenzverhältnis das Verhältnis von stöchiometrischem Luft / Brennstoff Verhältnis zu aktuellem Luft / Brennstoff Verhältnis wieder.

Gleichung 3.2.1 gibt an wie das Gesamte-Äquivalenzverhältnis Φ_{ges} durch Messung der stufenlos regulierbaren Größen Tangential- \dot{m}_{tan} , Axial- \dot{m}_{ax} und Kühl-Luftmassenstrom $\dot{m}_{kü}$ sowie des Methanmassenstrom \dot{m}_{meth} berechnet wurde.

$$\Phi_{ges} = \frac{17,3}{\frac{\dot{m}_{tan} + \dot{m}_{ax} + \dot{m}_{kü}}{\dot{m}_{meth}}} \quad (3.2.1)$$

Da sich in Folge jedoch ergab, dass sich der Kühl-Luftmassenstrom auf die Verbrennung nur marginal auswirkt, jedoch in der Berechnung von Φ_{ges} einen großen Einfluss hat, wurde beschlossen, diesen nicht zu berücksichtigen. Das so erhaltene Φ (vgl. Gleichung 3.2.2) spiegelt das in der Flamme tatsächlich vorherrschende Äquivalenzverhältnis weitaus besser wider.

$$\Phi = \frac{17,3}{\frac{\dot{m}_{tan} + \dot{m}_{ax}}{\dot{m}_{meth}}} \quad (3.2.2)$$

Diese beiden Größen Φ und Φ_{ges} lassen sich nach Gleichung 3.2.3 einfach ineinander umrechnen.

$$\Phi = \frac{17,3}{\frac{17,3}{\theta_{ges}} - \frac{\dot{m}_{kü}}{\dot{m}_{meth}}} \quad (3.2.3)$$

Luftverteilungszahl

Ein weiterer wichtiger variierbarer Parameter war der Drall, da dieser zur Stabilisierung der Flamme dient. Die Stabilisierung geschieht dadurch, dass durch den Drall, axiale und radiale Druckgradienten entstehen, welche mit zunehmender Stärke des Dralls größer werden. Während ein geringer Drall den Gasstrom lediglich aufweitet, führt ein starker Drall dazu, dass sich Rezirkulationszonen bilden, in denen sich die Flamme aufgrund des Geschwindigkeitsprofils stabilisieren kann. Folglich sind Flammen von der Stärke des Dralls in Größe, Form, und Stabilität beeinflusst (Lutzhöft 1967). Abbildung 3.2.5 zeigt schematisch das Entstehen von Rezirkulationszonen bei starkem Drall.

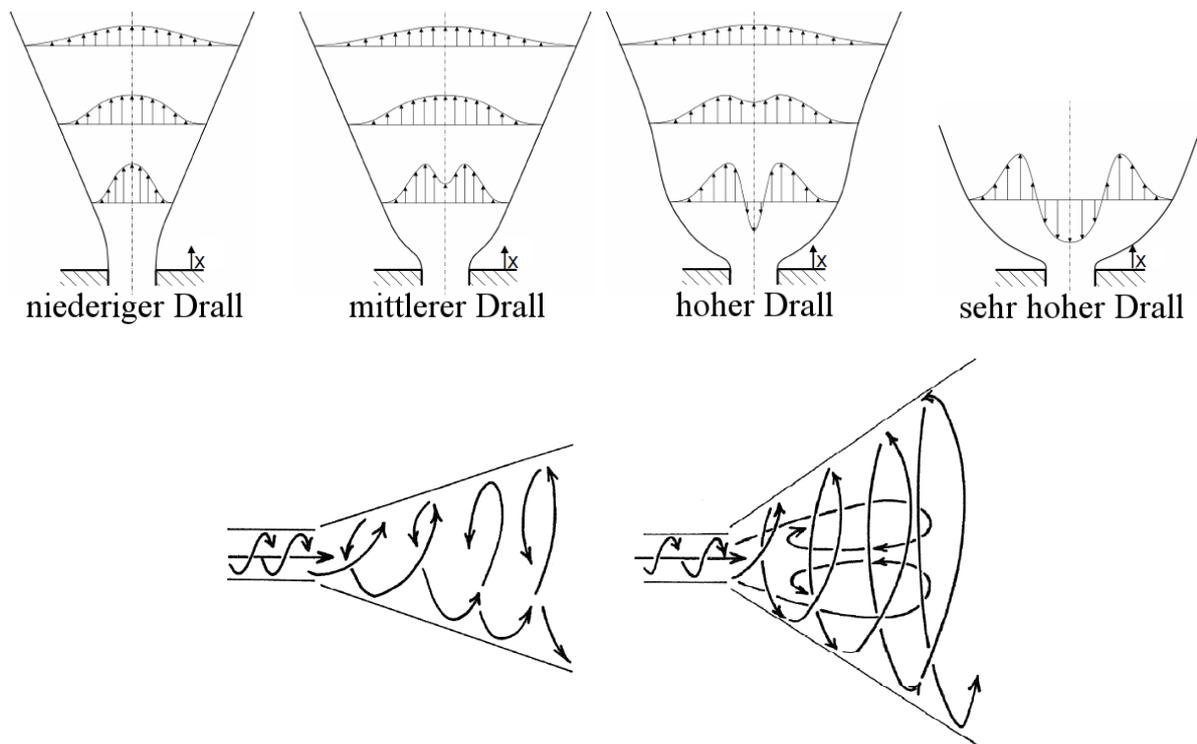


Abb. 3.2.5: oben: Axialgeschwindigkeitsprofil unterschiedlich verdrallter Freistrahlen (Sangl 2011) unten: dadurch entstehende Rezirkulationszonen bei Erhöhung des Dralls (Gupta 1984).

Da der Drall die Kenntnis radialer und axialer Strömungsgeschwindigkeiten voraussetzt, diese in dieser Arbeit jedoch nicht bekannt waren, wurde die Luftverteilungszahl LVZ eingeführt die das Verhältnis von tangentialen zu axialen Massenströmen ausdrückt (vgl. Gleichung 3.2.4). Die LVZ kann als Näherung des Dralls gesehen werden, und ist wesentlich einfacher zu bestimmen als die tatsächliche Drallzahl.

$$LVZ = \frac{\dot{m}_{tan}}{\dot{m}_{ax}} \quad (3.2.4)$$

Thermische Energie

Die thermische Energie \dot{Q} konnte über den Methanmassenstrom geregelt werden. Der gemessene Methanmassenstrom ist nach Gleichung 3.2.5 direkt proportional zur freigesetzten thermischen Energie für den Fall, dass das Methan vollständig in der Flamme verbrannt wird und einem Heizwert von $H_{CH_4} = 50,082 \text{ MJ/kg}$ aufweist.

$$\dot{Q} = \dot{m}_{meth} * H_{CH_4} \quad (3.2.5)$$

Querschnittsfläche der Brennerdüse

Die Querschnittsfläche der Brennerdüse, die wesentlich zur Impulserzeugung der Strömung beiträgt konnte durch einen - mittels Aktuator in der Höhe verschiebbaren - Eisenstab, auf welchem ein Kegel aufgesetzt war, verändert werden. Dies ist der sogenannte zentrale Körper, oder später auch Konus genannt (vgl. Abbildung 3.2.6). In der Ausgangsposition ist die Spitze des zentralen Körpers, wie auch in der folgenden Abbildung dargestellt, genau in einer Ebene mit der Düsenöffnung und ist von dieser Position aus um $\pm 3,5 \text{ mm}$ verschiebbar, was einer Querschnittsflächenveränderung von etwa -70% bis $+80 \%$ entspricht. Der Körper könnte in positiver Richtung noch weiter verschoben werden, was aber zu einem Erlöschen der Flamme führt.

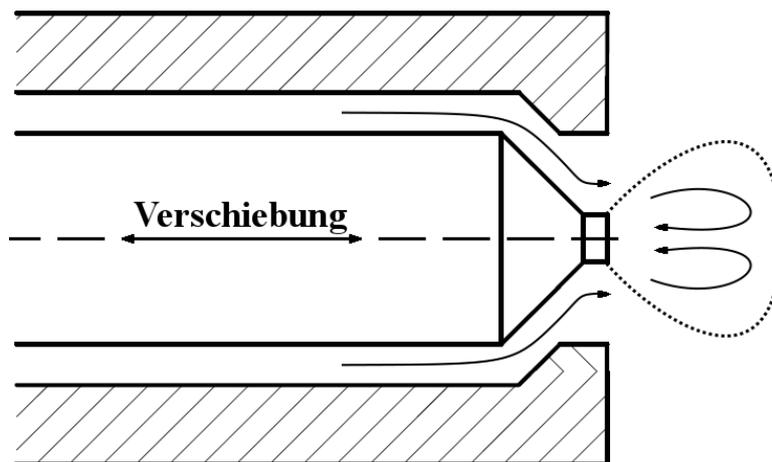


Abb. 3.2.6: Schematische Darstellung der variierbaren Querschnittsfläche der Brennerdüse und durch die Form des Kegels erzeugte Rückströmzone

Außerdem erzeugte die Form dieses zentralen Körpers direkt nach der Düsenöffnung eine kleine Rückströmzone, die zusätzlich zu der durch den Drall verursachten entsteht, was zu einer weiteren Stabilisierung der Flamme während der Messungen führte. Die Strömung um den zentralen Körper wurde bereits in einer früheren Arbeit (Leitgeb 2012) numerisch simuliert und so die oben dargestellte Form als ideal für Messzwecke befunden.

3.2.1 Hohlraumresonanzen

Die umgebaute Brennkammer musste nun, nachdem sie bereits auf Platten-Eigenfrequenzen durch Anschlagen untersucht wurde, auf Hohlraumresonanzen, sprich stehende Druckwellen, untersucht werden.

Wie in Abbildung 2.1.5 dargestellt, wurde hierfür ein Laservibrometer aufgebaut und der Laserstrahl durch die Brennkammer geführt. Um bei den Messungen den Einfluss der Vibrationen des Messaufbaus im Signal gering zu halten, wurde die Linse, die den Laserstrahl bündelte, - aber auch die gesamte Brennkammer - um etwa 1° verdreht, wodurch verhindert wurde, dass direkte Reflexionen an Oberflächen dieser Bauteile in das Laservibrometers trafen. Die Brennkammer wurde dabei in 30 Positionen gescannt. Diese Punkte waren in 6 Linien zu je 5 Punkten aufgeteilt. (vgl. Tabelle 3.2.1)

Tabelle 3.2.1: Koordinaten der Messpunkte für die Hohlraumresonanzmessung

Punkte in Ebenen in x-Richtung [mm]	-27	-9	0	9	27	
Ebenen in z- Richtung [mm]	5	37	74	111	148	185

Messwertschwankungen, die durch eventuelle Intensitätsunterschiede des Lautsprechers bei verschiedenen Frequenzen hervorgerufen werden, wurden kompensiert indem das Kreuzkorrelations Leistungsspektrum zwischen dem Laservibrometer und einem Mikrofon gebildet wurde. Die Position des Mikrofons war $x = 150$ mm, $y = 150$ mm, $z = -140$ mm (vgl. Abb. 2.1.5). Dieses Mikrofon wurde mit der Brennkammer auf der Traversierung mitbewegt.

Um die Hohlraumresonanzen anzuregen wurde zunächst ein Lautsprecher direkt über der Lochöffnung platziert und ein weißes Rauschsignal abgespielt. Die dadurch erhaltenen Ergebnisse zeigten jedoch keinerlei Struktur, was vermutlich daran lag, dass sich die Schallwellen vom Lautsprecher kugelförmig ausbreiteten, an den Wänden der Brennkammer reflektiert wurden und sich im vermessenen Gebiet gleichmäßig verstärkten und auslöschten. Dieses Problem konnte dadurch beseitigt werden, dass der Lautsprecher auf einem 700 mm langem, weichen Kunststoffrohr montiert wurde. So konnte erreicht werden, dass sich die Schallwellen in der Brennkammer als mehr oder weniger ebene Welle ausbreitete. Außerdem wurde das weiße Rauschsignal durch ein rosa (niederfrequentes) Rauschen ersetzt, wodurch sich die Resonanzen stärker ansprechen ließen. Abbildung 3.2.7 zeigt ein kreuzkorreliertes Spektrum in der Ebene 5 mm im Zentrum.

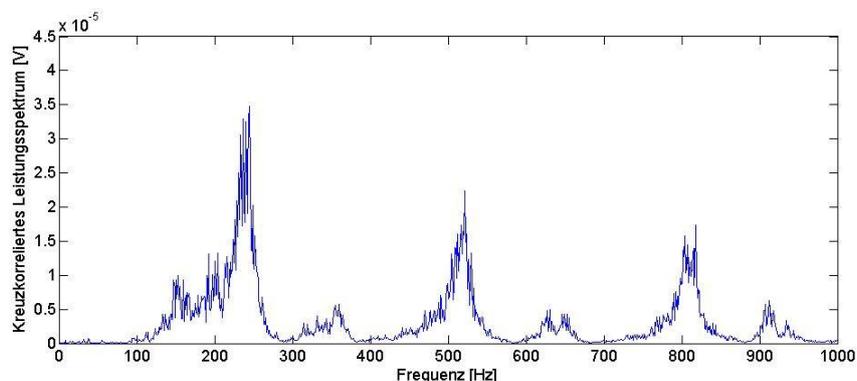


Abb. 3.2.7: Kreuzkorreliertes Frequenzspektrum im Punkt $x = 0$ mm und $z = 5$ mm. Gemessen zwischen dem Signal des Laservibrometers und dem Mikrofon um die Hohlraumschwingungen der Brennkammer zu zeigen.

Die so erhaltenen Spannungs-Daten konnten nach Gleichung 3.2.6 in einen optischen Wegunterschied, der nach Gleichung 2.1.8 gleichbedeutend mit der Änderung der Dichte und somit nach Gleichung 2.1.7 auch mit dem Brechungsindex proportional ist, umgerechnet werden. Die daraus erhaltenen Ergebnisse sind in Abbildung 3.2.8 für zwei Resonanzfrequenzen dargestellt.

$$\Delta L(f) = \frac{k U(f)}{2\pi f} \quad (3.2.6)$$

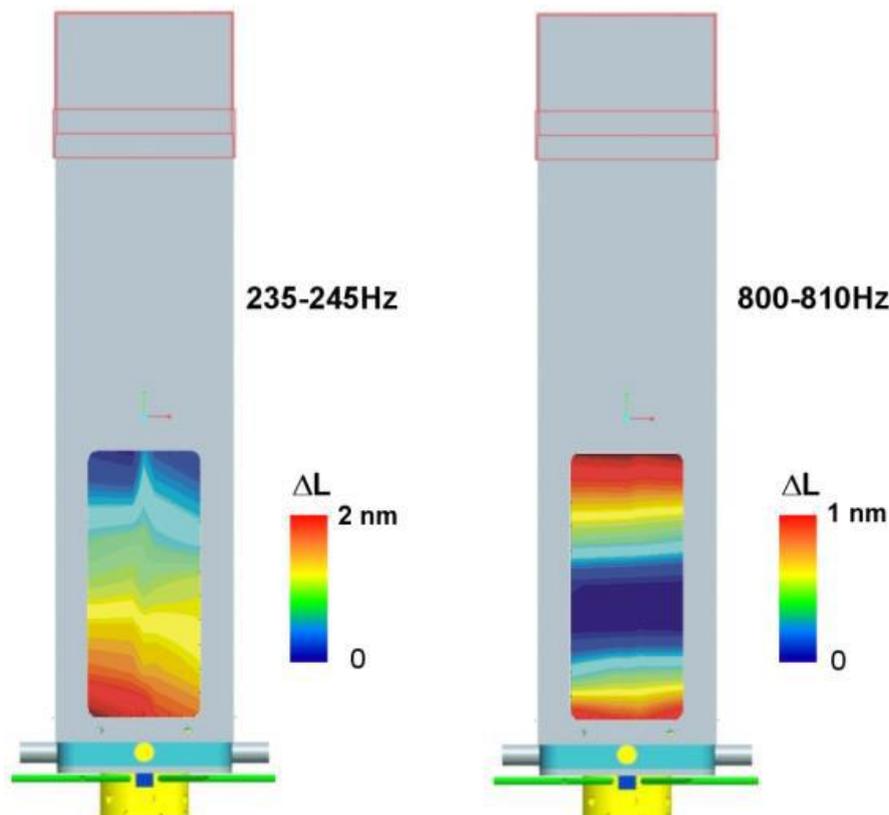


Abb. 3.2.8: Hohlraumresonanzen der Brennkammer. Links die Resonanzfrequenz um 240 Hz und rechts eine Resonanzfrequenz um 805 Hz

Es ist klar erkennbar, dass die Resonanzfrequenz um 805 Hz eine Wellenlänge aufweist die etwa in der Mitte der Kammer einen Schwingungsbauch hat. Mit einer angenommenen Schallgeschwindigkeit von Luft bei etwa 20°C von 343 m/s gibt dies eine Wellenlänge von etwa 426 mm, also etwa ein $\frac{3}{4}$ der gesamten Höhe der Brennkammer. Die Wellenlänge der Frequenz bei 240 Hz ist in etwa 714 mm. Es handelt sich dabei also um eine nach Abbildung 1.3.3 höher harmonische Schwingung.

3.2.2 Stabilitätskennfelder

Nachdem der Brenner konstruiert, und die Brennkammer bereits auf Hohlraumresonanzen untersucht war, musste der Brenner in Verbindung mit der Brennkammer charakterisiert und das Verhalten der Flamme in verschiedenen Betriebspunkten verstanden werden. Um dies zu ermöglichen wurden Kennfelder der oben beschriebenen Konfiguration aufgenommen.

Dazu wurde bei fünf verschiedenen Konusstellungen, die Luftverteilungszahl sowie das Äquivalenzverhältnis variiert und das Verhalten der Flamme mittels einer Fotokamera festgehalten. Dies wurde für je 3 verschiedene Leistungen durchgeführt. Tabelle 3.2.2 gibt einen Überblick der Konusstellungen, Leistungen und angefahrenen Punkte.

Tabelle 3.2.2: Parametereinstellungen für die Aufnahme der Kennlinien

Konusstellungen	Leistungen	gesamtes- Äquivalenzverhältnis (mit Kühlluft)	Luftverteilungszahl
+ 0 mm	3,7 kW	0,5	0 bis ∞
+ 1 mm	4,7 kW	0,55	
+ 2 mm	5,7 kW	0,6	bzw. von unterer bis
+ 3 mm		0,65	oberer Löschgrenze
+ 3,5 mm		0,7	
		0,75	
		0,8	

Dabei wurde so vorgegangen, dass eine der fünf Konusstellungen mit einer der drei Leistungen eingestellt wurde und anschließend ein beliebiges LVZ bei einer der sieben vermessenen Äquivalenzverhältnisse angefahren wurde. Nun wurde die LVZ durch Erhöhen der Tangentialluft und gleichzeitigem Senken der Axialluft zu höheren Werten gefahren bis die Flamme die obere Löschgrenze bei sehr hohem Drall erreicht hatte. Nun wurde die Tangentialluft gesenkt und die Axialluft wiederum gleichzeitig erhöht, und so die LVZ zu geringeren Werten verfahren, ebenfalls bis hin zur unteren Löschgrenze bei geringem Drall. Das Erhöhen und Senken von Axialluft und Tangentialluft wurde so vorgenommen, dass das Äquivalenzverhältnis dabei konstant gehalten wurde. Konusstellungen und Leistung wurden dabei ebenfalls konstant gehalten. Um sicher zu gehen, dass die so aufgenommenen Kennlinien auch korrekt und reproduzierbar waren, wurde die LVZ jeweils ein zweites Mal erhöht, gesenkt und wieder zum Startwert erhöht. Die LVZ wurde also für jedes Φ zweimal in beide Richtungen durchlaufen. Dass die LVZ in beide Richtungen durchlaufen wurde war nötig da die Flamme eine Hysterese aufwies.

Hysterese

In manchen Betriebspunkten des Brenners sind zwei Flammenzustände möglich, entweder eine vom Konus abgehobene Flamme oder eine am Konus anliegende Flamme. Je nachdem ob die LVZ erhöht oder gesenkt wurde um diesen Betriebspunkt anzufahren wird eine der beiden Zustände bevorzugt. Wenn man sich nun Abbildung 3.2.10 ansieht, sieht man dieses Verhalten zum Beispiel bei Konusstellung 0 mm und einem Φ von 0,6 sehr gut. Gestartet wurde diese Aufnahme der Kennlinie bei einem LVZ von 1,5 wo die Flamme am Konus anlag wie es in Abbildung 3.2.12 b zu sehen ist. Senkt man nun die LVZ bleibt die Flamme bis zu einer LVZ von 0,82 anliegend und springt dann plötzlich in einen abgehobenen Zustand (vgl. Abbildung 3.2.12 a). Wird die LVZ nun wieder erhöht beobachtet man, dass sich die Flamme erst bei einer LVZ von 1,09 wieder an den Konus anlegt. Im Bereich

dazwischen sind also beide Flammenzustände möglich. Abbildung 3.2.9 veranschaulicht dieses Verhalten. Die schwarzen Pfeile indizieren ein Erhöhen der LVZ und damit des Dralls, die roten Pfeile ein Senken der Luftverteilungszahl. Man sieht, dass sich die Flamme plötzlich an den Konus anlegt wenn der Drall einen gewissen Grenzwert überschreitet und ebenfalls sprunghaft vom Konus abhebt, wenn ein gewisser Grenzwert des Dralls unterschritten wird.

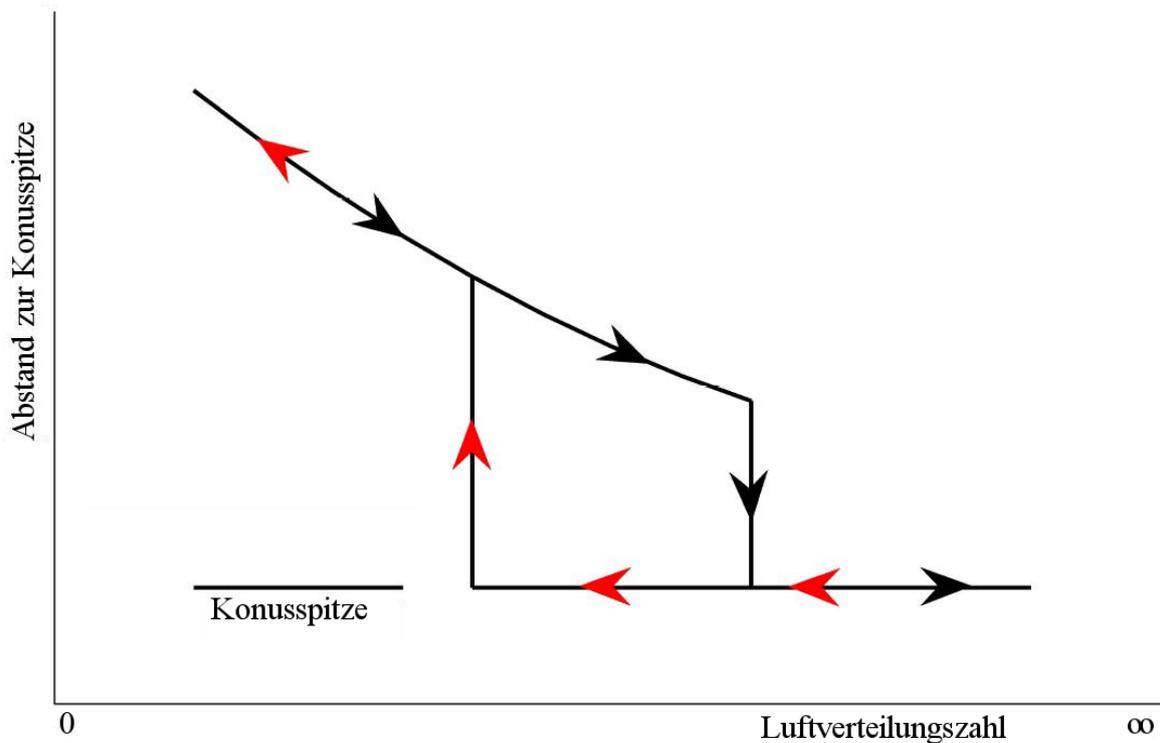


Abb. 3.2.9: Abstand zur Konusspitze als Funktion der Luftverteilungszahl (Leitgeb 2012)

Ein Erhöhen der Luftverteilungszahl zwingt die Flamme sich stromaufwärts zu bewegen, sie nähert sich also der Düsenöffnung an. Außerdem wird die Flamme dabei kompakter und breiter, wie es in Abbildung 3.2.12 b und c erkennbar ist.

Kennfelder

Die so ermittelten Kennfelder der beiden Brenner sind in den Abbildungen 3.2.10 und 3.2.11 dargestellt. Abbildung 3.2.10 zeigt die Kennfelder des Brenners nach Leitgeb mit der quadratischen Flammenkonfiguration während in Abbildung 3.2.11 die Kennfelder des modifizierten Brenners mit einer rotationssymmetrischen Flamme zu sehen sind.

In Grün ist jener Bereich gehalten in dem die Flamme immer anliegend ist, im blauen Bereich ist die Flamme immer abgehoben und im grauen Bereich ist sie erloschen. Der Gelbe Bereich stellt jenen Bereich dar, in welchem die zuvor beschriebene Hysterese vorliegt, in dem die Flamme abhängig davon ob die Luftverteilungszahl gesenkt oder erhöht wurde um in diesen Bereich zu gelangen, entweder am Konus anliegt oder davon abgehoben ist.

Bei der Aufnahme der Kennfelder beider Brenner fiel auf, dass es im Grunde zwei verschiedene Zustände von Resonanzen gab. Der eine Zustand trat immer bei einer vom Konus abgehobenen Flamme mit einer Resonanzfrequenz von etwa 200 Hz auf. Die Betriebspunkte in denen dieser Resonanzzustand auftrat sind in den Grafiken mit einem roten Punkt markiert. Der zweite Zustand trat nur bei anliegender Flamme auf und hatte im Gegensatz zu ersteren eine Resonanzfrequenz von etwa 260 Hz. Dieser Zustand ist mit einem schwarzen Punkt markiert.

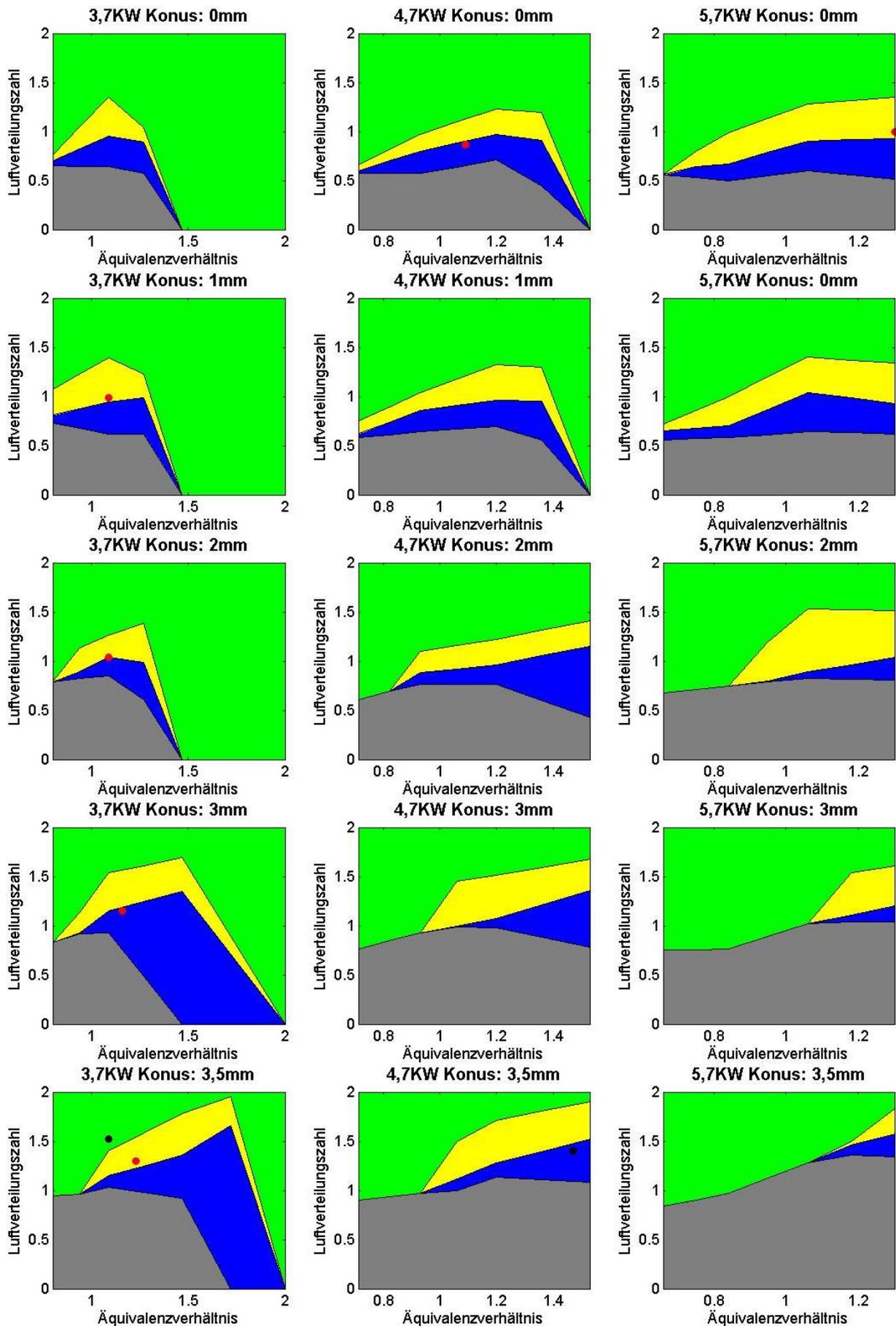


Abb. 3.2.10: Stabilitätskennfelder des Brenners in der Brennkammer nach Leitgeb. Resonante Zustände sind mit roten Punkten markiert.

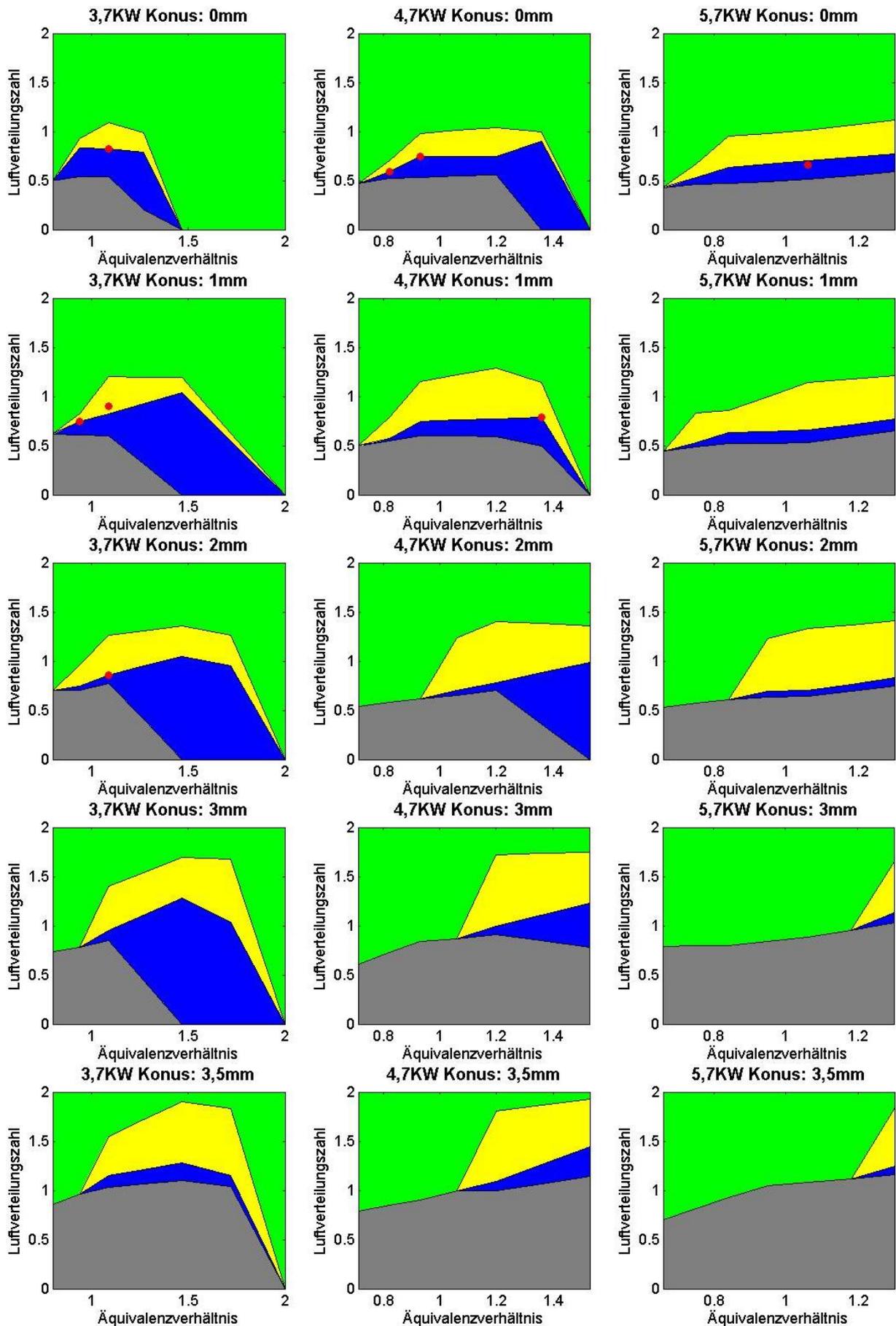


Abb. 3.2.11: Stabilitätskennfelder des modifizierten Brenners mit rotationssymmetrischer Flamme in der Brennkammer. Resonante Zustände sind mit roten Punkten markiert.

Bei der Betrachtung der Kennfelder ist darauf zu achten, dass die Abszisse bei den verschiedenen Leistungen auch verschieden skaliert ist, was durch die Umrechnung vom gesamten Äquivalenzverhältnis mit Kühlluft in das tatsächlich vorherrschende Äquivalenzverhältnis entstand. Wie man sieht sind die Formen der Kennfelder für beide Varianten ähnlich. Allerdings fallen die Kennfelder im modifizierten Brenner im allgemeinen zu etwas geringeren Luftverteilungszahlen hin ab. Betrachtet man alle Konusstellungen für eine gegebene Leistung so lässt sich erkennen, dass sich die Kennfelder mit weiter ausgefahrenem Konus, also bei größeren werdenden Impulsen, weiterhin ähneln, sich jedoch zu höheren Äquivalenzverhältnissen und auch zu deutlich höheren Luftverteilungszahlen verschieben. Würde man diese Reihe fortführen würde man sehen, dass bei einer Konusstellung von 4 mm der Großteil des Kennfeldes grau wäre, eine Flamme also nur in einem sehr beschränkten Bereich brennen könnte. Dies war auch der Grund dafür, dass eine Konusstellung von 4 mm nicht mehr aufgenommen wurde und statt dessen eine Konusstellung von 3,5 mm gewählt wurde. Sieht man sich hingegen alle Leistungen für eine gegebene Konusstellung an, kann man sehen, dass die Leistung auf die Kennfelder im Grunde kaum Einfluss haben.

Weiters ist auffällig, dass der resonante Zustand mit anliegender Flamme und 260 Hz Resonanzfrequenz nur beim Brenner nach Leitgeb auftrat, und bei der rotationssymmetrischen Flamme nicht mehr gefunden werden konnte. Außerdem traten bei der rotationssymmetrischen Flamme Resonanzen nur bis zu einer Konusstellung von 2 mm auf, während bei Brenner nach Leitgeb auch bei 3,5 mm Konusstellung noch resonante Zustände beobachtet werden konnten. Dies liegt vermutlich daran, dass durch die rotationssymmetrische Flamme eine Flammenstabilisierung eintritt, beziehungsweise, dass durch die vier Füßchen beim Brenner nach Leitgeb eine zusätzliche Störung auftrat wodurch eine weitere Frequenz angeregt werden konnte.

Flammenzustände

In der folgenden Abbildung (3.2.12) sind die vier Flammenzustände, welche mit den in Kapitel 2 vorgestellten Messverfahren näher untersucht wurden dargestellt. Der resonante, abgehobene Zustand (a) wurde gewählt da die thermoakustischen Oszillationen in diesem Betriebspunkt stärker auftraten als in allen anderen und dieser auch stabiler war als die anderen resonanten Zustände. (b) zeigt eine äußerst stabil, anliegend brennende Flamme, welche zu Referenzzwecken ebenfalls vermessen wurde. Selbiges gilt für (c) die im Vergleich zu (b) jedoch einen höheren Drall aufweist und daher kompakter und breiter als (b) ist. Ganz rechts ist eine Diffusionsflamme zu sehen die ebenfalls mit einigen der Messverfahren untersucht wurde. In den Klammern ist jeweils das Äquivalenzverhältnis und die Luftverteilungszahl angegeben. Die für diese Flammen nötigen Massenströme sind in Tabelle 3.2.3 aufgelistet.

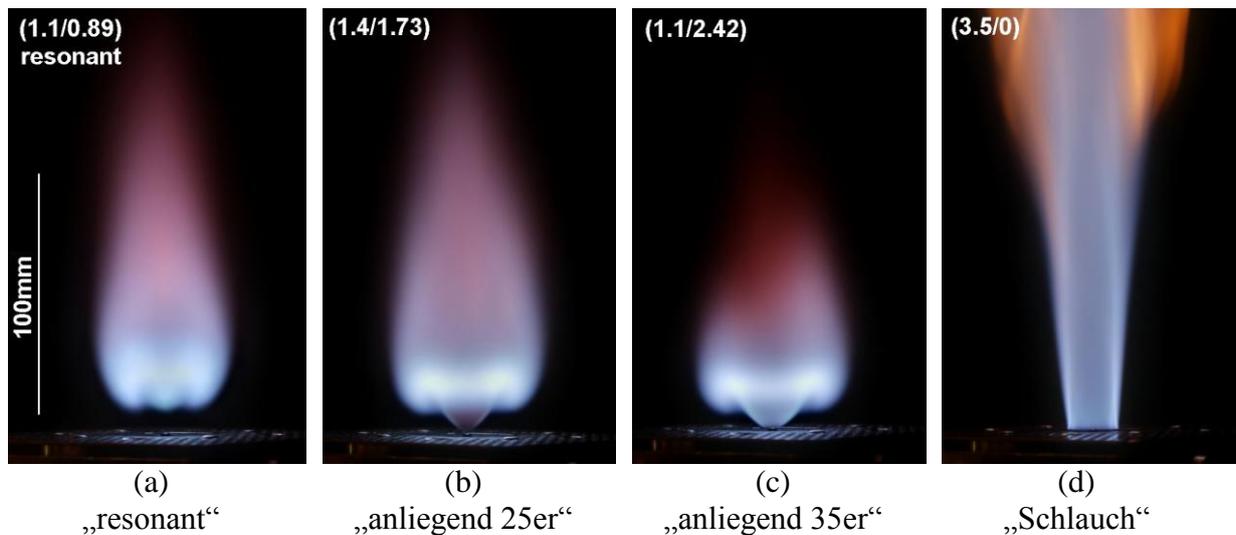


Abb. 3.2.12: Vier verschiedene Flammenformen, die die Möglichkeiten des Brenners aufzeigen sollen. Außerdem sind dies die weiter untersuchten Flammenformen mit Angaben zu (Φ /LVZ).

Tabelle 3.2.3: Einstellungen der vermessenen Flammenzustände

	\dot{m}_{ax} [g/s]	\dot{m}_{tan} [g/s]	\dot{m}_{meth} [g/s]	LVZ [-]	Φ [-]
resonant	0,61	0,54	0,074	0,89	1,1
anliegend 25er	0,41	0,71	0,092	1,73	1,4
anliegend 35er	0,41	0,99	0,092	2,41	1,1
Schlauch	0,36	0	0,074	0	3,5

4 Ergebnisse am modifizierten, rotationssymmetrischen Brenner

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse des resonanten Flammenzustandes des modifizierten Brenners und deren Auswertungen vorgestellt und erläutert. Weiters werden Referenzmessungen einer anliegenden Flamme zum Vergleich und besseren Verständnis herangezogen.

4.1 Nachweis der Rotationssymmetrie der Modellflamme

Wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben, wurden 18 Aufnahmen des Emissionsleuchtens bei der Frequenz des CH^* -Radikals jeweils mit 10° Intervallen zwischen den Aufnahmen tomografisch rekonstruiert. Die Rekonstruktion erfolgte dabei mittels einer Faltungsmethode (Convolution) und der Software IDEA 1.7.31. Um sternförmige Artefakte in der Rekonstruktion zu vermeiden wurden zuerst aus den 18 Aufnahmen 54 Projektionen interpoliert. Diese tomografischen Rekonstruktionen wurden in Abbildung 4.1.1 und 4.1.2. in vier Ebenen des resonanten Flammenzustandes dargestellt um die Rotationssymmetrie über die gesamte Erstreckung nachzuweisen.

Abbildung 4.1.1 zeigt eine der 18 Projektionsaufnahmen in der ebenfalls die Höhen der 4 rekonstruierten Ebenen zu sehen sind und die mit A,B,C,D benannt wurden. Die Projektionsaufnahme ist über dem modifizierten Brenner im wahren Größenverhältnis dargestellt. In der Projektion sieht man, dass die Flamme parallel zur Oberkante des Brenners liegt. Dies ist eine erste wichtige Voraussetzung für Symmetrie und notwendig um die Messungen nur aus einer Richtung durchführen zu müssen und nicht aus mehreren Blickwinkeln, was erhebliche Zeitersparnis bringt. Man kann auch erkennen, dass der Konus in diesem Flammenzustand um +1 mm in Richtung der z-Achse ausgefahren ist.

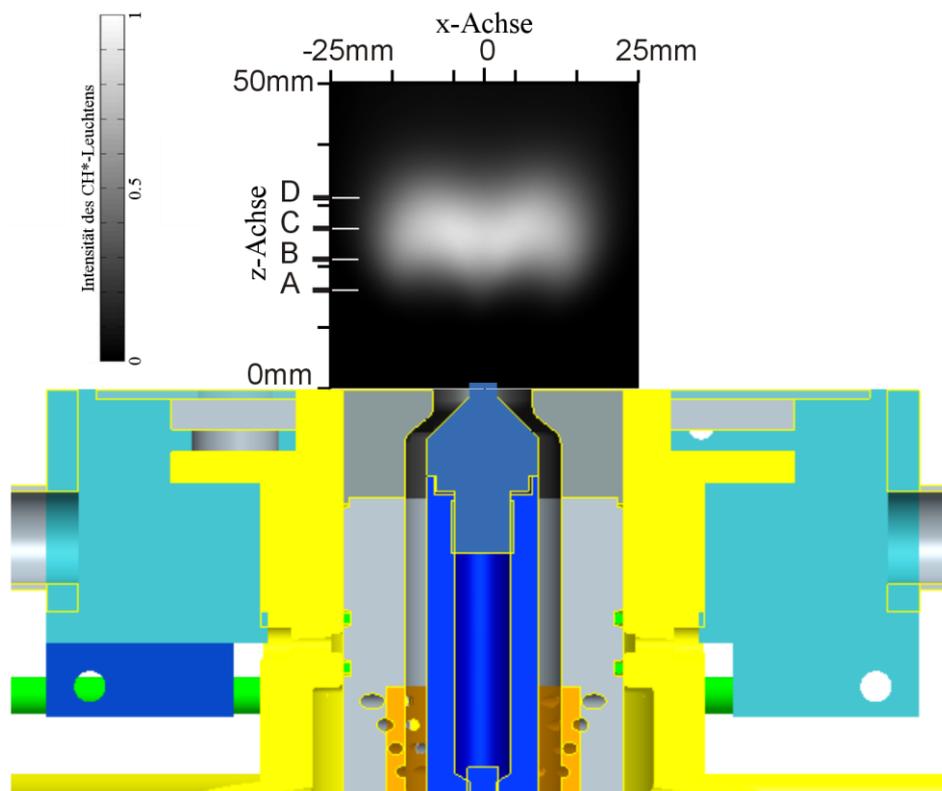


Abb. 4.1.1: Projektion des CH^* -Leuchtens über dem modifizierten Brenner in wahren Größenverhältnis. Zusätzlich sind die 4 Rekonstruktionsebenen zu sehen die mit A,B,C,D beschriftet wurden.

In Abbildung 4.1.2 sind schließlich die Ergebnisse dieser Rekonstruktionen dargestellt. Man erkennt deutlich, dass es sich dabei um annähernd konzentrische Kreise, und - im Gegensatz zum alten Brenner nach Leitgeb – um eine einzige geschlossene Flamme und nicht um vier Einzelflammen handelt. Die Abweichung der Rotationssymmetrie liegt in etwa bei lediglich 10% (aus dem Maximalwert in Ebene C), was – zusammen mit der Ebenheit der Flamme - ausreichend ist um die Messungen aus nur einer Richtung durchführen zu müssen, und damit für die weitere Berechnung lokaler Werte aus integralen Messdaten die Abel Inversion oder die Algebraische Rekonstruktionstechnik mit nur einer Projektion verwendet werden kann.

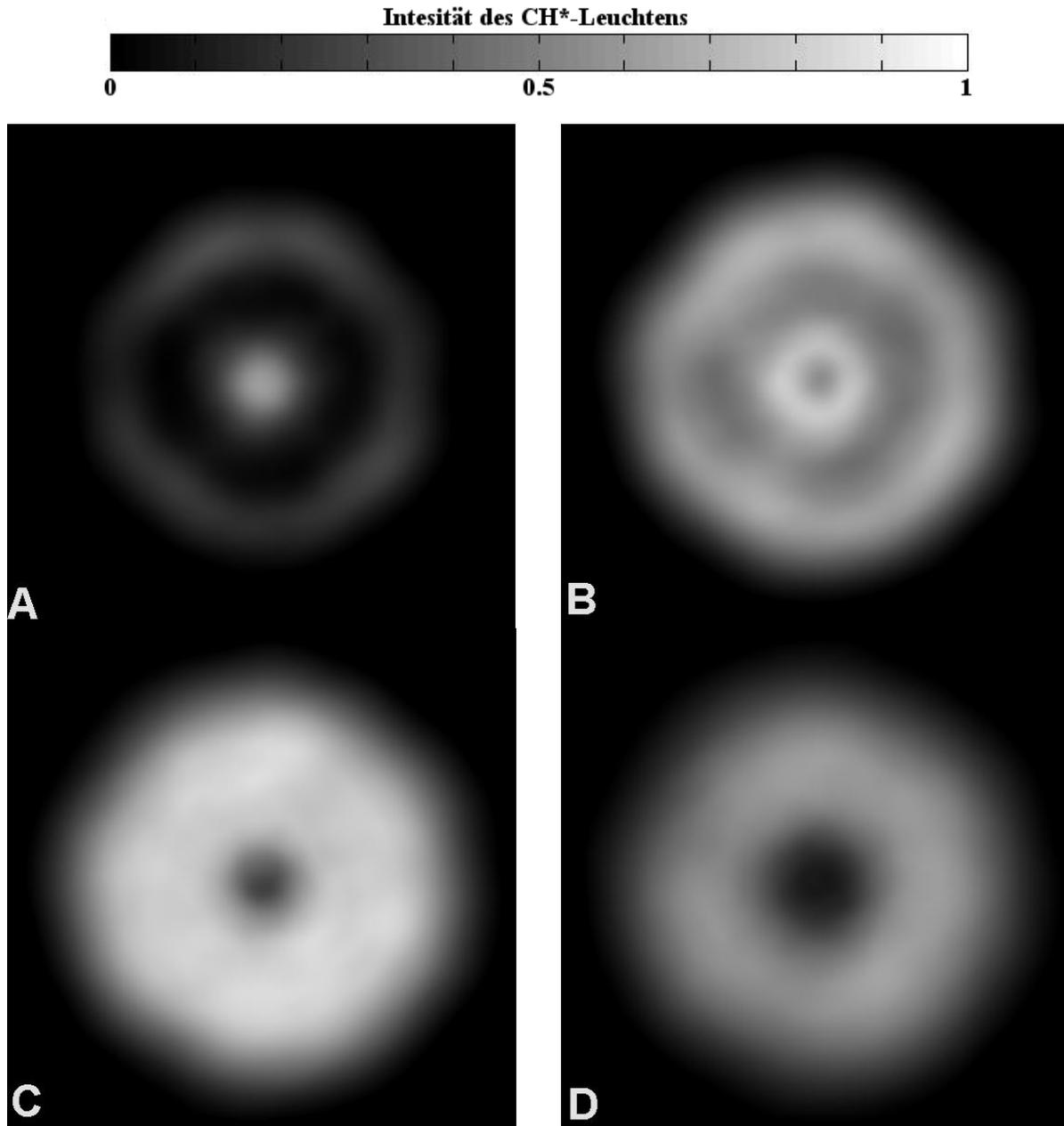
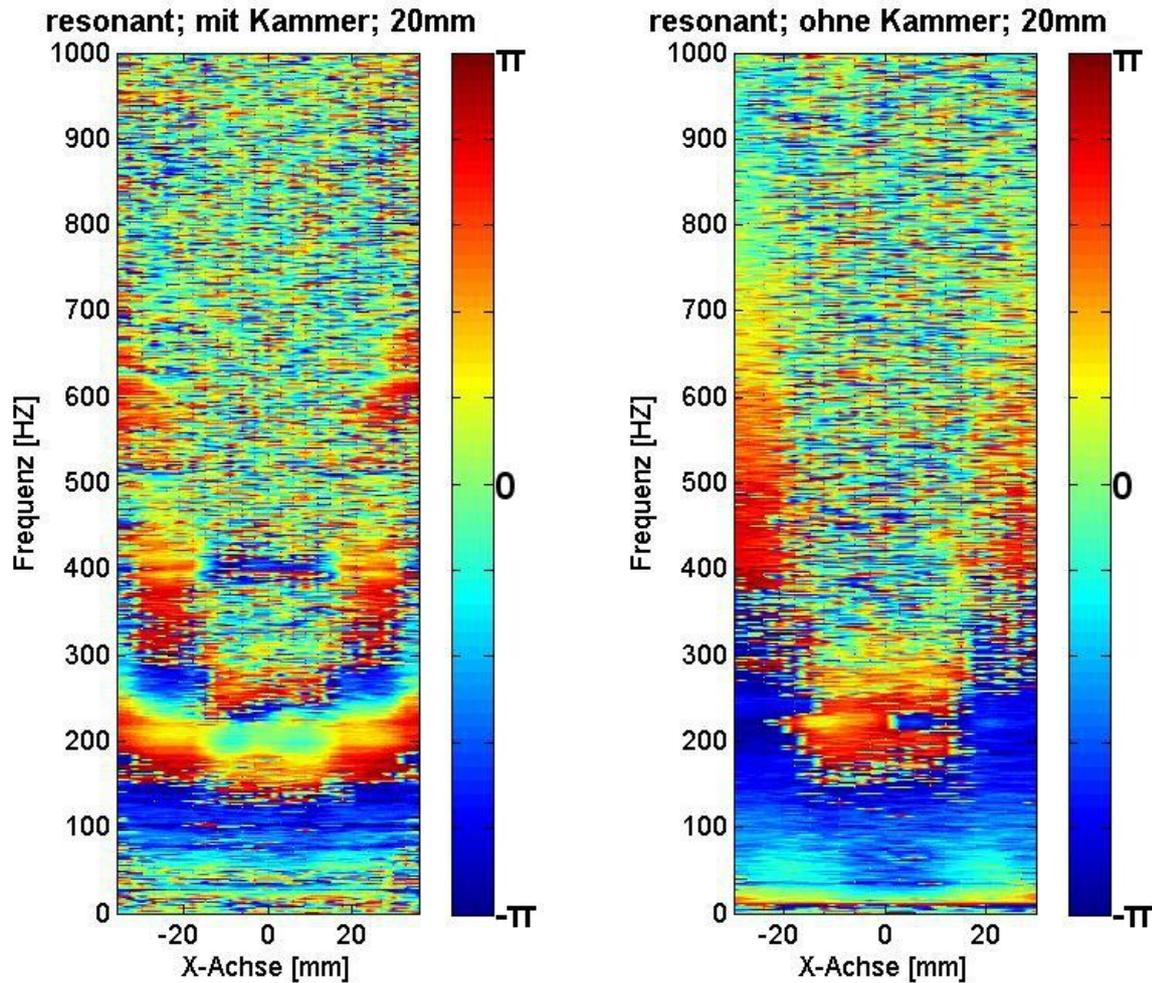


Abb. 4.1.2: Rekonstruktion des CH^* -Leuchtens der resonanten Flamme in 4 Ebenen. Dargestellt sind die Ergebnisse dieser Rekonstruktionen und man erkennt, dass die Flammenringe von der Rotationssymmetrie nur um etwa 10% abweichen.



c) d)
 Abb. 4.2.1: a) Amplitudenspektrum in Volt [V] von 0 bis 1000 Hz der resonanten Flamme auf 20 mm Höhe mit aufgesetzter Brennkammer. b) selbiges Spektrum ohne Brennkammer. c) Phasenplot von 0 bis 1000 Hz mit Brennkammer auf 20 mm Höhe. d) Phase ohne Brennkammer.

Im Scan mit aufgesetzter Brennkammer kann man im Amplitudenspektrum sehen, dass sich die Resonanz bei 200 Hz befindet und sich von dort maximal über ± 5 Hz erstreckt. Knapp über dieser stärksten, dominierenden Frequenz ist im Bereich von etwa 210 bis 250 Hz eine weitere Resonanz, mit jedoch schwächerer Amplitude vorhanden. Und bei 450 Hz kann man eine weitere noch schwächere resonante Frequenz erkennen, die eine Oberschwingung der zuvor genannten Resonanzfrequenz darstellt. In den höheren Frequenzbereichen klingt die Amplitude allmählich ab, wie es bei einem turbulenten Wirbelzerfall in einem Freistrahler der Fall ist. Es ist außerdem zu erkennen, dass das Spektrum symmetrisch ist und im Zentrum der Flamme (x -Achse = 0 mm) praktisch keine Amplituden - also Dichteschwankungen - auftreten. Die größten Amplituden liegen im Bereich von ± 6 mm bis ± 18 mm auf der x -Achse vor, also direkt in der Verbrennungszone die auch durch CH^* -Emission ersichtlich ist. Die Amplituden sind lediglich bei der dominierenden 200 Hz Frequenz groß genug, um auch im Zentrum und außerhalb der Flamme noch aufzuscheinen. Dort stellt dieses Signal den Druckterm p' in Gleichung 4.2.1 dar, also die Schallwelle. Hingegen dominiert in der Flamme der fluktuierende Teil der Wärmefreisetzung q das gemessene Dichtesignal ρ' .

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{\gamma - 1}{a^2} \dot{q}_v \quad (4.2.1)$$

Mit γ , dem Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten, der Schallgeschwindigkeit a und der Zeit t . Diese Gleichung ergibt sich aus der Wellengleichung für vorgemischte Flamme und konstantem Φ .

Abbildung 4.2.1 zeigt unten die Phasenplots. Zu beachten ist, dass in c) der zu aufgrund des Rayleigh-Kriterium zu erwartende Phasensprung für eine thermoakustische Oszillation zwischen Flamme und Schallwelle auftritt. In den höheren Frequenzbereichen tritt in der Phase nur noch ein Rauschen auf.

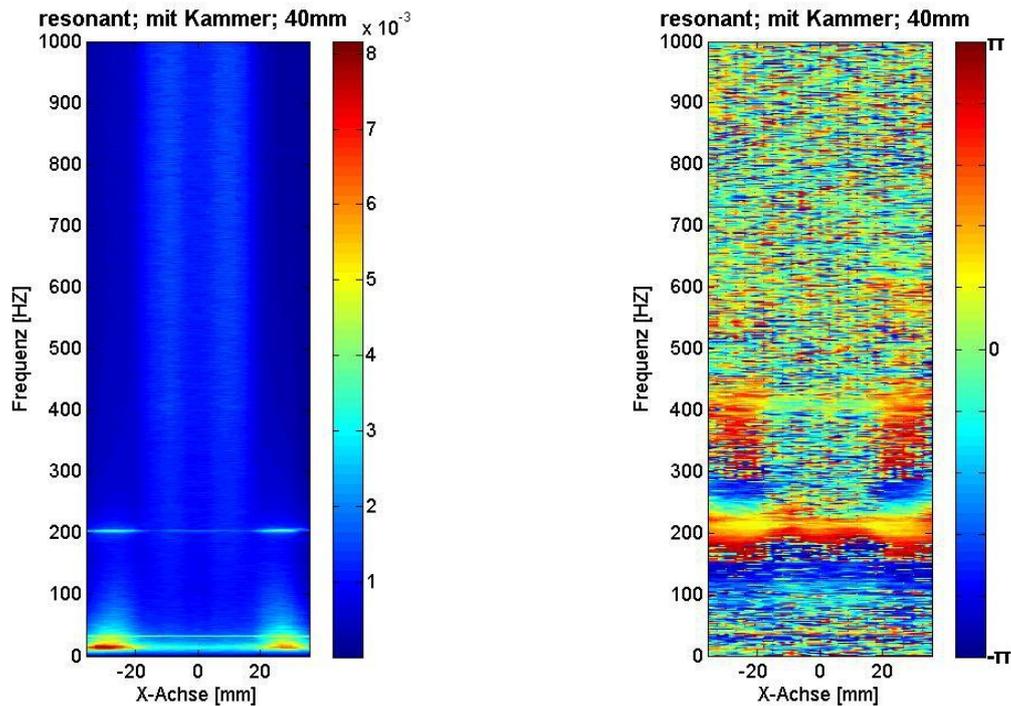


Abb. 4.2.2: links: Amplitudenspektrum in Volt [V] der resonanten Flamme auf 40 mm Höhe mit aufgesetzter Brennkammer. rechts: dazugehöriger Phasenplot.

In Abbildung 4.2.2 ist ein weiterer horizontaler Scan der resonanten Flamme mit aufgesetzter Brennkammer dargestellt. Dieser wurde auf einer Höhe von 40 mm durchgeführt – also bereits über der Flamme. Wie man links im Amplitudenspektrum sieht, ist die Frequenz im Bereich von 230 bis 250 Hz ebenso wie die Wärmefreisetzung verschwunden, und es tritt nur noch die Resonanzfrequenz um 200 Hz auf. Es liegt also die Vermutung nahe, dass die 200 Hz Frequenz, von einer Hohlraumresonanz (akustische Schwingung) der Brennkammer stammt. Dies passt auch mit den Abbildungen 3.2.7 und 3.2.8 überein die in diesem Frequenzbereich eine eben solche Hohlraumresonanz zeigen.

Sieht man sich im Vergleich dazu den Scan ohne Brennkammer an, der in Abbildung 4.2.1 c) dargestellt ist, so ist sofort auffällig, dass es auch ohne aufgesetzter Brennkammer nach wie vor eine Resonanz zu geben scheint. Die Frequenz liegt jedoch nicht mehr bei 200 Hz sondern bei den zuvor ebenfalls aufgetretenen 210 bis 250 Hz, und erstreckt sich somit über einen doppelt so großen Frequenzbereich. Hier ist bei etwa 450 Hz eine Oberschwingung dieser Frequenz erkennbar. Eine direkte Hohlraumresonanz im Brenner ist wahrscheinlich, die dadurch auch den Flammenfuß anregt, bzw. in weiterer Folge bei aufgesetzter Brennkammer auch die Hohlraumresonanz.

Auch in Abbildung 4.2.2 ist rechts wieder die Phase in 40 mm Höhe mit Brennkammer dargestellt. Da hier keine wesentlich Wärmefreisetzung mehr stattfindet, sondern nurmehr die stehende Schallwelle um die 200 Hz zu beobachten ist, ist auch die Phase innerhalb der Kammer nahezu gleichmäßig (stehende Welle).

Als Referenz wurde der Rasterscan noch einmal mit einer anliegenden Flamme ($\Phi = 1.4$, $LVZ = 1.73$) durchgeführt und die Ebene 20 mm in Abbildung 4.2.3 dargestellt.

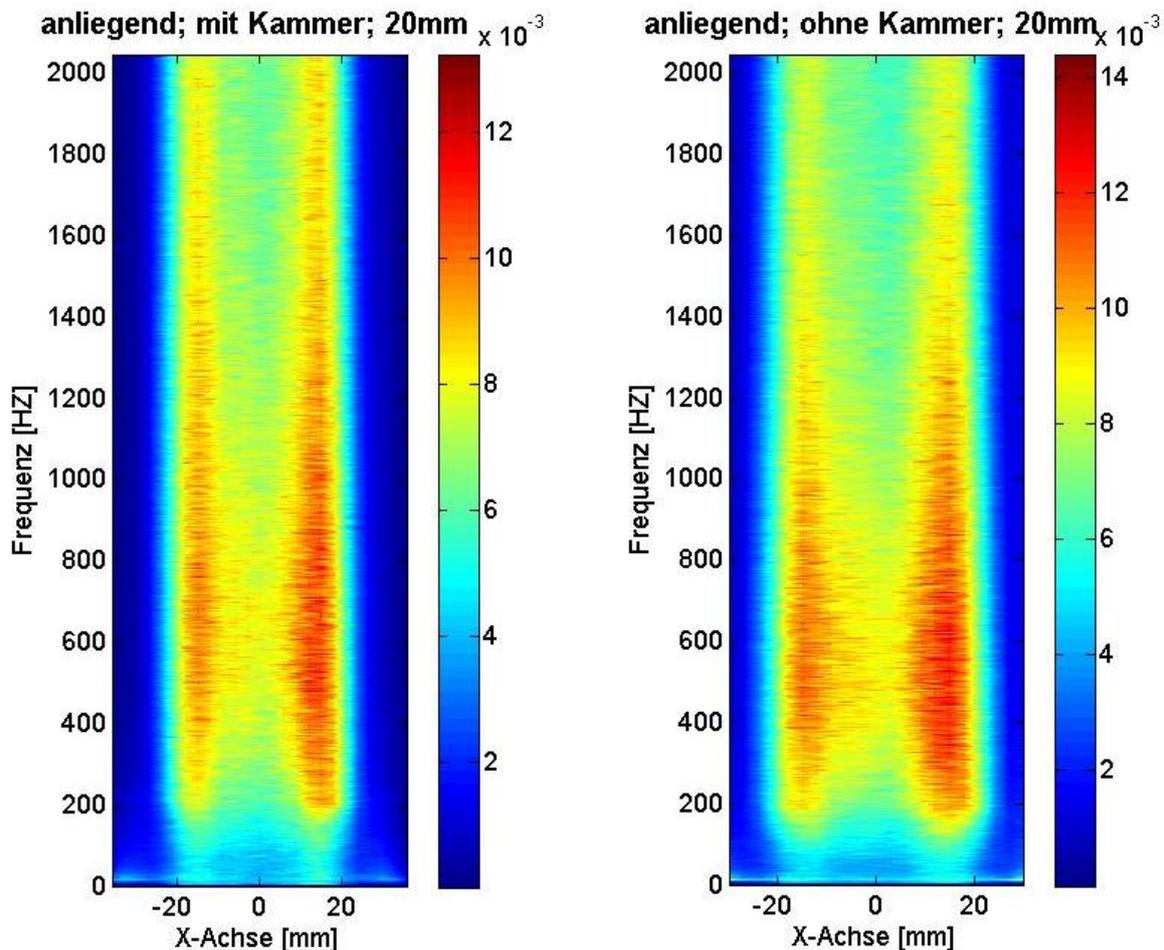


Abb. 4.2.3: links: Amplitudenspektrum in Volt [V] von 0 bis 2000 Hz, der anliegenden „25er“ Flamme auf 20 mm Höhe mit aufgesetzter Brennkammer. rechts: selbiges Spektrum ohne Brennkammer.

Wie zuvor sieht man links die Ergebnisse mit Brennkammer und rechts ohne Brennkammer. Dabei ist abermals die Symmetrie erkennbar. Man sieht über das gesamte Spektrum hinweg - welches diesmal zur anschaulicheren Darstellung bis 2000 Hz aufgezeichnet wurde - keinerlei resonante (dominante) Frequenzen. Das Spektrum sieht im ganzen Bereich aus wie das eines Freistrahls, mit dem zunächst typischen Anstieg, welcher hier bis etwa 500 Hz geht und dem anschließenden turbulenten Wirbelzerfall. Bei der anliegenden vorgemischten Flamme handelt es sich demnach um eine turbulente Verbrennung, die sich daher ausgezeichnet als Referenz für die Messungen heranziehen lässt.

Vergleicht man die beiden Frequenzspektren der anliegenden Flamme mit denen der resonanten Flamme, ist auch zu erkennen, dass im Falle der Resonanz die maximale Amplitude um etwa das 6-Fache größer ist als im anliegenden, turbulenten Zustand. Alleine dadurch ist es verständlich, dass es bei thermoakustischen Oszillationen, bei entsprechend großer Leistung, zu äußerst starken Druckschwankungen kommen kann, wie sie in der Einleitung dieser Arbeit bereits beschrieben wurden.

4.2.2 Schlieren- und Chemilumineszenz-Auswertungen

Da das CH-Eigenleuchten der Flamme die Form und die Größe der Reaktionszone wiedergibt und die Schlieren einen ersten Überblick über die Dichteschwankungen sowie über die Strömung geben, ist es naheliegend diese beiden Aufnahmen direkt miteinander zu vergleichen.

In den Abbildung 4.2.4 bis 4.2.7 ist jeweils in der linken Hälfte des Bildes die symmetrisierte Dunkelfeld-Schlierenaufnahme zu sehen und rechts das ebenfalls symmetrisierte Eigenleuchten der Flamme. Beide Bildhälften stellen eine Summation der Dichteschwankungen, bzw. des Emissionsleuchtens in Blickrichtung dar (line-of-sight Messung). Im Schlierenbild ist die gemittelte Dichteschwankung $|\bar{\rho}'|$ ohne Einheit und im Chemilumineszenzbild die gemittelte, einheitenlose Intensität der Emission bei der Frequenz des CH* bzw. OH* Überganges, z.B.: $\overline{I_{CH}}$ dargestellt. Die Bilder zeigen den resonanten Flammenzustand mit und ohne Brennkammer (Abbildung 4.2.4 bzw. 4.2.5), sowie als Referenz den anliegenden „25er“ Zustand ebenfalls mit und ohne Brennkammer (Abbildung 4.2.6 bzw. 4.2.7).

Die Kameraeinstellungen und Mittelungsverfahren zur Aufnahme der Rohbilder sind den Kapiteln 2.2.2 und 2.3.3 zu entnehmen. Die Bilder wurden mit dem Grafikprogramm Paint Shop Pro symmetrisiert indem ein Rohbild horizontal gespiegelt und zum nichtgespiegelten Rohbild addiert wurde und anschließend die so erhaltenen Werte wieder halbiert wurden. Um einen Vergleich zu ermöglichen wurden die Bilder alle auf einen gemeinsamen Maßstab skaliert. Zu sehen ist in den Bildern ein 100 mm hoher Ausschnitt, bei dem auch die Höhe 0, also die Düsenöffnung, noch zu erkennen ist.

Zunächst ist auffällig, dass der Bereich der Dichteschwankungen, welcher das gesamte Bild ausfüllt, deutlich größer ist als der, des Eigenleuchtens. Dies ist in den Aufnahmen ohne Brennkammer noch deutlicher zu erkennen (vgl. Abbildung 4.2.5 und 4.2.7). Die kurzen Schlierenfäden innerhalb der Reaktionszone deuten darauf hin, dass in diesen Bereichen eine stark turbulente Strömung vorherrscht. In den Schlierenbildern ist außerdem zu erkennen wie sich in der Flamme durch den Drall eine Rezirkulationszone ausbildet. Der Drall ist dabei außerhalb der Reaktionszone durch die lang gezogenen Schlierenfäden zu erkennen. In diesem Bereich sind die Dichteschwankungen geringer und es kann ein einheitlicheres Muster entstehen. Durch diese Rezirkulation wird heißes Gas direkt in die Verbrennungszone gebracht, wo es zur leichteren Entzündung des Methan-Luft Gemisches beiträgt.

Man sieht weiters dass die stärksten Dichtegradienten entstanden, wenn die Brennkammer aufgesetzt wurde (vgl. Abbildung 4.2.4 und 4.2.6) und, dass sich diese zwischen der Reaktionszone und der perforierten Metallplatte, durch die Kühlluft strömt, befand. Weiters sieht man, dass die maximalen Dichtegradienten wie zu erwarten in Abbildung 4.2.4 auftraten, also bei der resonanten Flamme mit aufgesetzter Brennkammer.

Vergleicht man die Bilder mit aufgesetzter Brennkammer mit denen ohne Brennkammer, kann man erkennen, dass die Reaktionszonen und damit auch die Schlierenfäden, bei aufgesetzter Brennkammer etwas nach unten in Richtung Düsenöffnung gedrückt werden. Dieses Verhalten war bei den Messungen auch mit freiem Auge erkennbar.

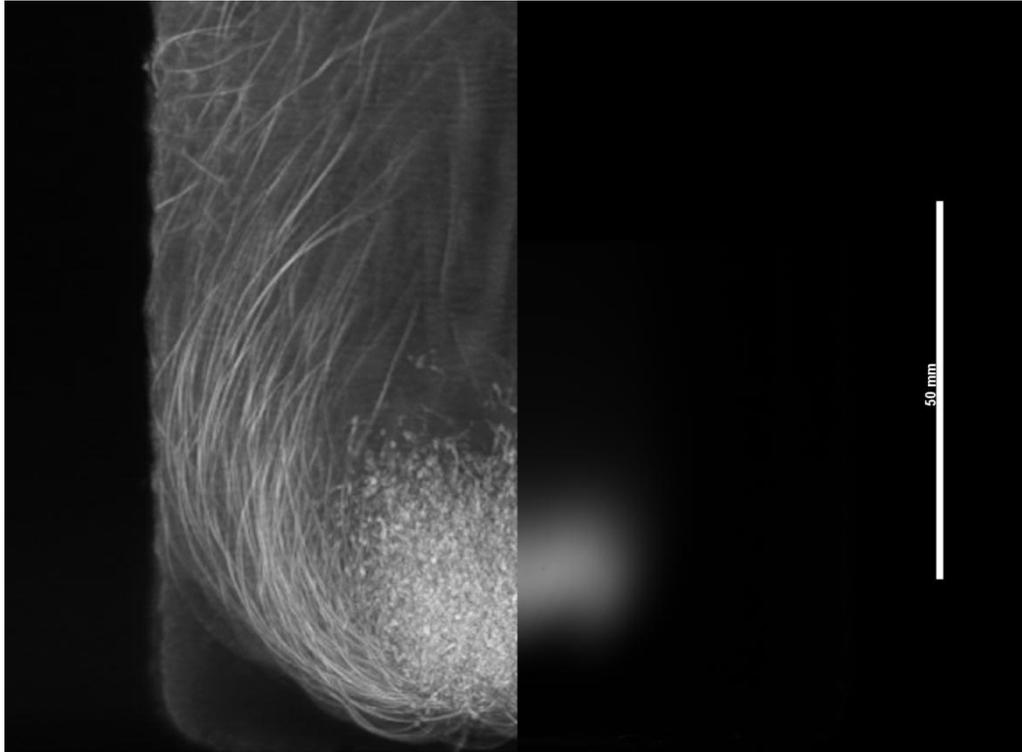


Abb. 4.2.4: Symmetrisierte Schlierenaufnahme im Vergleich mit dem symmetrisierten CH-Leuchten der resonanten Flamme mit aufgesetzter Brennkammer. links: gemittelte Dichteschwankungen $|\bar{\rho}'|$; rechts: gemittelte CH-Intensität $\overline{I_{CH}}$.

Im Vergleich der Bilder mit und ohne Brennkammer ist zu sehen wie die Schlierenfäden durch die Brennkammerwände noch stärker zur Mitte hin abgelenkt werden und so die Entstehung einer Rezirkulationszone zusätzlich unterstützt wird.

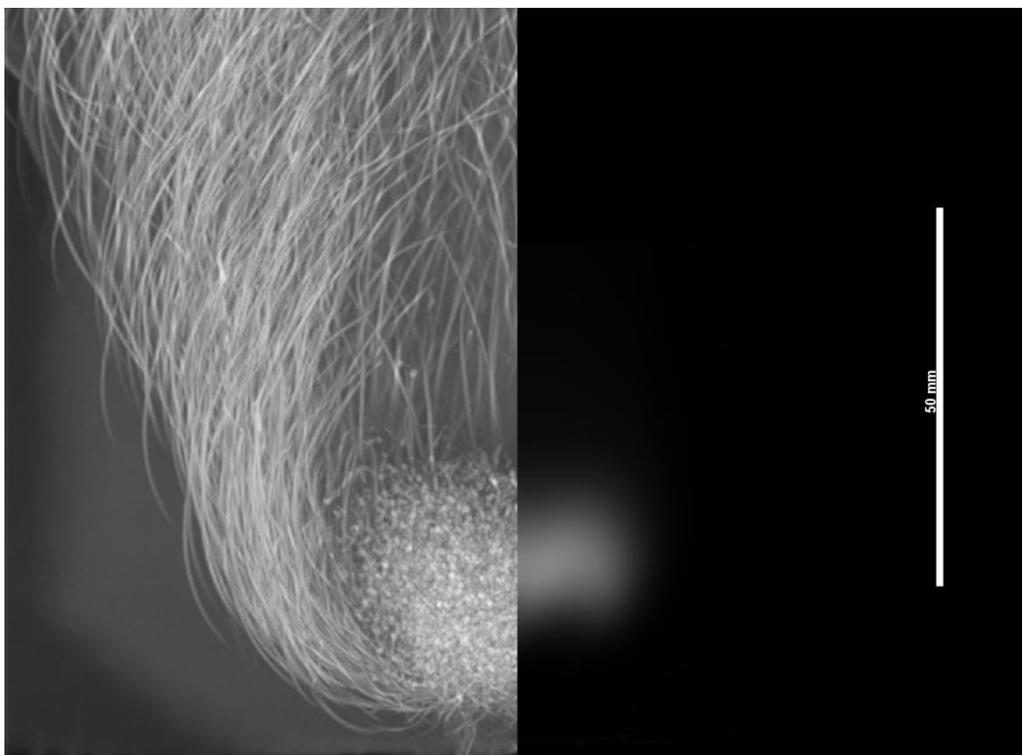


Abb. 4.2.5: Symmetrisierte Schlierenaufnahme im Vergleich mit dem symmetrisierten CH-Leuchten der resonanten Flamme ohne Brennkammer. links: gemittelte Dichteschwankungen $|\bar{\rho}'|$; rechts: gemittelte CH-Intensität $\overline{I_{CH}}$.

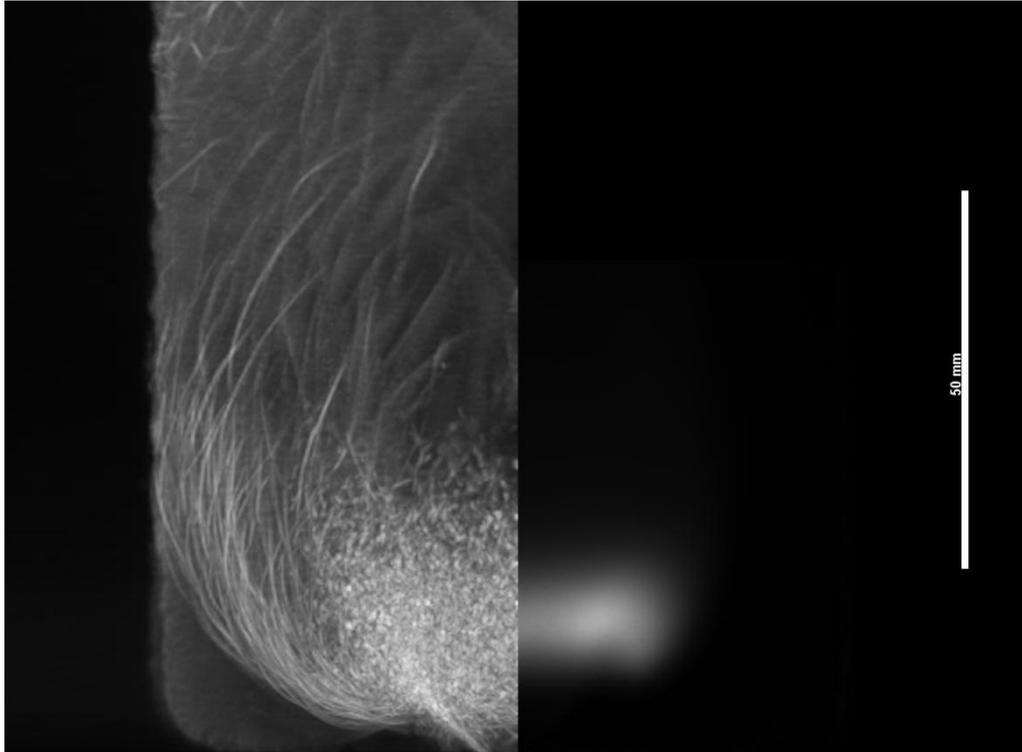


Abb. 4.2.6: Symmetrisierte Schlierenaufnahme im Vergleich mit dem symmetrisierten CH-Leuchten der anliegende „25er“ Flamme mit aufgesetzter Brennkammer. links: gemittelte Dichteschwankungen $|\bar{\rho}'|$; rechts: gemittelte CH-Intensität $\overline{I_{CH}}$.

Im Vergleich zu den Aufnahmen der resonanten Flamme mit Brennkammer (Abbildung 4.2.4) ziehen die Schlierenfäden, also die Dichtegradienten, bei der anliegenden Flamme mit Brennkammer (Abbildung 4.2.6) nur in eine Höhe von etwa 50 mm auf etwa 75 mm.

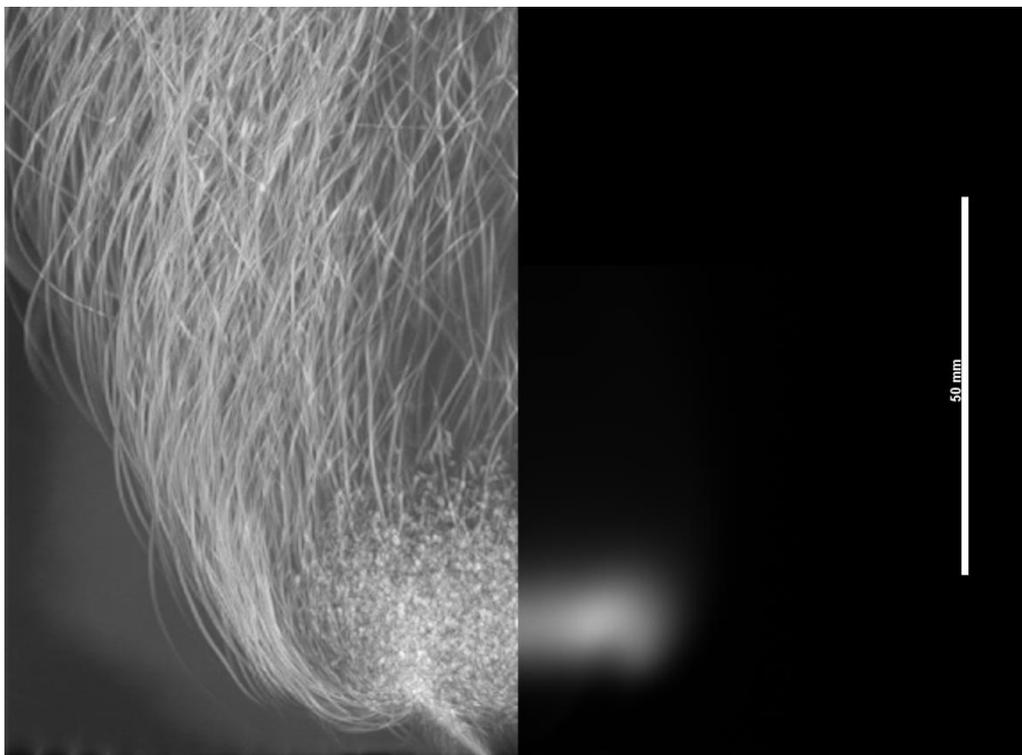


Abb. 4.2.7: Symmetrisierte Schlierenaufnahme im Vergleich mit dem symmetrisierten CH-Leuchten der anliegende „25er“ Flamme ohne Brennkammer. links: gemittelte Dichteschwankungen $|\bar{\rho}'|$; rechts: gemittelte CH-Intensität $\overline{I_{CH}}$.

In Abbildung 4.2.8 sind die OH^*/CH^* Emissionsmessungen dargestellt, die später zur Bestimmung der Gladstone-Dale Konstante dienten. (Hardalupas et al. 2008) Dabei sieht man in der obersten Reihe die CH^* Intensitäten wie sie durch die Lavision Nanostar Kamera aufgenommen wurden. In der Mitte sind die lokalen, geabelten OH^*/CH^* -Verhältnisse zu sehen. Da die Division von zwei kleinen Zahlen bei der Illustration ein Problem darstellt wurden hier zu kleine Intensitätswerte maskiert. Ganz unten sieht man die aufintegrierten OH^*/CH^* -Verhältnisse, wie sie durch die Lavision Nanostar berechnet wurden. Die Abbildungen wurden unter Berücksichtigung der Transmission der Filter und der spektralen Empfindlichkeit der Kamera erstellt. Mittels der bei Hardalupas et al. 2008, Fig.14 dargestellten Verhältnisse für eine vorgemischte Methan/Luft Flamme lassen sich in der Flammenzone folgende Äquivalenzverhältnisse abschätzen: Für die anliegende Flamme etwa $\Phi = 0.9$ bis 1.1 (teilweise ungleichmäßig vorgemischt) und für die angehobene, resonante Flamme $\Phi = 0.9$, allerdings deutlich gleichmäßiger verteilt.

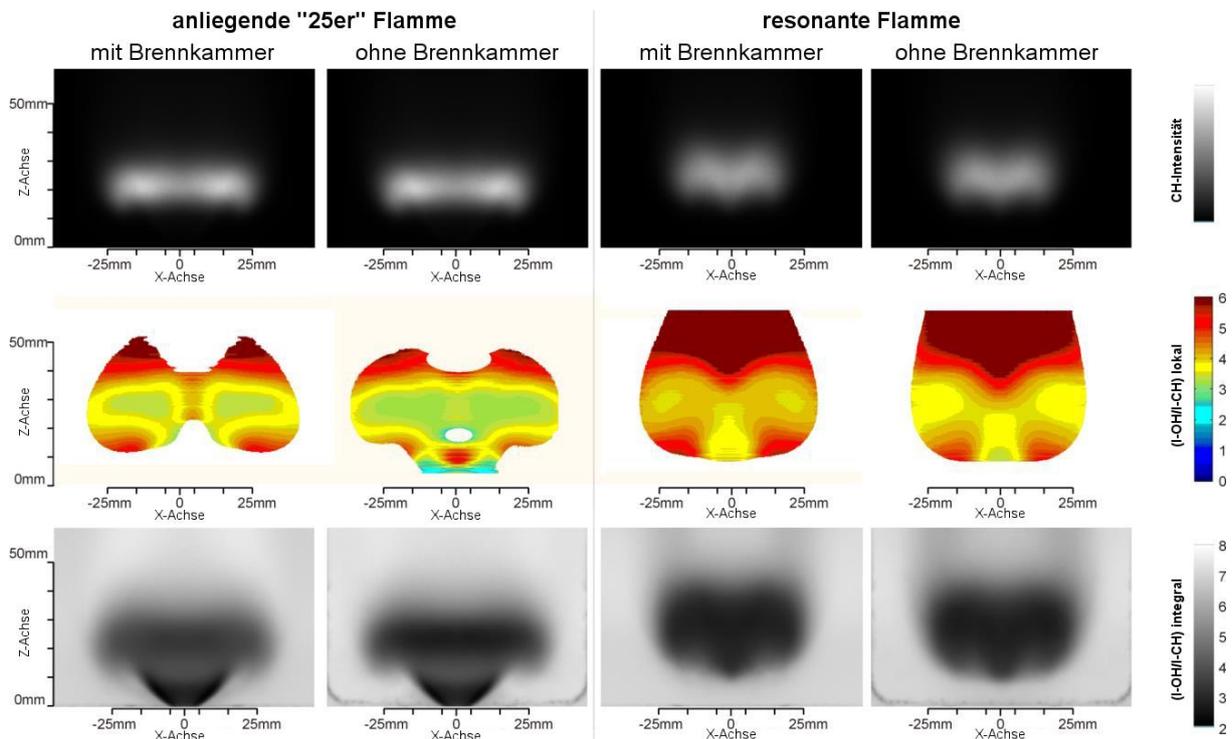


Abb. 4.2.8: $\text{OH}^* / \text{CH}^*$ Emissionen zur Berechnung der Gladstone-Dale Konstante. Oben sind die Intensitäten wie sie durch die Lavision Nanostar Kamera aufgenommen wurden dargestellt. In der Mitte sind die lokalen, geabelten OH^*/CH^* -Verhältnisse zu sehen und ganz unten sieht man die aufintegrierten OH^*/CH^* -Verhältnisse.

4.2.3 Interferometrie-Auswertungen

Um thermoakustische Oszillationen zu messen und daraus Aussagen über Dichteschwankungen innerhalb der Brennkammer bei einer resonanten Flamme treffen zu können wurden die rotationssymmetrischen Flammen mit einem Laservibrometer in 375 Punkten gescannt. Das verwendete Raster, kann den Tabellen 4.2.1 für den Scan mit aufgesetzter Brennkammer und der Tabelle 4.2.2 für den Scan ohne Brennkammer entnommen werden.

Tabelle 4.2.1: Raster für Laservibrometerscan mit aufgesetzter Brennkammer.

Rastergrenzen in X-Richtung	Schrittweite in X-Richtung	# Messpunkte in X-Richtung
- 36 mm / + 36 mm	3 mm	25
Rastergrenzen in Z-Richtung	Schrittweit in Z-Richtung	# Messebenen in Z-Richtung
5 mm / 50 mm	5 mm	10
50 mm / 100 mm	10 mm	5

Tabelle 4.2.2: Raster für Laservibrometerscan ohne Brennkammer.

Rastergrenzen in X-Richtung	Schrittweite in X-Richtung	# Messpunkte in X-Richtung
- 30 mm / + 30 mm	3 mm	21
+ 30 mm / + 150 mm	30 mm	4
Rastergrenzen in Z-Richtung	Schrittweit in Z-Richtung	# Messebenen in Z-Richtung
5 mm / 50 mm	5 mm	10
50 mm / 100 mm	10 mm	5

Die vom Laservibrometer erhaltenen Spannungs-Werte stellen noch integrale Werte über den gesamten Weg des Laserstrahl dar und wurden zunächst als Projektionen grafisch aufbereitet. Dazu wurden die Spannungswerte aus den Leistungsspektren durch Gleichung 3.2.6 in optische Wegunterschiede (Optical Path Difference OPD bzw. ΔL) umgerechnet und mittels Matlab dargestellt. Aus diesen Projektionen konnten später - in Kapitel 4.3 – lokale Dichtewerte durch tomografische Rekonstruktionsmethoden und weiteren Umrechnungen ermittelt werden.

Die Abbildungen 4.2.9 bis 4.2.14 stellen jeweils links den optischen Wegunterschied in [nm] und rechts die dazugehörige Phase in [rad] dar. Die jeweiligen Phasenwerte wurden durch Korrelation mit einem Mikrophonsignal ermittelt. Abbildung 4.2.9 zeigt das Ergebnis an der resonanten Flamme mit aufgesetzter Brennkammer in einem Frequenzbereich von 195 Hz bis 200 Hz und Abbildung 4.2.10 das Ergebnis ohne Brennkammer in einem Frequenzbereich von 200 Hz bis 250 Hz. Als Referenzen dienen Abbildung 4.2.11 die das Ergebnis an der anliegenden „25er“ Flamme mit Brennkammer zeigt und 4.2.12 die selbiges ohne Brennkammer wiedergibt. Beide stellen den Frequenzbereich von 200 Hz bis 250 Hz dar. Zusätzlich wird in Abbildung 4.2.13 das gesamte, aufgenommene Frequenzspektrum der anliegenden „25er“ Flamme mit aufgesetzter Brennkammer und 4.2.14 selbiges ohne Brennkammer zu weiteren Vergleichszwecken dargestellt.

Betrachtet man zunächst nur den optischen Wegunterschied der sechs Grafiken sieht man, dass dieser bei der resonante Flamme mit Brennkammer um etwa das 4-Fache größer ist als bei der anliegenden Flamme.

In Abbildung 4.2.9 erkennt man weiters, dass die Höhe in der das Maximum des optischen Wegunterschieds liegt, mit dem Maximum des CH-Leuchtens aus Abbildung 4.2.4 übereinstimmt. In diesem Fall umfasst die Oszillation die gesamte Verbrennungszone, die Flamme wird von der Brennkammerschwingung als Ganzes erfasst. Weiters ist zu sehen, dass im Phasenplot bereits unterhalb der Flamme zwischen den Ebenen 10 mm und 15 mm ein Phasensprung von $+\pi$ auf $-\pi$ auftritt. Ein weiterer Phasensprung ist direkt in der Höhe der Flamme zwischen den Ebenen 15 mm und 35 mm von $-\pi$ auf $+\pi$ zu sehen. Die stärksten Dichteschwankungen treten demnach, wie schon in den Schlierenbildern erkennbar war, unter oder genau in der Reaktionszone der Flamme auf. Dies gilt wie man sieht, wenn man Abbildung 4.2.9 mit 4.2.10 vergleicht, vor allem für den Fall des resonanten Flammenzustandes innerhalb der Brennkammer. Auch hier ist wieder zu sehen, dass die Flamme bei aufgesetzter Brennkammer im Mittel etwas nach unten in Richtung Düsenöffnung gedrückt wird. Die Flamme wird jedoch nicht nur etwas nach unten gedrückt, sondern vor allem der äußere Bereich der Reaktionszone neigt dazu, im resonanten Zustand in Richtung Düse zu oszillieren. Dies erklärt auch, warum sich der Scan der resonanten Flamme mit Brennkammer in der Form von den anderen Scans unterscheidet.

Um bestimmen zu können in welche Richtung sich die Druckwellen im Phasenplot ausbreiten wurde die Phase in Matlab als Video dargestellt. Dazu wurden die einzelnen Phasenwerte schrittweise erhöht und im Falle, dass dadurch der Wert größer als $+\pi$ wurde, der Wert wieder auf $-\pi$ zurückgesetzt, sodass eine bewegte Welle entstand. Mit dieser Methode konnte festgestellt werden, dass sich die akustische Druckwelle der resonanten Flamme mit aufgesetzter Brennkammer nach oben weg bewegt, während sie ohne Brennkammer horizontal emittiert wird. Dies ist auch in den folgenden Abbildung durch die Betrachtung der Richtung der Phasensprünge zu erkennen.

Auffällig in den Phasenauswertungen ist ebenfalls, dass im Falle ohne Brennkammer nur die resonante Flamme Phasensprünge aufweist. In der Auswertung der Referenzmessung hingegen löschen sich die Druckwellen über den beobachteten Frequenzbereiche nahezu zu null aus, sodass Bereiche mit sehr geringen Phasenunterschieden entstehen. (vgl. Abbildung 4.2.12). Betrachtet man die Referenzmessungen in der Brennkammer, so ist im Bereich 200 Hz bis 250 Hz (Abbildung 4.2.11) noch durchaus ein Phasensprung erkennbar. Über das gesamte Spektrum (Abbildung 4.2.13 und 4.2.14) ist die Phase nicht mehr ausgewertet, da sich über einen so großen Frequenzbereich ein rein Zufälliger Wert ergeben würde, der keinerlei aussagekraft mehr hätte.

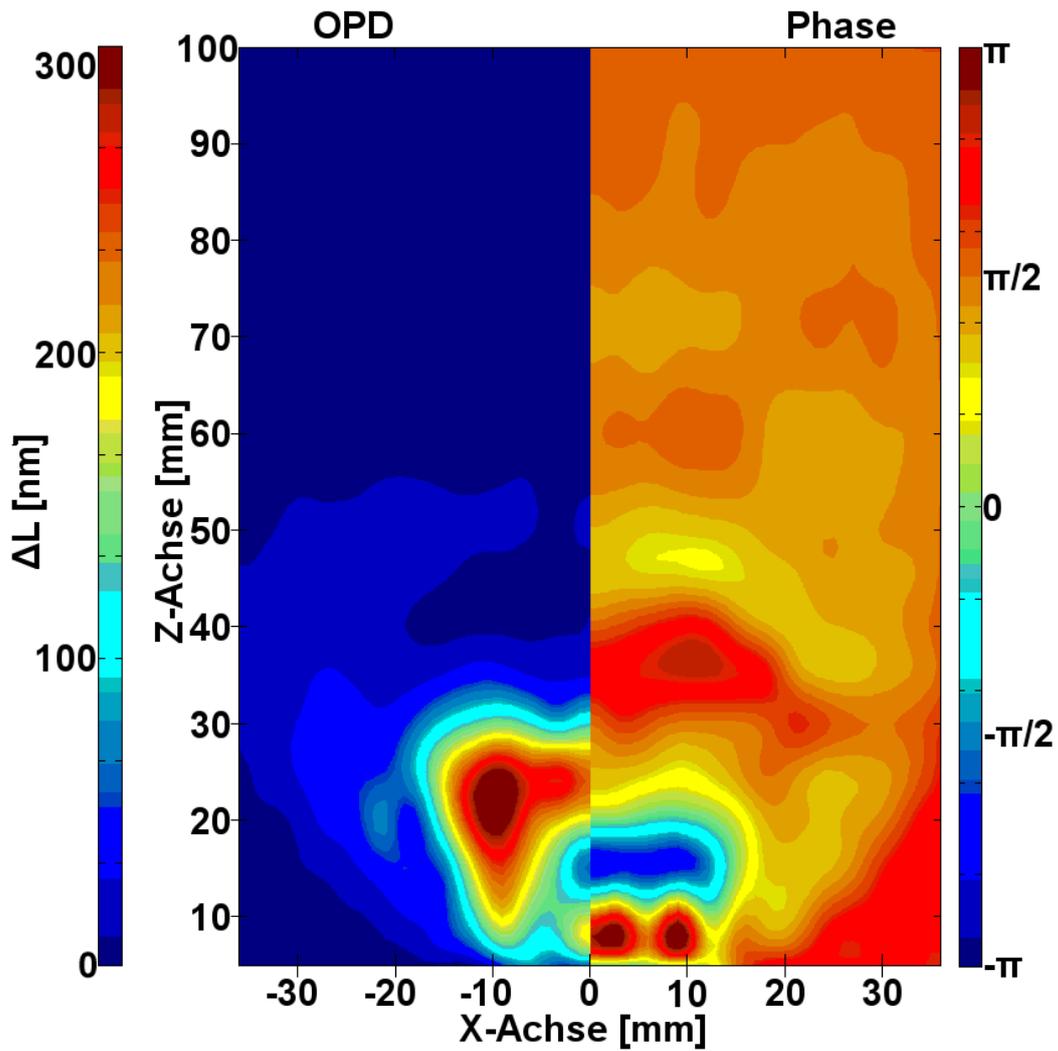


Abb. 4.2.9: Interferometriemessung der resonanten Flamme mit aufgesetzter Brennkammer. Im linken Teil ist der optische Wegunterschied (OPD) in [nm] - der durch die Dichteschwankungen ρ' verursacht wird - zu sehen. Der rechte Teil gibt die dazugehörige Phase in [π] wieder, welche die Bewegung der thermoakustischen Oszillation angibt. Die Bilder stellen einen Bereich von 195 bis 205 Hz dar.

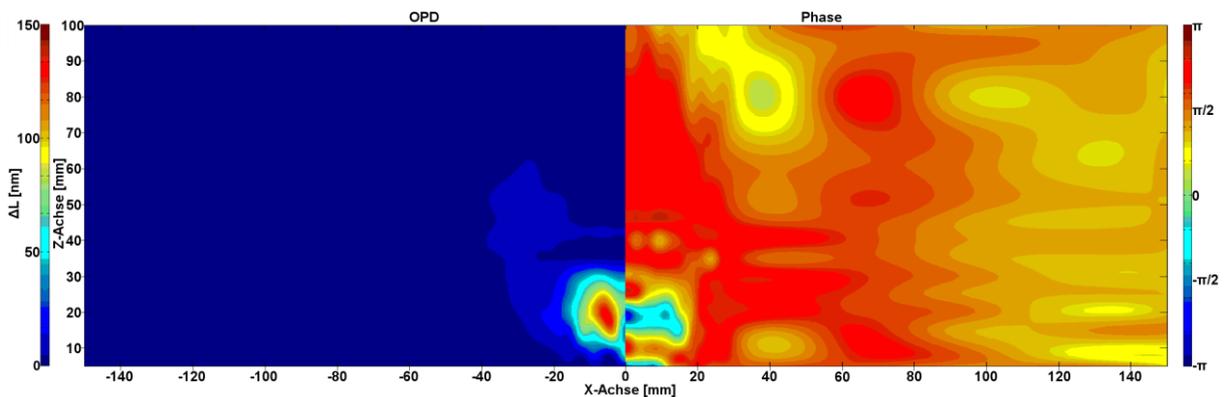


Abb. 4.2.10: Interferometriemessung der resonanten Flamme ohne Brennkammer. Wie zuvor wird der optische Wegunterschied und die Phase dargestellt. Die Bilder stellen die Summe über den Frequenzbereich von 200 bis 250 Hz dar.

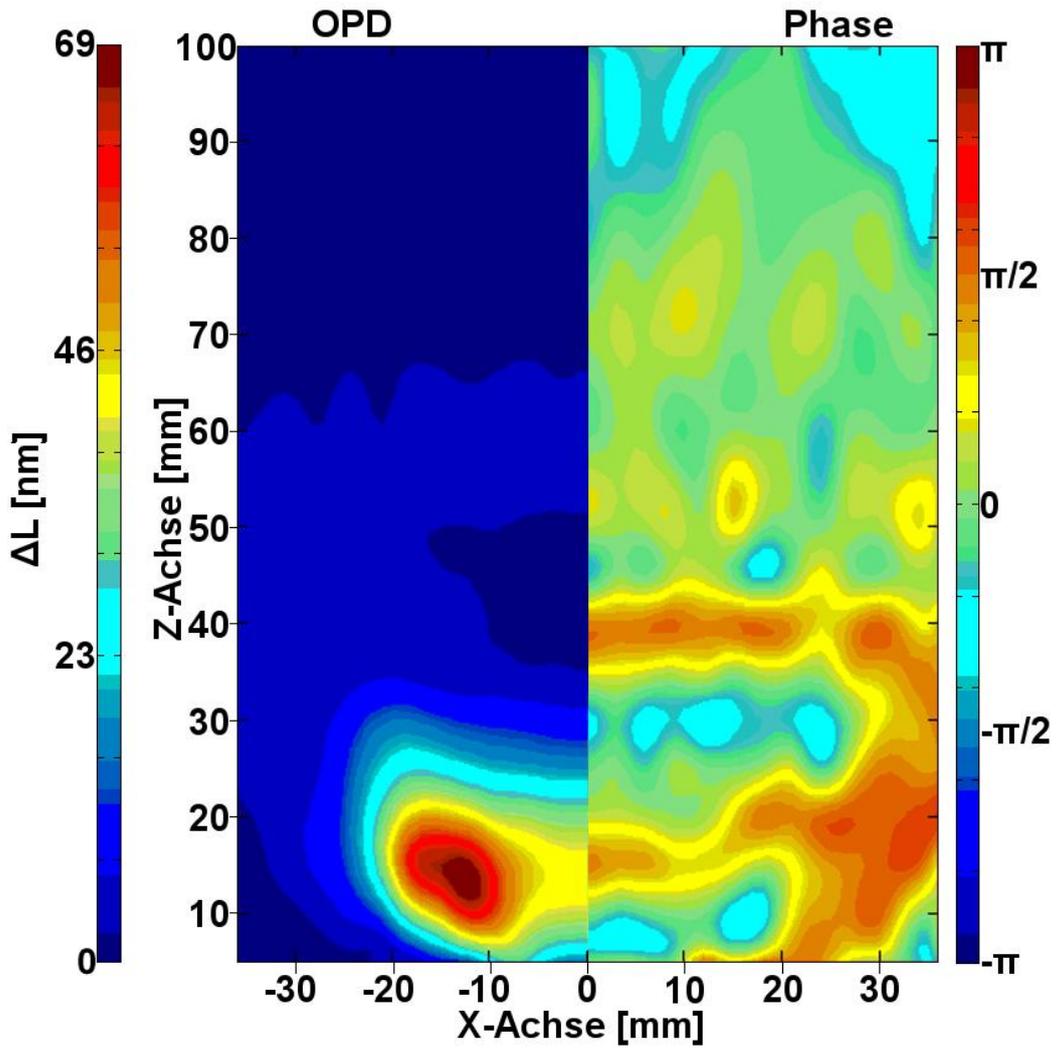


Abb. 4.2.11: Interferometriemessung der anliegenden „25er“ Flamme mit aufgesetzter Brennkammer. Dargestellt sind der optische Wegunterschied und die dazugehörige Phase für den Frequenzbereich von 200 bis 250 Hz.

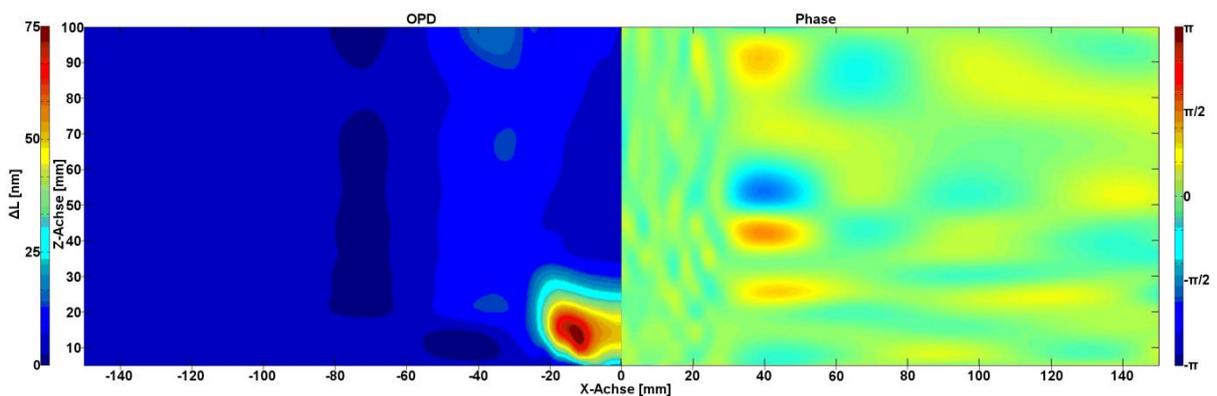


Abb. 4.2.12: Interferometriemessung der anliegenden „25er“ Flamme ohne aufgesetzter Brennkammer. Dargestellt sind der optische Wegunterschied und die dazugehörige Phase für den Frequenzbereich von 200 bis 250 Hz.

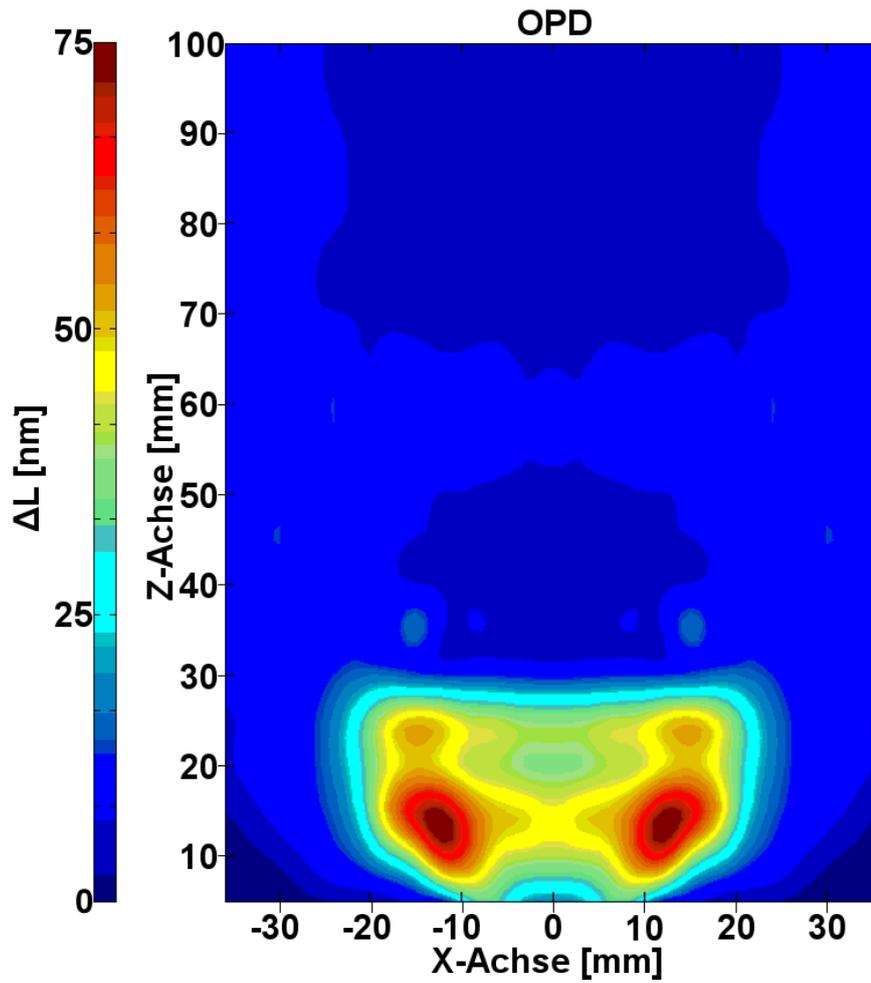


Abb. 4.2.13: Interferometriemessung der anliegenden „25er“ Flamme mit aufgesetzter Brennkammer. Dargestellt ist der Optische Wegunterschied über den gesamten Frequenzbereich von 0 bis 2048 Hz.

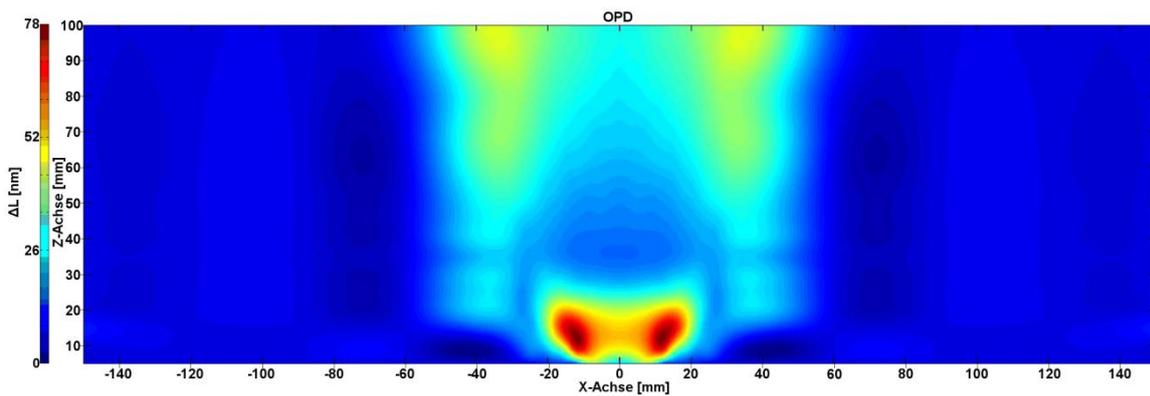


Abb. 4.2.14: Interferometriemessung der anliegenden „25er“ Flamme ohne Brennkammer. Dargestellt ist der Optische Wegunterschied über den gesamten Frequenzbereich von 0 bis 2048 Hz.

4.3 Tomografische Rückrechnungen

4.3.1 CH*-Radikal – Optische Tomografie

Die aus Kapitel 4.2.2 erhaltenen Bilder des CH-Eigenleuchtens gaben bereits einen guten ersten Überblick über die Reaktionszone. Um diese jedoch genauer untersuchen zu können war es nötig lokale Emissionswerte des CH*-Radikals zu kennen. Um dies zu ermöglichen wurden die integralen Bilder mit einer Abel Inversion in lokale Werte rückprojiziert. Um dies zu ermöglichen mussten jedoch zunächst die Ränder der Bilder sicher auf einen Wert Null gesetzt werden, es wurden also zu jedem Bild schwarze Balken an den Rändern hinzugefügt.

Die Abel Inversion wurde insgesamt in 20 Ebenen durchgeführt, die sich im Falle der resonanten Flamme gleichmäßig von 9 mm bis 36 mm über der Düse verteilten – also in Abständen von 1,4 mm - und im Falle der anliegenden Flamme von 9 mm bis 32 mm – also in 1,2 mm Abständen. Die Ebenen sind quadratische Flächen mit einer Seitenlänge von 55 mm. Die weiteren Aufnahmeparameter können dem Kapitel 2.3.3 „Chemilumineszenz Messaufbau“ entnommen werden.

Aus den so erhaltenen lokalen Strahlungsintensitätsdaten, konnte mittels Matlab anschließend ein Querschnitt durch das Zentrum der rotationssymmetrischen Flamme erstellt und so ein übersichtliches Bild der CH*-Radikal Emission wiedergegeben werden. Diese Prozedur wurde für den resonanten Zustand mit und ohne Brennkammer sowie für den anliegenden „25er“ Zustand ebenfalls mit und ohne Brennkammer durchgeführt. Da sich jedoch ergab, dass der Unterschied mit und ohne Brennkammer äußerst gering ist, werden in diesem Kapitel nur die Zustände mit aufgesetzter Brennkammer dargestellt und miteinander verglichen.

CH-Intensität der resonanten Flamme mit Brennkammer

In Abbildung 4.3.1 sind die Ebenen in denen eine Abel-Inversion an der resonanten Flamme durchgeführt wurde zu sehen. Abbildung 4.3.2 zeigt anschließend die Ergebnisse dieser Rekonstruktion.

Es ist deutlich zu sehen, dass sich das Intensitätsmaximum in der ersten Ebene im Zentrum befindet und anschließend in äußere Bereiche wandert, bis schließlich im Zentrum ein Minimum an Strahlungsintensität entsteht.

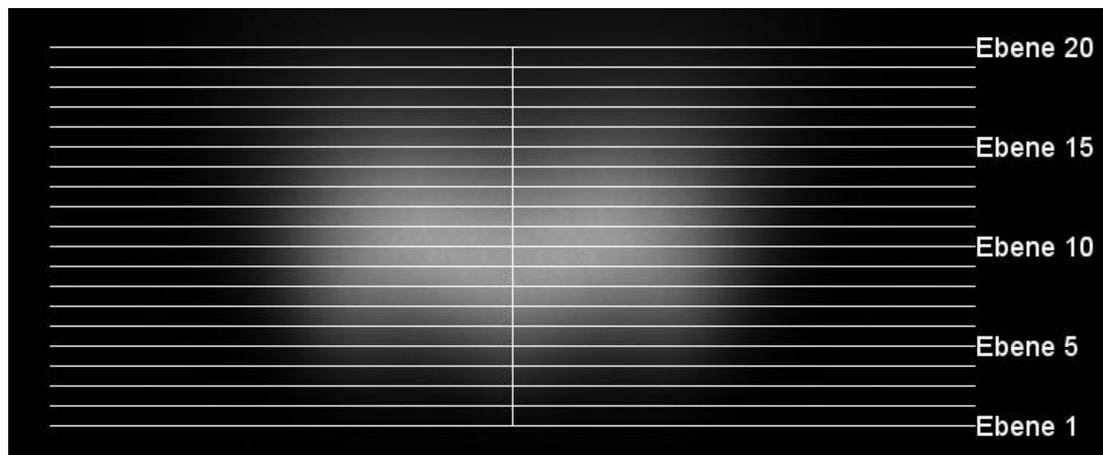


Abb. 4.3.1: Ebenen der tomografischen Rekonstruktion.

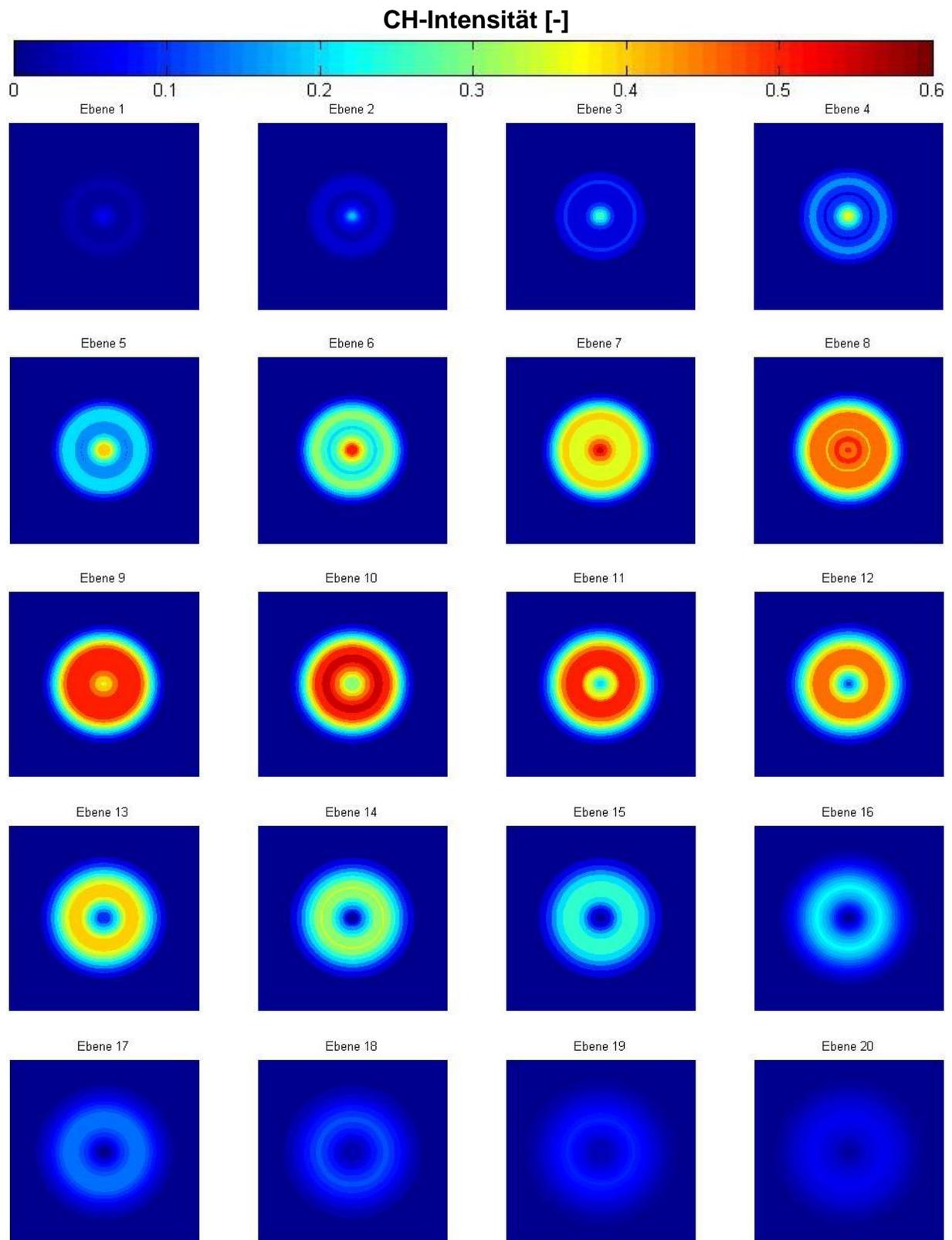


Abb. 4.3.2: Tomografisch rekonstruierte Schnittebenen. Die Abmessungen einer Ebene sind 55 mm x 55 mm.

Abbildung 4.3.3 zeigt oben den Schnitt durch die resonante Flamme mit aufgesetzter Brennkammer. Das Intensitätsmaximum reicht dabei bis 0,6 und man sieht, dass es mehrere Bereiche maximaler Intensität gibt. Form und Größe der Flamme sind ebenfalls gut erkennbar und passen mit den integralen Rohaufnahmen zusammen.

Vollständigkeitshalber und um zu zeigen, dass die Unterschiede zwischen mit und ohne Brennkammer tatsächlich nur minimal sind ist in Abbildung 4.3.3 unten noch der Schnitt der resonanten Flamme ohne Brennkammer dargestellt. Man sieht, dass die stärksten CH-Intensitäten bei der Flamme mit Brennkammer im Flammenfuß und an den Flügeln auftreten während im Fall ohne Brennkammer die Intensitäten an den Flügeln deutlich geringer sind und lediglich im Flammenfuß ein Maximum auftritt.

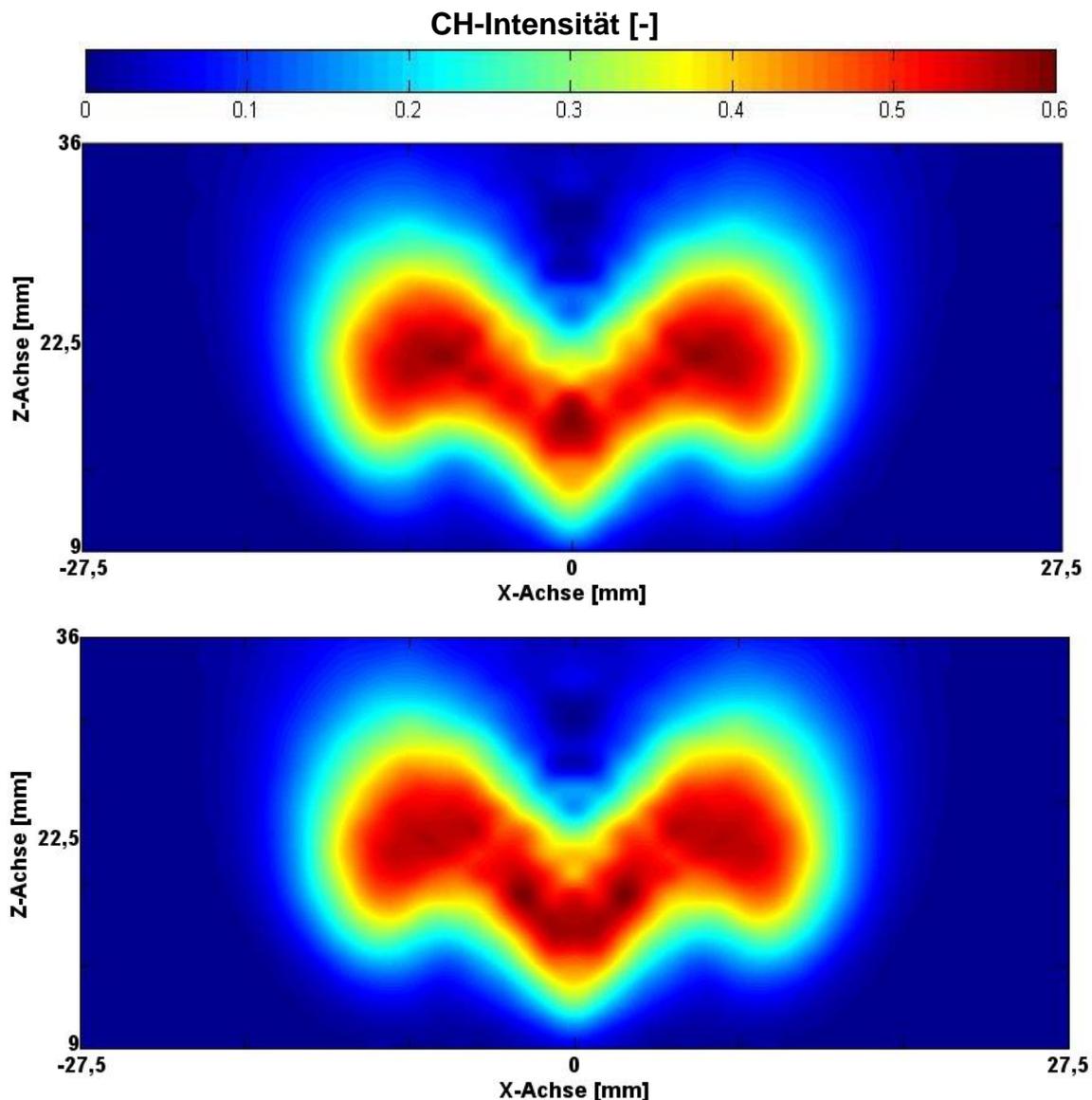


Abb. 4.3.3: oben: Aus den Ebenen zusammengesetzter Mittelschnitt (lokale Intensitätswerte) durch das Zentrum der resonanten Flamme mit Brennkammer. unten: Zusammengesetzter Mittelschnitt ohne Brennkammer.

CH-Intensität der anliegenden „25er“ Flamme mit Brennkammer

Für den Fall der anliegenden „25er“ Flamme sind die Lagen der Rekonstruktionsebenen in Abbildung 4.3.4 und die erhaltenen Abel-Inversion Rekonstruktionen für die jeweiligen Schnitte in Abbildung 4.3.5 zu sehen.

Es ist zu sehen, dass im Gegensatz zur resonanten Flamme, bei der anliegenden Flamme auch in den unteren Ebenen kein Strahlungsmaximum im Zentrum auftritt. Das Maximum befindet sich über alle Ebenen hinweg immer in etwa der selben radialen Position, nämlich bei etwa ± 15 mm. In Abbildung 4.3.6 ist noch deutlicher als im resonanten Fall zu erkennen, dass für das Eigenleuchten der Flamme kaum ein Unterschied besteht, ob die Flamme nun innerhalb der Brennkammer oder frei brennt.

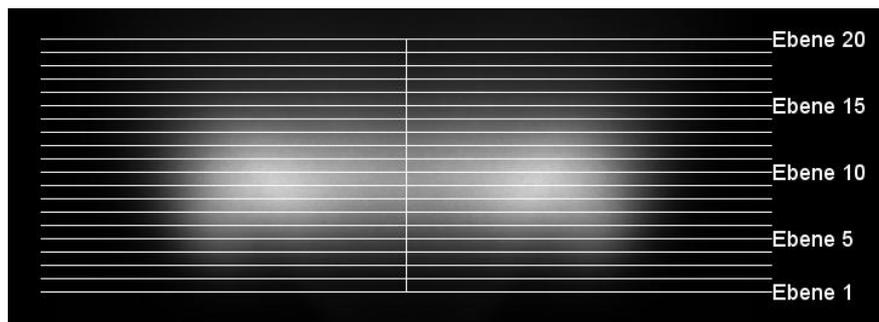
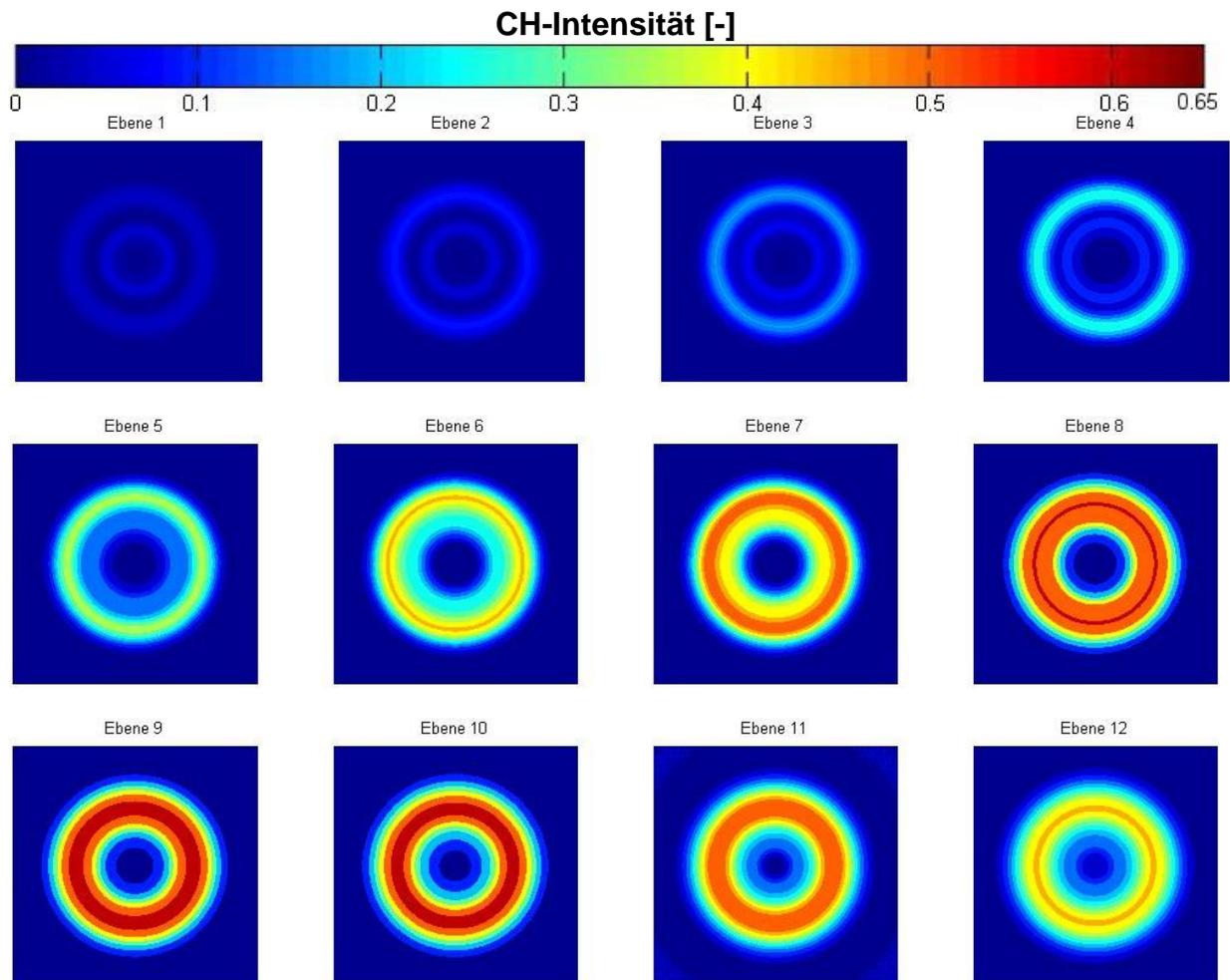


Abb. 4.3.4: Ebenen der tomografischen Rekonstruktion.



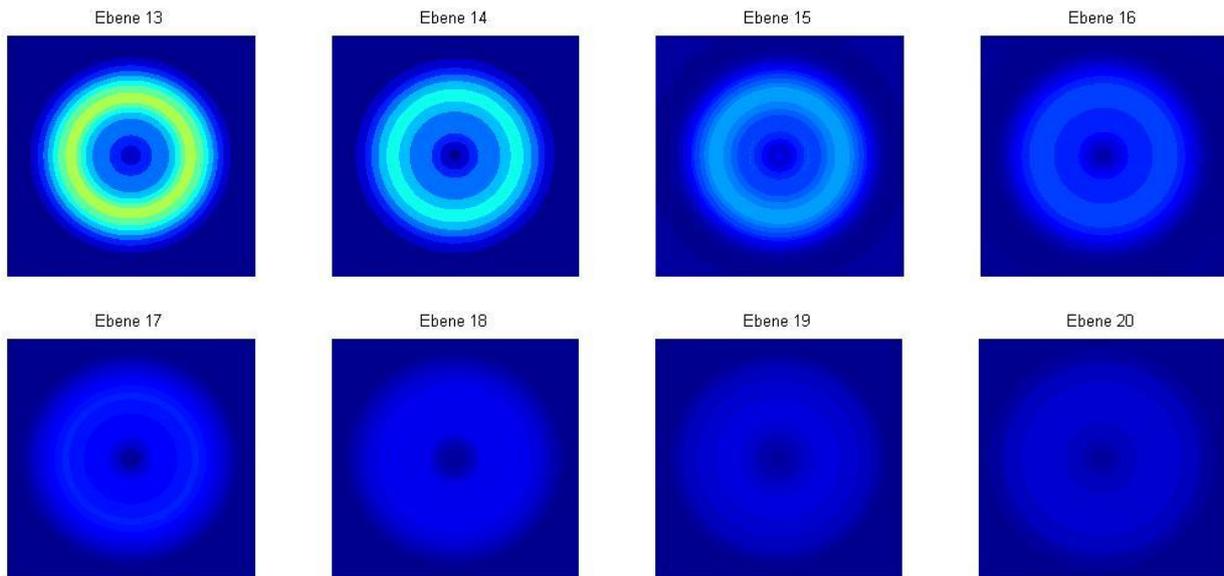


Abb. 4.3.5: Tomografische rekonstruierte Ebene. Die Abmessungen einer Ebene sind 55 mm x 55 mm.

Auch hier ist in Abbildung 4.3.6 wieder der aus den Ebenen zusammengesetzte Mittelschnitt durch das Flammenzentrum mit und ohne Brennkammer zu sehen. Man sieht, dass die Reaktionszone einen Ring bildet und, dass im Zentrum praktischerweise keinerlei Verbrennungsreaktion stattfindet, was vermutlich durch den - im Vergleich zum resonanten Zustand - stärkeren Drall verursacht wird. Außerdem ist zu erkennen, dass das Strahlungsmaximum einen relativen Wert von 0,65 erreicht und damit höher als das der resonanten Flamme liegt.

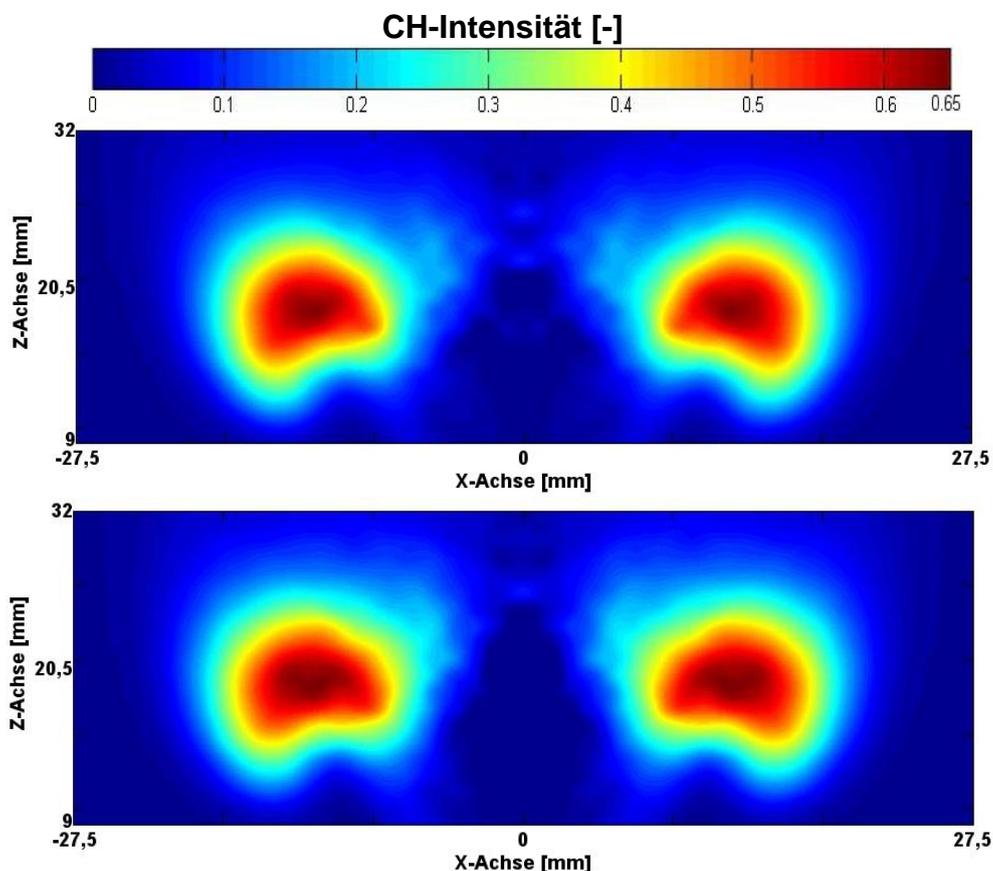


Abb. 4.3.6: oben: Aus den Ebenen zusammengesetzter Mittelschnitt (lokale Intensitätswerte) durch das Zentrum der anliegenden „25er“ Flamme mit Brennkammer. unten: Zusammengesetzter Mittelschnitt ohne Brennkammer.

Vergleich der CH*-Radikal Emissionsverläufe

Um einen Vergleich der Intensitätsverläufe zwischen der resonanten und der anliegenden Flamme zu ermöglichen, war es nötig die Aufnahmeparameter konstant zu halten. Ebenso wurde die Position der hierfür verwendeten Firewire CCD-Kamera zur Flamme beibehalten. Da sich die Ebenen des resonanten Zustandes und des anliegenden Zustandes - in denen eine tomografische Rekonstruktion stattfand – voneinander unterscheiden wurde die anliegende Flamme abermals einer Abel-Inversion unterzogen. Dieses Mal wurden die Positionen der zwanzig Ebenen jedoch exakt gleich wie die der resonanten Flamme, also von 9 mm bis 36 mm über der Düse, in 1,4 mm Abständen gewählt.

Abbildung 4.3.7 und 4.3.8 zeigen die Verläufe der CH*-Radikal Emission durch das Zentrum der beiden Flammenzustände. Dabei fällt als erstes deutlich auf, dass die anliegende Flamme mit maximal 50 mm in den Ebenen 9 bis 14 eine größere Erstreckung in X-Richtung aufweist als der resonante Flammenzustand mit maximal 40 mm ebenfalls in diesen Ebenen. Man kann auch gut erkennen wie sich das Strahlungsmaximum im resonanten Fall zunächst in Flammenmitte ausbildet und erst ab Ebene 9 – also ab 20,2 mm über der Düsenöffnung ein Ring gebildet wird, während die Referenzflamme von der ersten Ebene weg Ringförmig ist.

Man sieht weiters, dass die anliegende Flamme bereits in den Ebenen 7 und 8 – also in den Höhen 17,4 mm bis 18,8 mm - die höchste Strahlung erreicht, der resonante Zustand hingegen erst bei Ebene 10 – also in Höhe 21,6 mm - und, dass dieses auch geringer ist als jenes des anliegenden Zustandes.

Ebenfalls ist in den Verläufen zu beobachten, dass die Intensität des Eigenleuchtens bei der resonanten Flamme früher zu steigen beginnt und auch erst später wieder zu geringeren Werten fällt. Dies war jedoch zu erwarten, da die resonante Flamme eine hohe und schmale Form im Vergleich zum anliegenden Zustand, der eher niedrig und breit ist, aufweist.

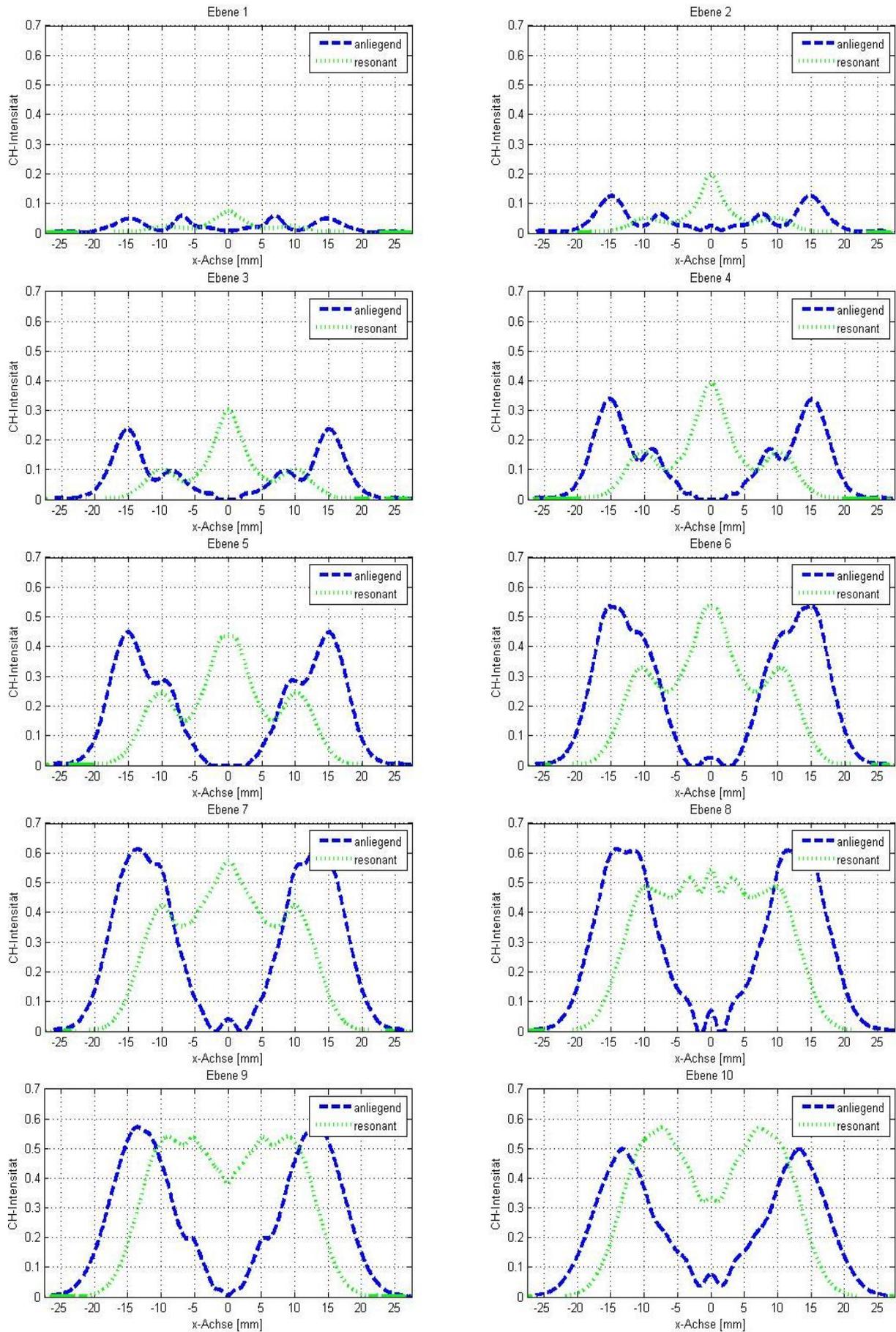


Abb. 4.3.7: Vergleich der CH-Emission zwischen anliegender "25er" Flamme und resonanter Flamme in den Ebenen 1 bis 10.

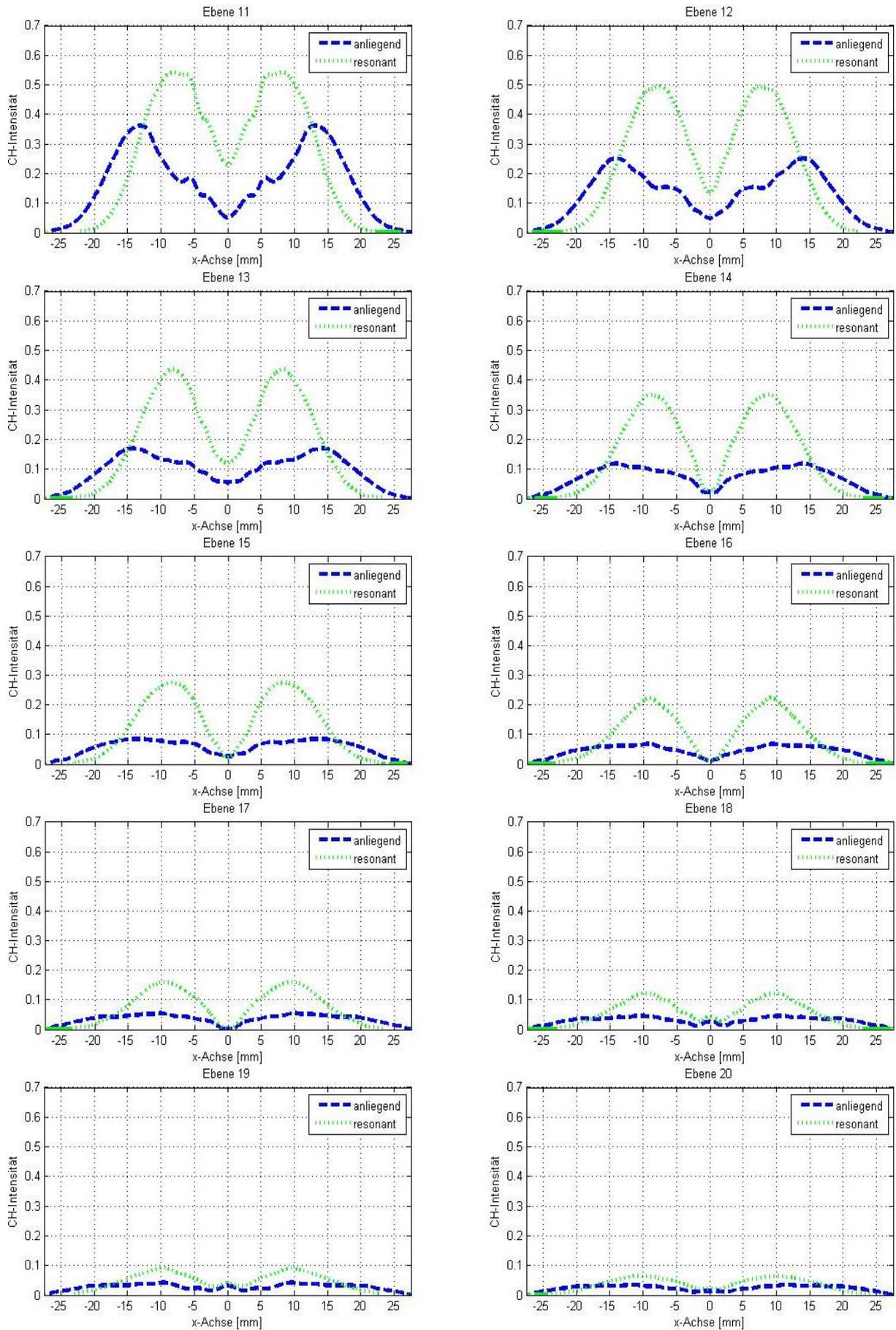


Abb. 4.3.8: Vergleich der CH-Emission zwischen anliegender "25er" Flamme und resonanter Flamme in den Ebenen 11 bis 20.

4.3.2 lokale Dichteschwankungen

Um aus den in Kapitel 4.2.3 ermittelten, integralen optischen Wegunterschieden, nun lokale Dichteschwankungswerte zu erhalten, wurden diese zunächst mit der Software IDEA tomografisch rückgerechnet. Dies ergab lokale optische Wegunterschiede welche anschließend noch wie folgt auf lokale Dichteschwankungen umgerechnet wurden.

Da die Dichteschwankungen nach der Abel Inversion im Bereich der Pixel Größe innerhalb des Querschnitts der tomografischen Rekonstruktion als konstant angenommen werden kann, tritt anstelle des Integrals in Gleichung 2.1.6 eine Multiplikation. Damit kann der optische Wegunterschied als

$$\Delta L = \Delta n * \Delta x \quad [\text{m}] \quad (4.3.1)$$

mit dem Brechungsindex n und der Pixellänge x in X-Richtung angeschrieben werden. Weiters gilt für den Brechungsindex eines Gases

$$\Delta n = G * \Delta \rho \quad (4.3.2)$$

mit der Gladstone-Dale Konstante G und der Gasdichte ρ . Kombiniert man nun Gleichung 4.3.1 mit Gleichung 4.3.2 erhält man für die Dichteschwankung folgenden Zusammenhang

$$\Delta \rho = \rho' = \frac{\Delta L}{\Delta x} \frac{1}{G} \quad [\text{kg}/\text{m}^3] \quad (4.3.3)$$

Nach den Angaben in Tabelle 4.2.1 und 4.2.2 für die Schrittweite der Scans in X-Richtung gilt $\Delta x = 3 \text{ mm}$. Nun fehlt also noch die Gladstone-Dale Konstante. Nach Köberl et al. (2010), wo die Gaszusammensetzung einer Methan/Luft Flamme mittels RAMAN-Spektroskopie bestimmt wurde, unterscheiden sich die Konstanten für Sauerstoff, Kohlendioxid und Stickstoff nur marginal. Die Konstante für Methan hingegen ist durchschnittlich um das 2,5-Fache höher (vgl. Tabelle 4.3.1).

Tabelle 4.3.1: Gladstone-Dale Konstanten für verschiedene Gase

Gas	Gladstone-Dale Konstante [m^3/kg]
Sauerstoff	$G_{\text{O}_2} = 2.89 * 10^{-4}$
Kohlendioxid	$G_{\text{CO}_2} = 2.27 * 10^{-4}$
Stickstoff	$G_{\text{N}_2} = 2.39 * 10^{-4}$
Methan	$G_{\text{CH}_4} = 6.17 * 10^{-4}$

Nach (Hardalupas et al. 2008) konnte aus den Chemilumineszenz-Messungen schließlich durch das OH^*/CH^* -Intensitätsverhältnis eine Gladstone-Dale Konstante für die Gaszusammensetzung in der Verbrennungszone von $G = 2.61 * 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$ berechnet werden. (Peterleithner et al. 2014)

Die Auswertungen der so erhaltenen Ergebnisse für die lokalen Dichteschwankungen sind auf den folgenden Seiten in den Abbildungen 4.3.9 bis 4.3.16 dargestellt.

Dichteschwankung ρ' der resonanten Flamme mit Brennkammer

Aus den Verläufen der Dichteschwankungen durch das Zentrum der Flamme (vgl. Abbildung 4.3.9) ist zu erkennen, dass in der resonanten Flamme in den Höhen 20 mm und 25 mm Dichteschwankungen von bis zu 0.06 kg/m^3 auftreten. Es ist auffällig, dass bei den Ebenen 15 mm bis 25 mm im Zentrum der Flamme ein Minimum auftritt während in den Ebenen 5, 10 und 30 mm im Zentrum ein Maximum entsteht. Dies ist auch im Schnitt durch das Zentrum der Flamme in Abbildung 4.3.10 unten gut erkennbar. Weiters sieht man, dass sich der Bereich der Dichteschwankungen wie zu erwarten war mit den Reaktionszonen der Flamme deckt, und sich diese Fluktuationen nur geringfügig in das Umfeld der Flamme ausbreiten können.

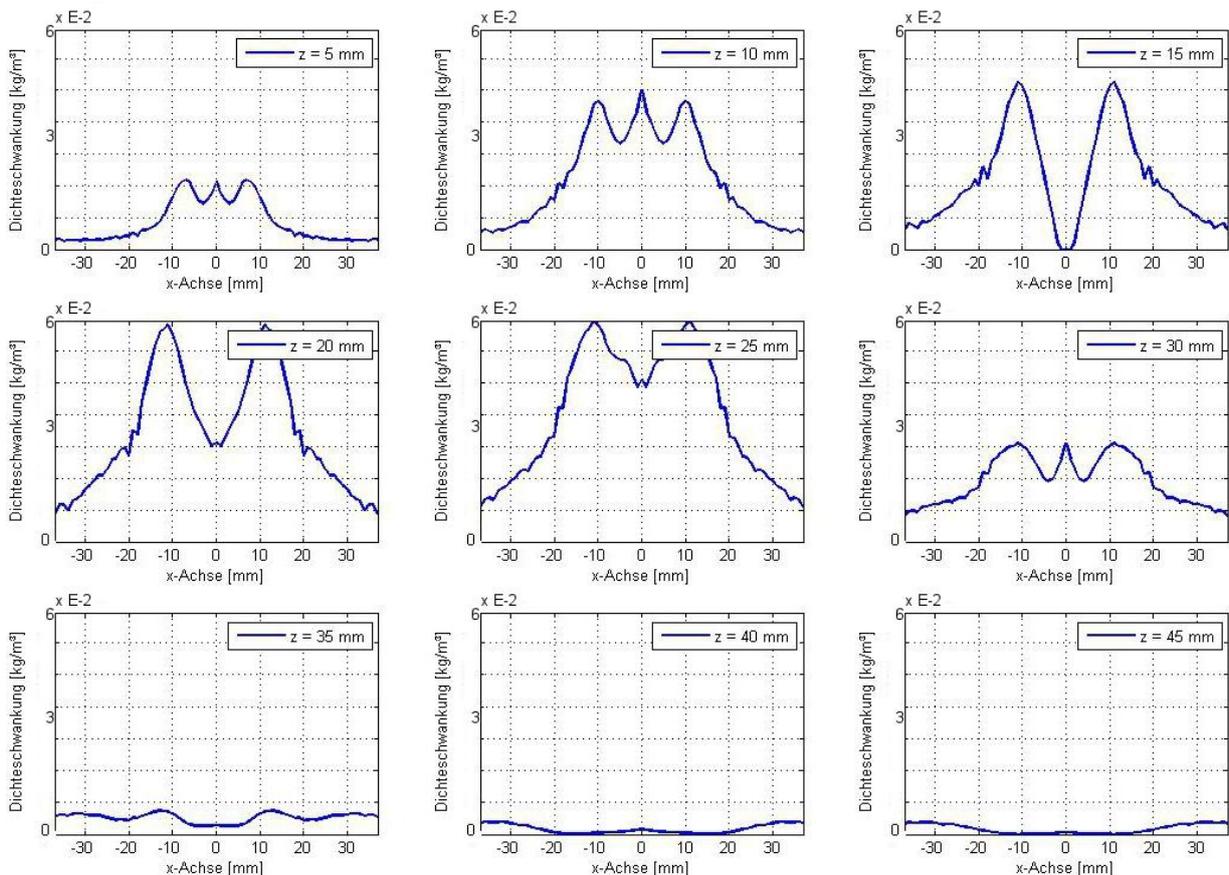
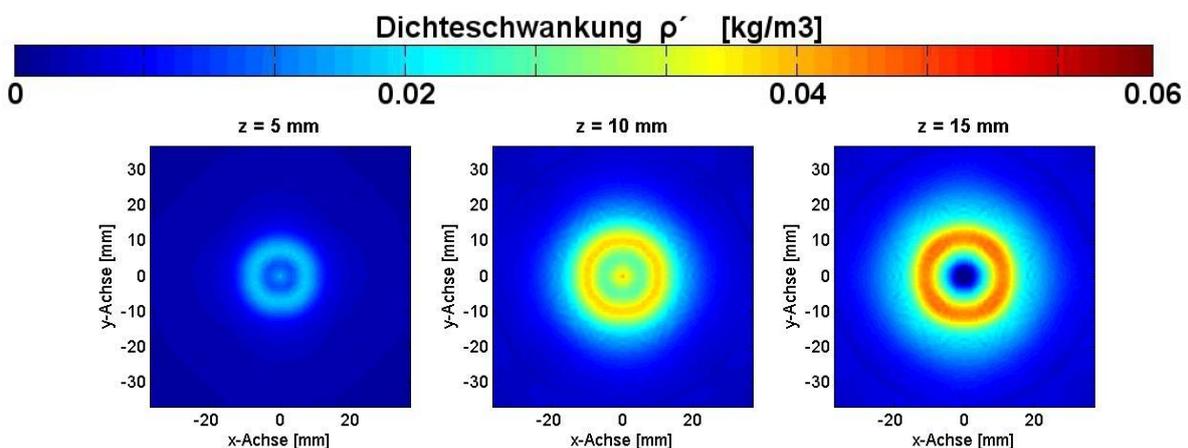


Abb. 4.3.9: Dichteschwankungsverläufe durch das Zentrum der resonante Flamme mit aufgesetzter Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. Frequenzbereich 195 Hz bis 205 Hz.



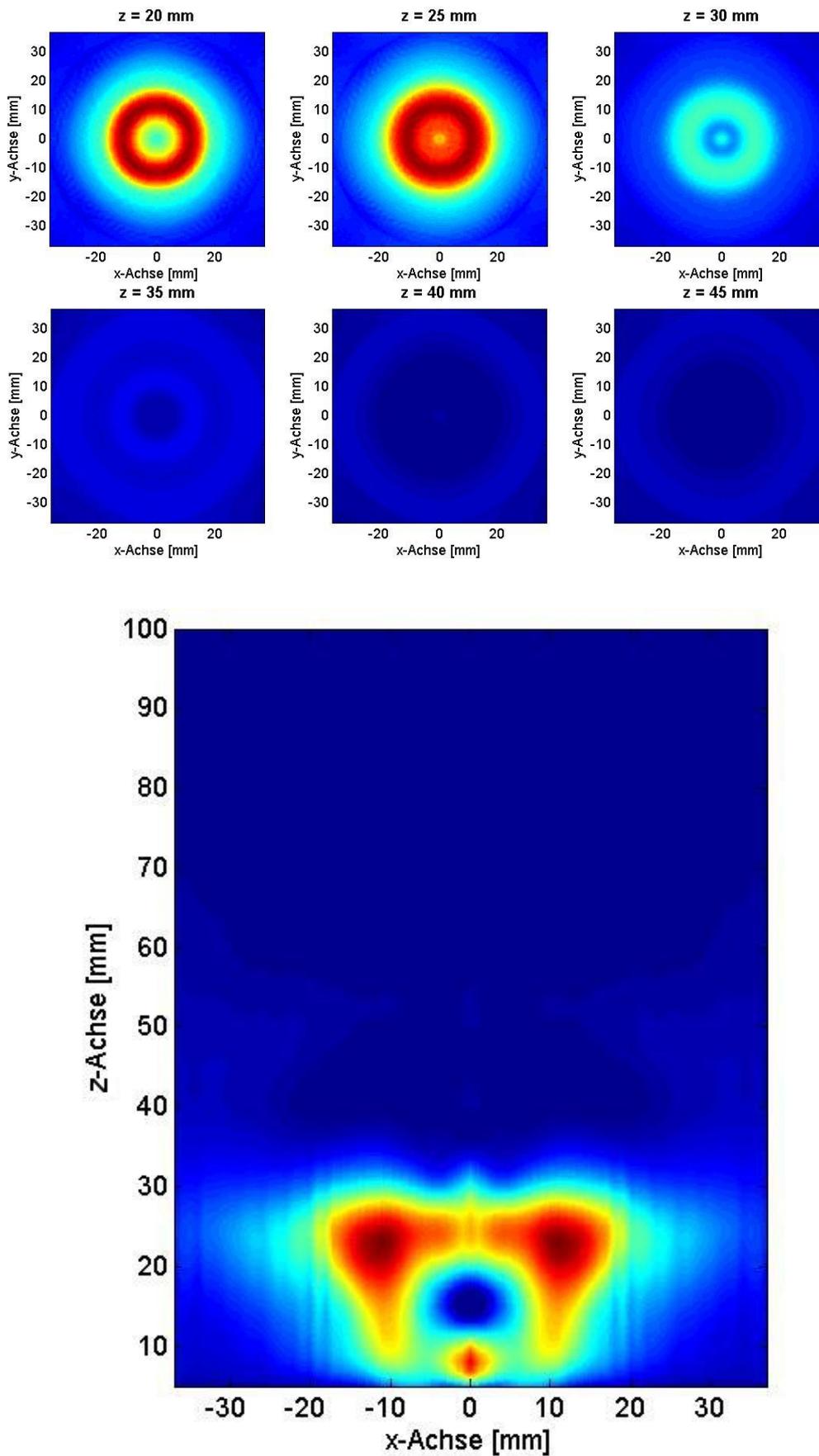


Abb. 4.3.10: oben: tomografische Rekonstruktionen der Dichteschwankungen in der resonanten Flamme mit aufgesetzter Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. unten: aus den obigen Dichteschwankungen zusammengesetzter Mittelschnitt durch das Zentrum der Flamme. Frequenzbereich 195 Hz bis 205 Hz.

Dichteschwankung ρ' der resonanten Flamme ohne Brennkammer

In Abbildung 4.3.11 ist sofort auffällig, dass sich die Dichteschwankungen ohne Brennkammer um die Hälfte auf 0.03 kg/m^3 verringern, die Brennkammer also wesentlich zum Anregen der thermoakustischen Oszillationen beiträgt. Das Maximum der Dichtefluktuationen liegt hier bei einer Höhe von 20 mm. Im Vergleich zur Flamme mit aufgesetzter Brennkammer also etwas tiefer, obwohl wie in Kapitel 4.2.2 erkennbar war, die Flamme ohne Brennkammer höher über der Düsenöffnung liegt als jene mit aufgesetzter Brennkammer. Wieder ist auf 10 mm Höhe ein Peak im Zentrum der Flamme zu erkennen, der im Gegensatz zu vorher jedoch bei 30 mm nicht mehr auftritt.

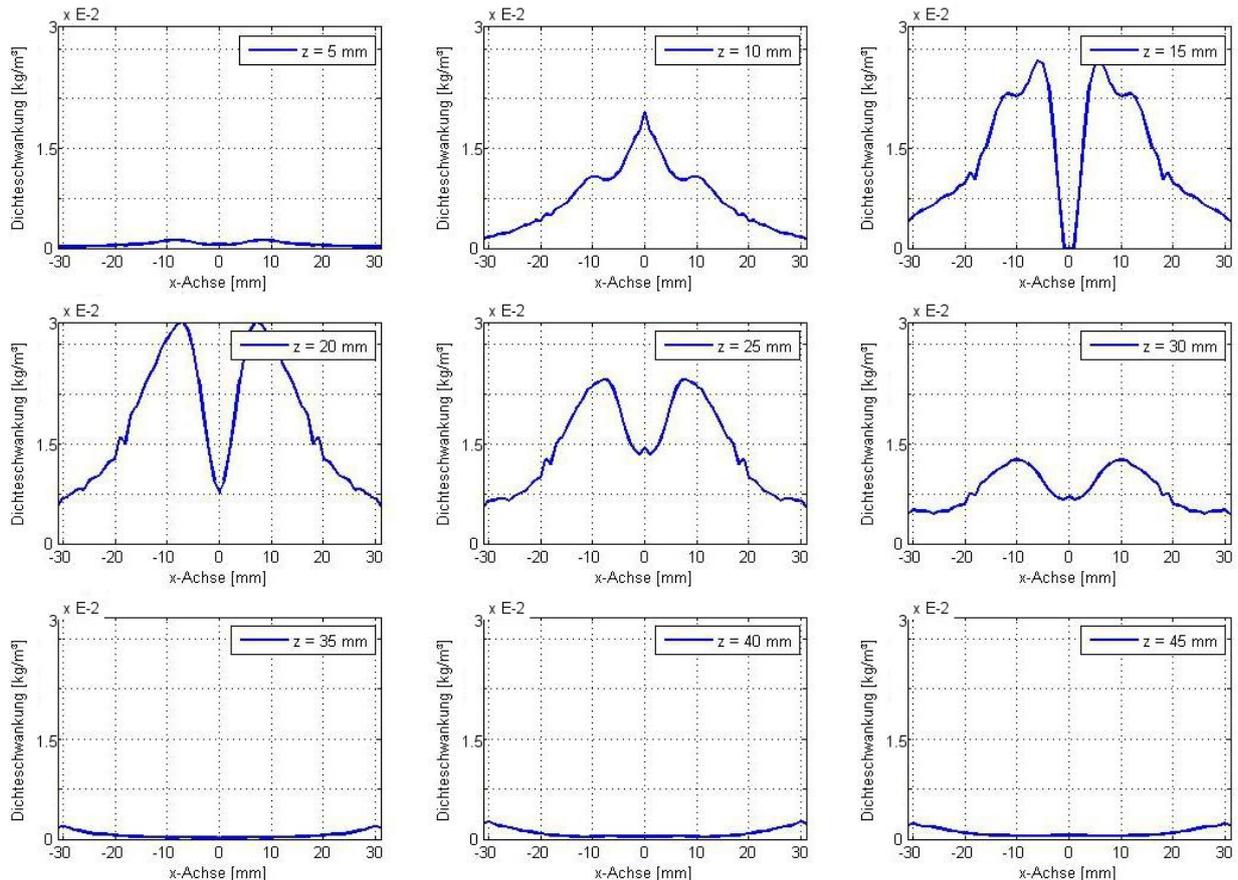
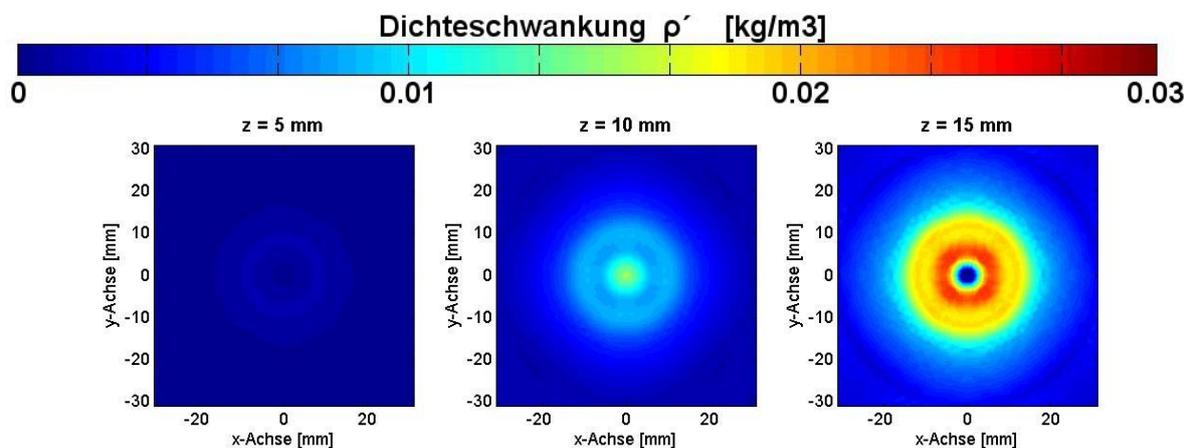


Abb. 4.3.11: Dichteschwankungsverläufe durch das Zentrum der resonante Flamme ohne Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. Frequenzbereich 200 Hz bis 250 Hz.



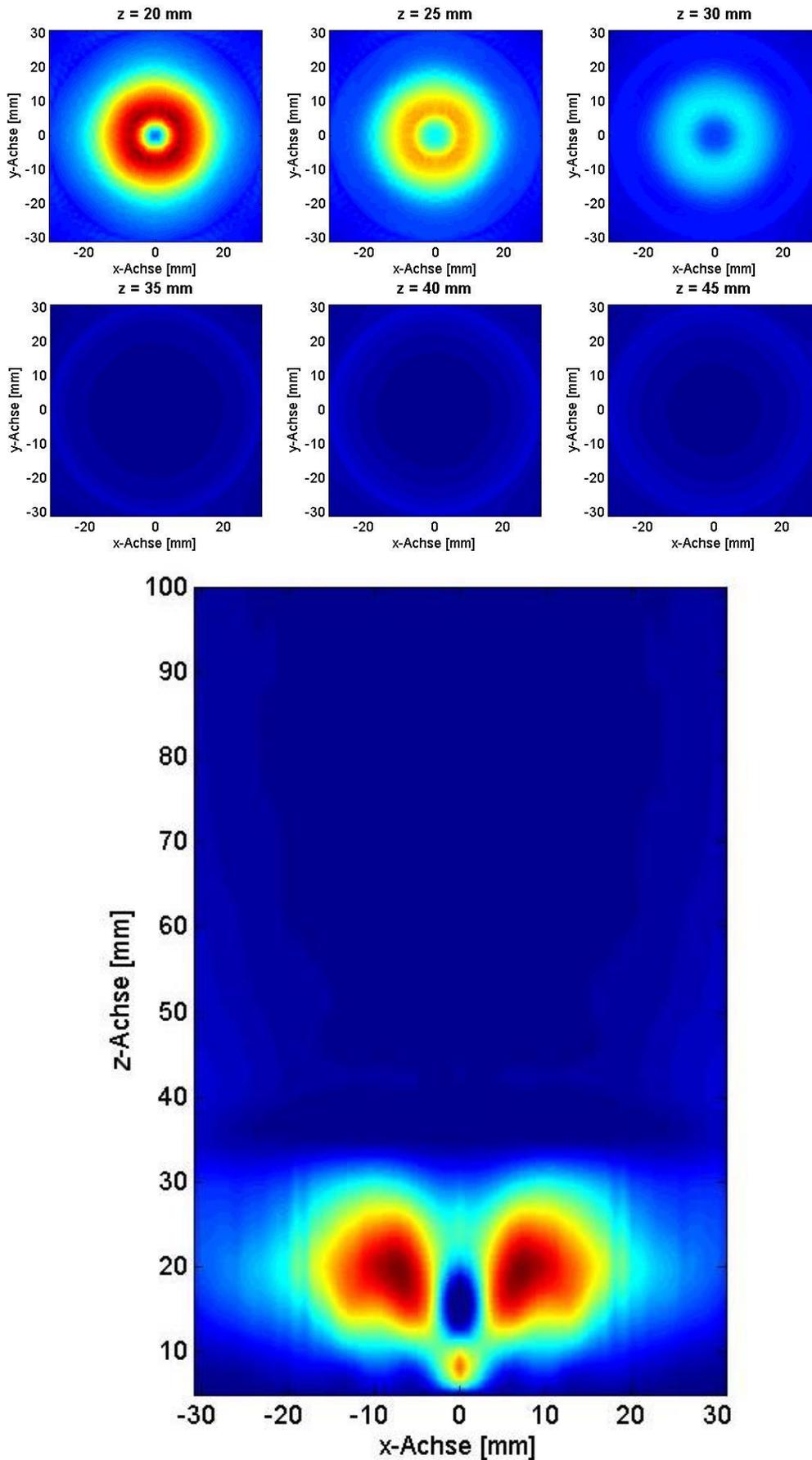


Abb. 4.3.12: oben: tomografische Rekonstruktionen der Dichteschwankungen in der resonanten Flamme ohne Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. unten: aus den obigen Dichteschwankungen zusammengesetzter Schnitt durch das Zentrum der Flamme. Frequenzbereich 200 Hz bis 250 Hz.

Dichteschwankung ρ' der anliegenden „25er“ Flamme mit Brennkammer

Bei der als Referenz dienenden anliegenden Flamme ist die maximale Dichteschwankung 0.13 kg/m^3 (vgl. Abbildung 4.3.13). Dieser Wert des nicht resonanten Zustandes ist jedoch im Gegensatz zum resonanten Fall, der eine Summation über 10 Hz darstellt, über 250 Hz aufsummiert. Man sieht also den enormen Einfluss der Resonanz und kann sich ein Bild davon machen, wie thermoakustische Oszillationen bei höheren Leistungen - wie sie in Flugtriebwerken oder anderen industriell verwendeten stationären Gasturbinen vorkommen - leicht zur Zerstörung der Brennkammer führen können.

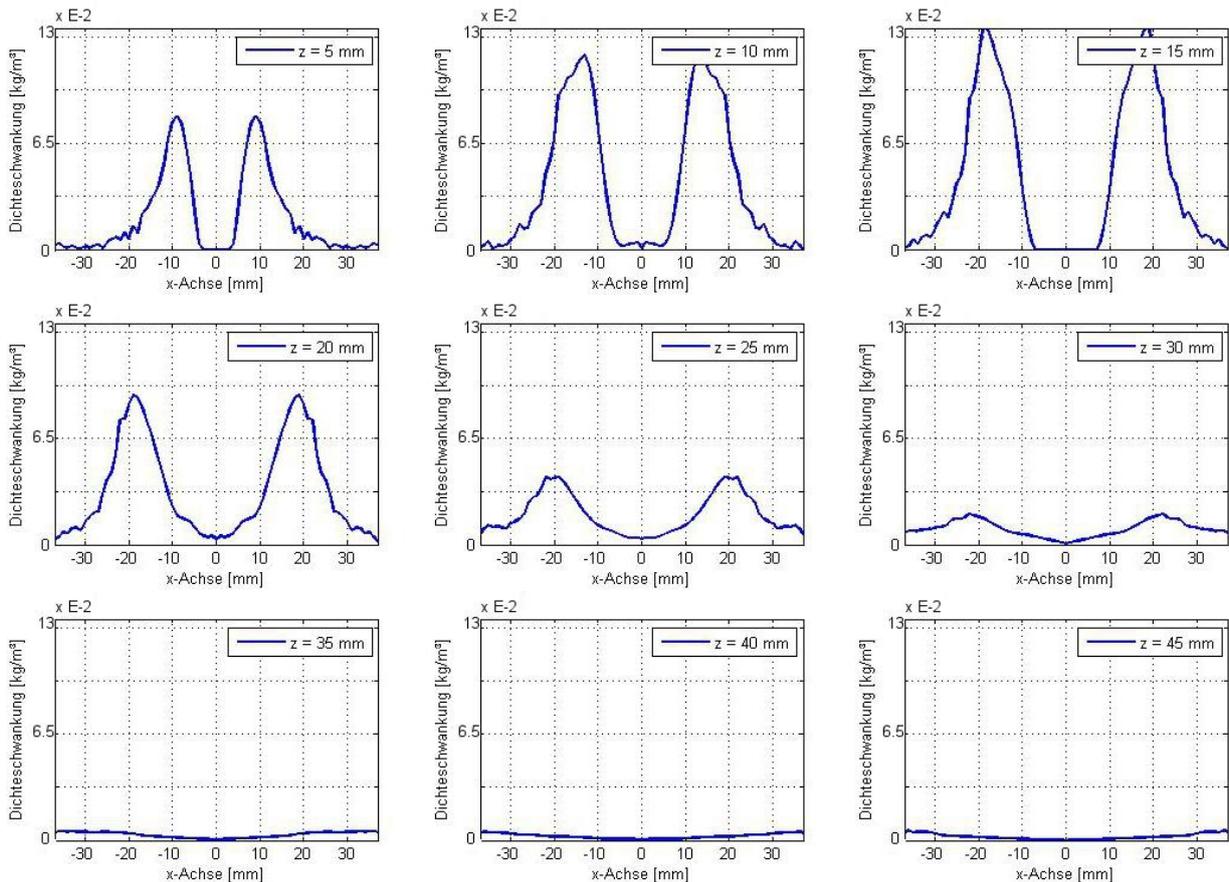
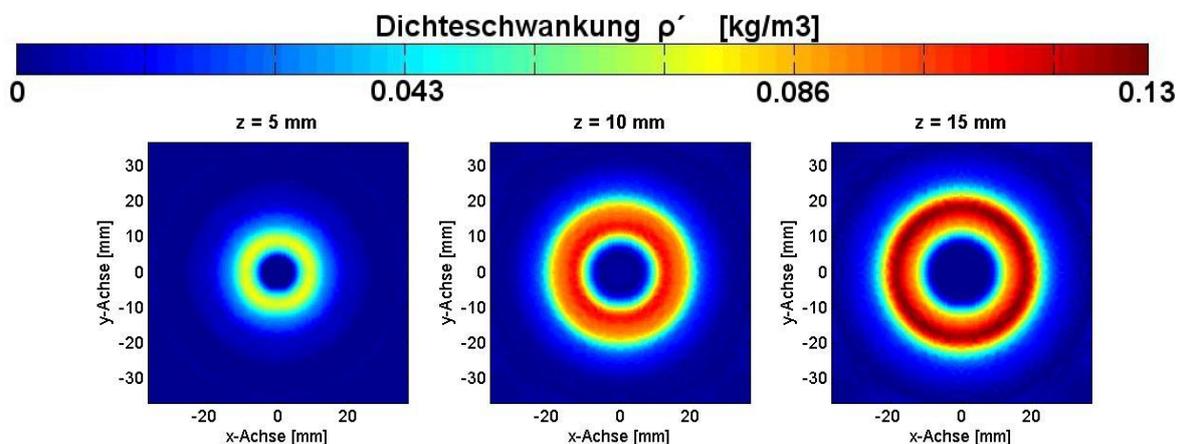


Abb. 4.3.13: Dichteschwankungsverläufe durch das Zentrum der anliegenden 25er Flamme mit aufgesetzter Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. Frequenzbereich 200 Hz bis 250 Hz.



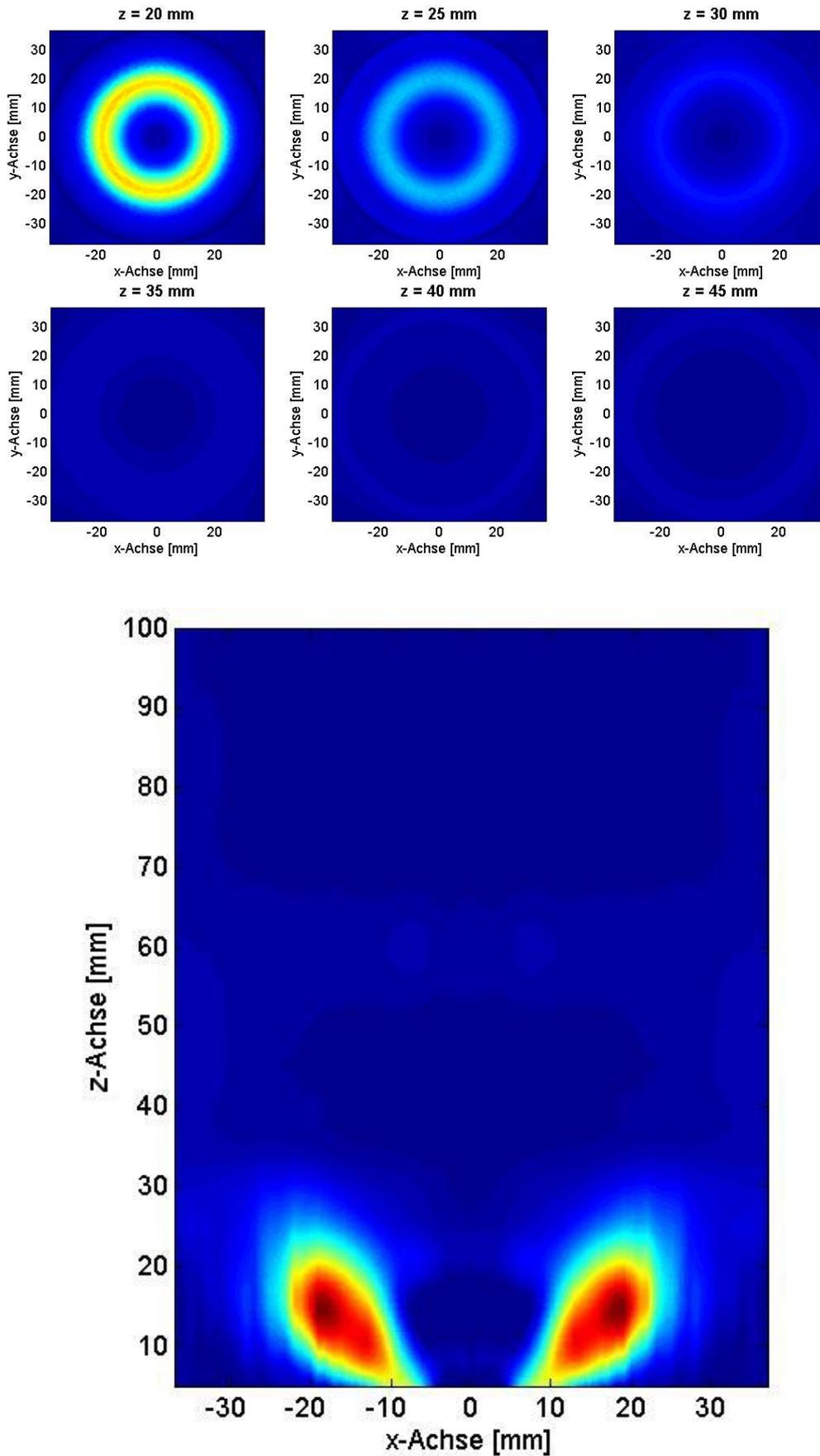


Abb. 4.3.14: oben: tomografische Rekonstruktionen der Dichteschwankungen in der anliegenden 25er Flamme mit aufgesetzter Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. unten: aus den obigen Dichteschwankungen zusammengesetzter Mittelschnitt durch das Zentrum der Flamme. Frequenzbereich 200 Hz bis 250 Hz.

Dichteschwankung ρ' der anliegenden „25er“ Flamme ohne Brennkammer

Das Maximum der Dichtefluktuationen ist mit 0.15 kg/m^3 (vgl. Abbildung 4.3.15) in etwa im selben Bereich wie die der anliegenden Flamme mit Brennkammer. Man sieht weiters, dass im Zentrum der Flamme, wie auch schon zuvor bei der anliegenden Flamme mit Brennkammer, kein Maximum mehr auftritt. Diese Peaks im Flammenzentrum in den näher an der Düsenöffnung liegenden Bereichen entstehen vermutlich durch die Oszillation der resonanten Flamme in Richtung Düsenöffnung, welche beim anliegenden Zustand ja nicht mehr möglich ist. In Abbildung 4.3.16 unten kann man erkennen, dass die anliegende Flamme ohne Brennkammer zwei getrennte Dichteschwankungsmaxima aufweist. Den ersten in 10 mm Höhe bei $\pm 12 \text{ mm}$ in X-Richtung und den zweiten bei 15 mm Höhe und $\pm 18 \text{ mm}$.

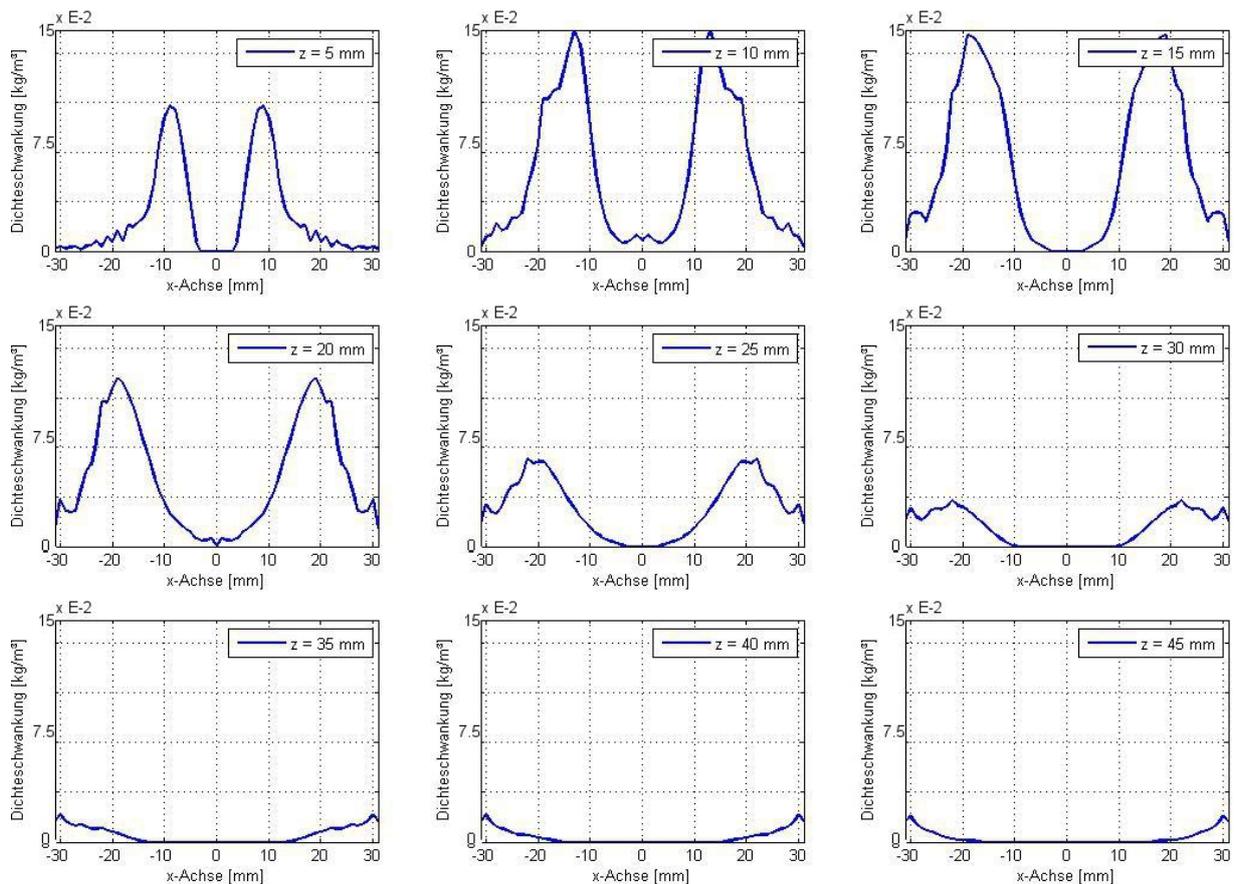
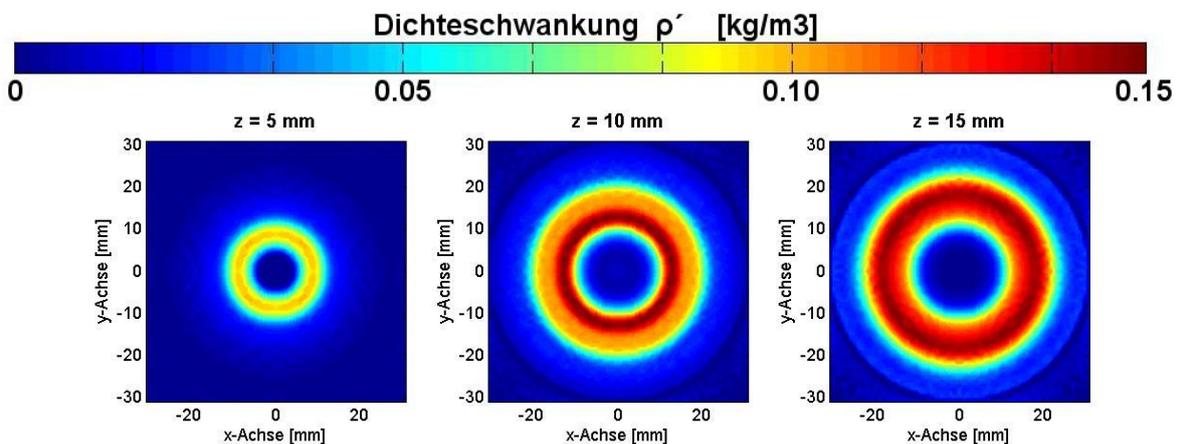


Abb. 4.3.15: Dichteschwankungsverläufe durch das Zentrum der anliegenden 25er Flamme ohne Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. Frequenzbereich 200 Hz bis 250 Hz.



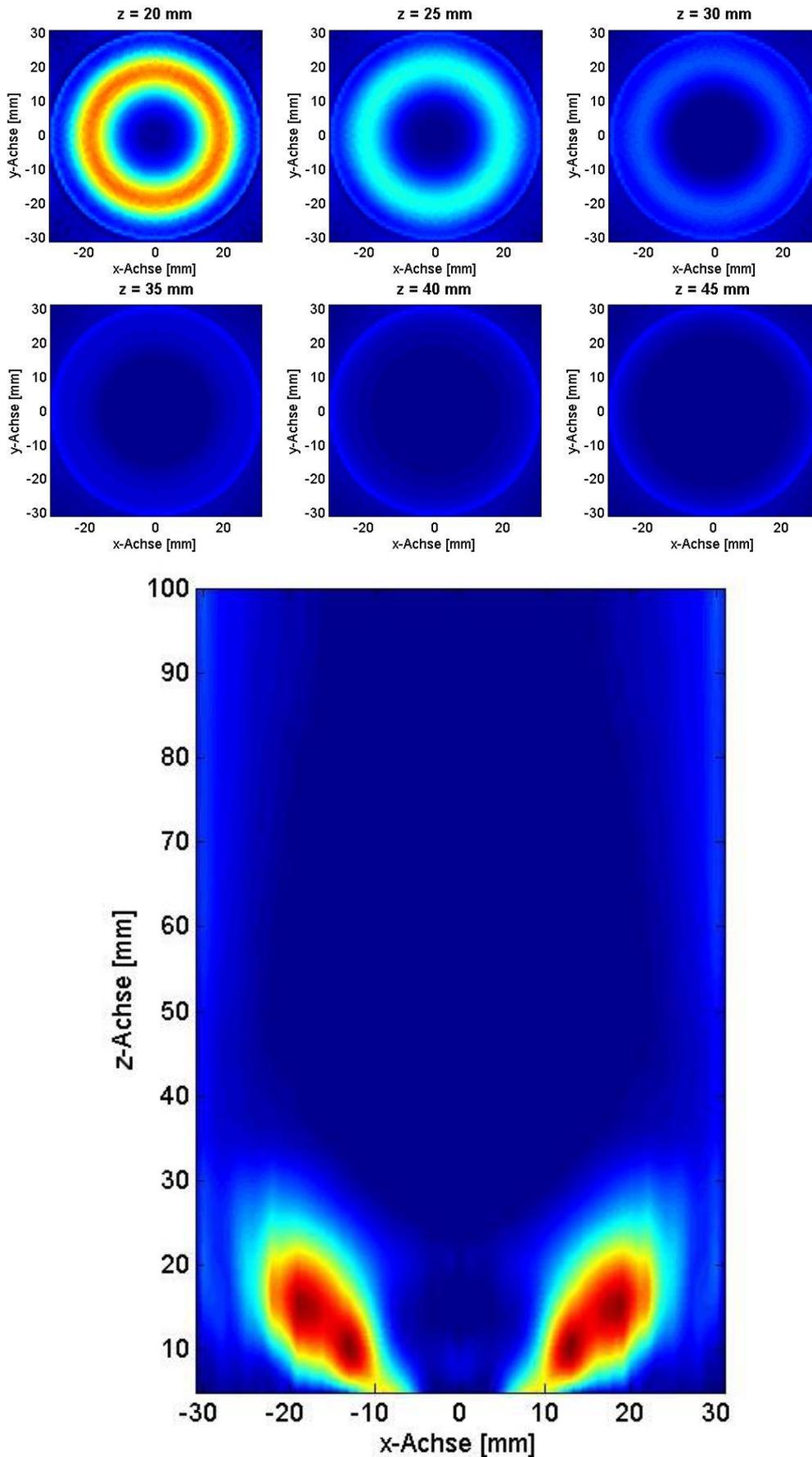


Abb. 4.3.16: oben: tomografische Rekonstruktionen der Dichteschwankungen in der anliegenden 25er Flamme ohne Brennkammer in den Höhen 5 mm bis 45 mm. unten: aus den obigen Dichteschwankungen zusammengesetzter Mittelschnitt durch das Zentrum der Flamme. Frequenzbereich 200 Hz bis 250 Hz.

Vergleicht man die Flamme im resonanten Zustand mit aufgesetzter Brennkammer (Abbildung 4.3.10) mit der resonanten Flamme ohne Brennkammer (4.3.12) und den beiden referenz Fällen (4.3.14 und 4.3.16) fällt auf, dass die resonante Flamme mit Brennkammer an den Rändern deutlich nach unten in Richtung Düsenöffnung gedrückt wird. Dies geschieht durch die thermoakustischen Oszillationen, welche in eben jenem Fall am stärksten auftreten. In den anderen Fällen ist der Einfluss von thermoakustischen Oszillationen nicht vorhanden.

Wie man sieht entstanden in den tomografisch rekonstruierten Mittelschnitten der Flammen Störungen durch vertikale Artefakte. Für die Abel Inversionen wurde die Anzahl der radialen Projektionen auf 50 gesetzt, was nach Gleichung 2.4.2 ausreichen würde um einen Kreis mit 30 mm Radius ohne Artefakte darstellen zu können.

Da diese Gleichung jedoch nur eine Schätzung darstellt, und die Schnitte mit Brennkammer einen Radius von 36 mm aufweisen, kam es bei der Erstellung dieser Mittelschnitte dennoch zu Artefakten. Diese Artefakte tauchen ursprünglich in den rekonstruierten Ebenen auf, werden anschließend durch das Zusammensetzen mittels Matlab zu Störungen in vertikaler Richtung. Die Störungen durch diese Artefakte halten sich jedoch in einem noch tolerierbaren Bereich und verringern somit die Aussagekraft der Darstellungen nicht.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden thermoakustische Oszillationen einer Modellflamme untersucht. Das Hauptziel war es lokale, zeit- und frequenz aufgelöste Dichtewerte für einen Vergleich mit einer numerischen Berechnung bereit zu stellen. Messungen in Flammen sind immer etwas bedenklich da Druck- oder Geschwindigkeitssonden der Hitze der Verbrennung ausgesetzt sind. Außerdem werden die Verbrennung und die Strömung immer von den Sonden beeinflusst, was zu unzuverlässigen Ergebnissen führen kann. Aus diesem Grund wurden optische berührungslose Messverfahren verwendet um die Flamme zu untersuchen. Zu den angewandten Verfahren zählen neben der Interferometrie mittels Laservibrometer auch noch Schlieren-Visualisierung und Chemilumineszenz, sprich Flammeneigenleuchten, um die Flamme charakterisieren zu können. Dabei war es von Interesse die Form und Lage der Flamme zu visualisieren sowie die Zonen der stärksten Wärmefreisetzungen, der Dichtegradienten und der Dichteschwankungen darzustellen. Diese Messverfahren wurden jeweils bei Flammen mit einer stabilen und einer instabilen Verbrennung durchgeführt um einen Vergleich der beiden Verbrennungsreaktionen zu ermöglichen. Die Messaufnahmen wurden anschließend mittels Magix Video Deluxe 16, Matlab R2009b beziehungsweise IDEA 1.730 – einer am Institut entwickelten Software um tomografische Rückrechnungen durchführen zu können – ausgewertet.

Zunächst wurde eine bereits bestehende atmosphärische Modellbrennkammer weiter optimiert, sowohl was die Rotationssymmetrie der Flamme betrifft, als auch bezüglich der Lage der Festkörperresonanzen im Frequenzspektrum, verglichen mit den Hohlraumresonanzen. Die Rotationssymmetrie konnte durch eine Neukonstruktion der Brennergeometrie sichergestellt werden. Die Festkörperresonanzen konnten durch das Anbringen von Versteifungsrippen an die Brennkammer so weit gedämpft werden, dass sich ein vibrationsfreier Bereich zwischen 150 Hz und 370 Hz einstellte. Für diese Brenner-Brennkammer-Konfiguration wurden anschließend Stabilitätskennfelder der Verbrennung aufgenommen, wobei eine resonante thermoakustische Oszillation von 200 Hz aufgefunden wurde. Dieser resonante Flammenzustand, sowie ein stabiler Referenzzustand, wurden in Folge durch die optischen Messverfahren charakterisiert. Weiters wurden die Hohlraumresonanzen der Brennkammer, welche durch ein rosa Rauschsignal angeregt wurden, mit einem Laservibrometer detektiert. Dadurch konnten stehende Druckwellen bei 240 Hz, 520 Hz und 805 Hz festgestellt werden. Die thermoakustische Oszillationsfrequenz von 200 Hz wurde demnach nicht von Festkörper- oder Hohlraumresonanzen angeregt, sondern durch selbstanregende Schwingungsmechanismen, die immer auf eine Rückkopplung zwischen thermischer Leistungsschwingung und Druckschwingungen zurückzuführen sind.

Als Erstes wurde an den Flammen eine Schlierenvisualisierung durchgeführt, wodurch die Dichtegradienten, beziehungsweise die gemittelten Dichteschwankungen $|\bar{\rho}'|$ sowie das Strömungsbild der Heißgase sichtbar wurden. Diese Schlierenvisualisierungen wurden sowohl mit einer handelsüblichen Videokamera, sowie mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Aus den Aufnahmen mit der Videokamera wurden Standbilder gemittelt, während aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen Videos zur zusätzlichen Charakterisierung angefertigt wurden. Dabei wurde erkannt, dass innerhalb der Reaktionszone eine starke turbulente Strömung vorherrscht, während sich außerhalb eine gerichtete Strömung einstellt. Eine durch den Drall der Methan- \ Luftströmung entstehende Rezirkulationszone in der Flamme konnte ebenfalls dargestellt werden. Die Zonen mit den stärksten Dichtefluktuationen konnten genau in der Reaktionszone beziehungsweise leicht unterhalb davon ausgemacht werden.

Im nächsten Schritt wurden Chemilumineszenz Aufnahmen der CH^* -Radikal Emissionen angefertigt. Dadurch konnte die gemittelte, einheitenlose Intensität $\overline{I_{\text{CH}}}$, welche in Kohlenwasserstoffflammen genutzt wird um Wärmefreisetzung zu visualisieren, dargestellt werden. Diese Aufnahmen wurden aus 18 Blickwinkeln angefertigt um die Rotationssymmetrie der Flamme durch eine tomografische Rekonstruktion beweisen zu können. Die Aufnahmen zeigten die Größe und Form der Reaktionszone wobei durch einen Vergleich mit den Schlierenaufnahmen sofort klar wurde, dass die Bereiche des Eigenleuchtens, also der Reaktionszone, wesentlich kleiner sind als die der Dichteschwankungen. Nachdem eine Abel Inversion der CH^* Radikal-Emissionen durchgeführt wurde, konnten lokale Intensitäten bestimmt werden. Beim resonanten Zustand wurde festgestellt, dass sich am Flammenfußpunkt ein Strahlungsmaximum im Zentrum der Flamme befindet, welches sich bei zunehmender Höhe allmählich zu einem Ring umformt, wodurch im Zentrum der Flamme ein Strahlungsminimum entsteht. In der Referenzflamme hingegen konnte über die gesamte Höhe der Flamme hinweg, eine ringförmige Struktur erkannt werden in der sich das Strahlungsmaximum befindet. Durch den Vergleich von Schlierenaufnahmen und Chemilumineszenz Messungen konnte festgestellt werden, dass die Flamme bei zunehmendem Drall der Methan- \ Luftströmung zu einer in der Höhe kleineren Flamme wird, die sich allerdings in lateraler Richtung weiter erstreckt.

Zuletzt wurden die Flammenzustände noch in einem Raster von 375 Punkten durch Interferometrie mit einem Laservibrometer vermessen. Da viel Zeit und Aufwand investiert wurde eine rotationssymmetrische Flamme zu erhalten, war es möglich den Scan aus nur einer Richtung durchzuführen und dennoch brauchbare lokale Daten zu erhalten. Um dabei das Signal zu Rausch Verhältnis möglichst gering zu halten wurden 245760 Samples pro angefahrenen Punkt mit einer Samplerate von 4096 S/s aufgenommen. Dadurch wurden die daraus erhaltenen Spannungsdaten über 60 Einzelspektren gemittelt. Diese integralen Spannungsdaten konnten nun in optische Wegunterschiede umgerechnet werden, woraus durch eine tomografische Rückrechnung lokale Daten erhalten wurden. Nachdem aus dem $\text{OH}^* / \text{CH}^*$ Verhältnis die Gladstone-Dale Konstante bestimmt worden war, konnten schließlich lokale Dichteschwankungen ρ' durch die Gladstone-Dale Beziehung berechnet werden. Die größte Dichteschwankung tritt bei der resonanten Flamme in einer Höhe von 25 mm mit $0,06 \text{ kg/m}^3$ auf. Im Vergleich dazu konnte für die selbe Flamme ohne Brennkammer eine maximale Dichteschwankung von $0,03 \text{ kg/m}^3$ in einer Höhe von 20 mm berechnet werden. Es wurde also festgestellt, dass die Dichteschwankung im resonanten Fall mit Brennkammer im Vergleich zum Fall ohne Brennkammer um das doppelte zunimmt, und somit bei genügend großer Leistung eine erhebliche Gefahr für die Brennkammer darstellen würde. Auch hier wurde wieder ersichtlich, dass sich die maximalen Dichtefluktuationen genau in oder etwas unter der Reaktionszone der Flamme befinden.

In weiterer Folge ist es nötig den Zerfall der Dichtefluktuations in axialer Richtung zu ermitteln. Dies geschieht in dem man zwei Laservibrometer zunächst in einem Punkt in der Flamme kreuzt. Anschließend wird eines der beiden Vibrometer in axialer Richtung verfahren, während das zweite Laservibrometer und der Brenner in derselben Position bleiben. Wenn nun eine Dichtefluktuations zunächst vom ersten Laservibrometer und anschließend vom zweiten detektiert wird, wird ein Phasenunterschied aufgezeichnet, dessen Größe von der axialen Geschwindigkeit der Dichtefluktuations abhängig ist. Wenn diese Fluktuations zwischen den beiden Laserstrahlen zerfällt wird das korrelierte Signal zu null werden. Aus diesen Daten können anschließend die Geschwindigkeiten und das Abklingen dieser Dichteschwankungen ermittelt werden.

Um diese Daten verifizieren zu können und weitere Aussagen über die Strömungszustände in der Brennkammer treffen zu können, wird es ebenfalls nötig sein eine Particle Image Velocimetry kurz PIV durchzuführen.

In einem weiteren Schritt wird es nötig sein weitere Forschungsarbeiten unter realistischeren Bedingungen durchzuführen. Das heißt, dass die Brennkammer zunächst nicht mehr unter atmosphärischen Bedingungen betrieben wird und schließlich auch am institutseigenen Großprüfstand für Brennkammern resonante thermoakustische Oszillationen mit den beschriebenen Messverfahren untersucht werden.

Literaturverzeichnis

- Eckstein Johannes;
On the Mechanisms of Combustion Driven Low-Frequency Oscillations in Aero-Engines;
Dissertation, München, 2004
- Gupta A. K., Lilley D. G., Syred N. ;
Swirl Flows. Abacus Press, Kent, 1st edition, 1984, ISBN 0996100423
- Hardalupas Y., Panoutsos C.S., Taylor A.M.K.P;
Numerical evaluation of equivalence ratio measurement using OH* and CH*
chemiluminescence in premixed and non-premixed methane-air flames;
Paper, London, 2008, 156:273-291
- Heiml Martin;
Untersuchung von Flammen und Flammeninstabilitäten mittels optischer Messtechnik;
Diplomarbeit, Graz, 2010
- Joos Franz;
Technische Verbrennung, Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emission;
Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006, 22:737-746, ISBN 3540343334
- Köberl Stefan, Fontaneto Fabrizio, Giuliani Fabrice, Woisetschläger Jakob;
Frequency-resolved interferometric measurement of local density fluctuations for turbulent
combustion analysis;
Meas. Sci. Technol., Vol. 21, No. 3, 035302 (10pp), 2010
- Lauer Martin Rolf Werner;
Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by Chemiluminescence
Imaging;
Dissertation, Technischen Universität München, 2011
- Lechner Christof , Seume Jörg (Hrsg.);
Stationäre Gasturbinen;
Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003, 8:425-434, ISBN 3540428313
- Leitgeb Thomas;
On the Design and Validation of a Variable Geometry Burner Concept;
Dissertation, Technische Universität Graz, 2012
- Lutzhöft W., Baumgärtel G., Fetting F. ;
Der Einfluss des Dralles auf die Stabilität von Flammen an Flammhaltern;
Dissertation, Hannover, 1967
- Peterleithner J., Salcher F., Woisetschläger J. ;
Frequency resolved interferometric detection of local density fluctuations in flames;
Paper , 17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid
Mechanics, paper 53, Lisbon, Portugal, 2014

Philipp H., Neger T., Jäger H., Woisetschläger J.;
Optical tomography of phase objects by holographic interferometry;
Measurement 10, pp 170-181, 1992

Sangl Janine;
Erhöhung der Brennstoffflexibilität von Vormischbrennern durch Beeinflussung der
Wirbeldynamik;
Dissertation, München, 2011

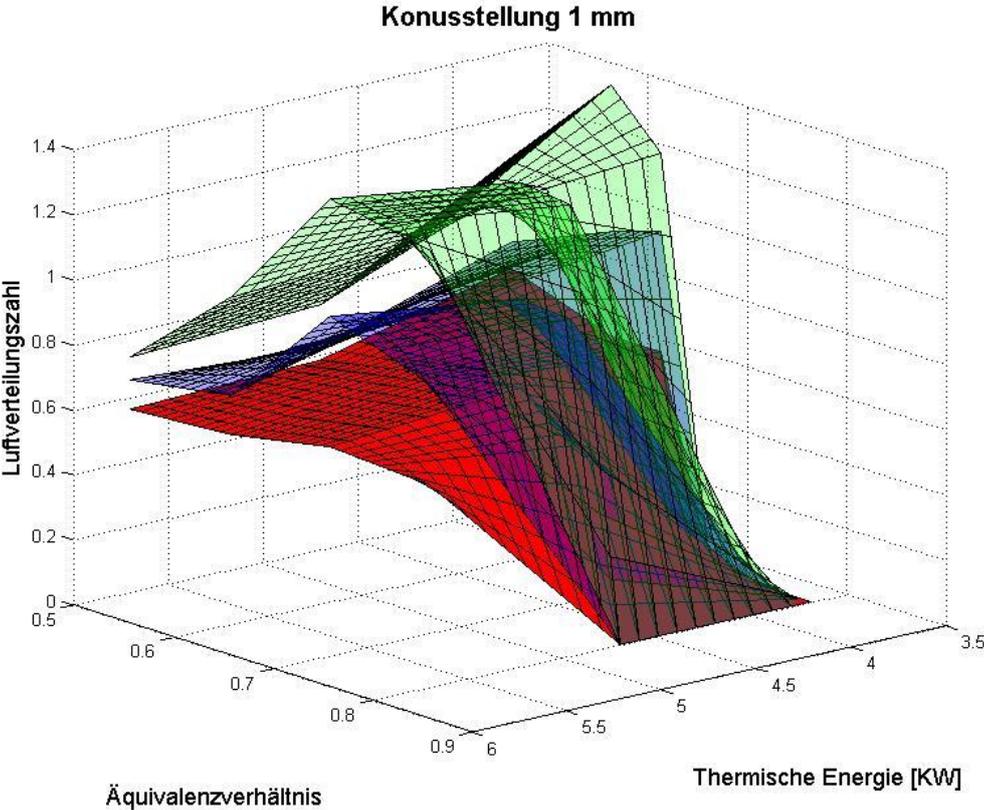
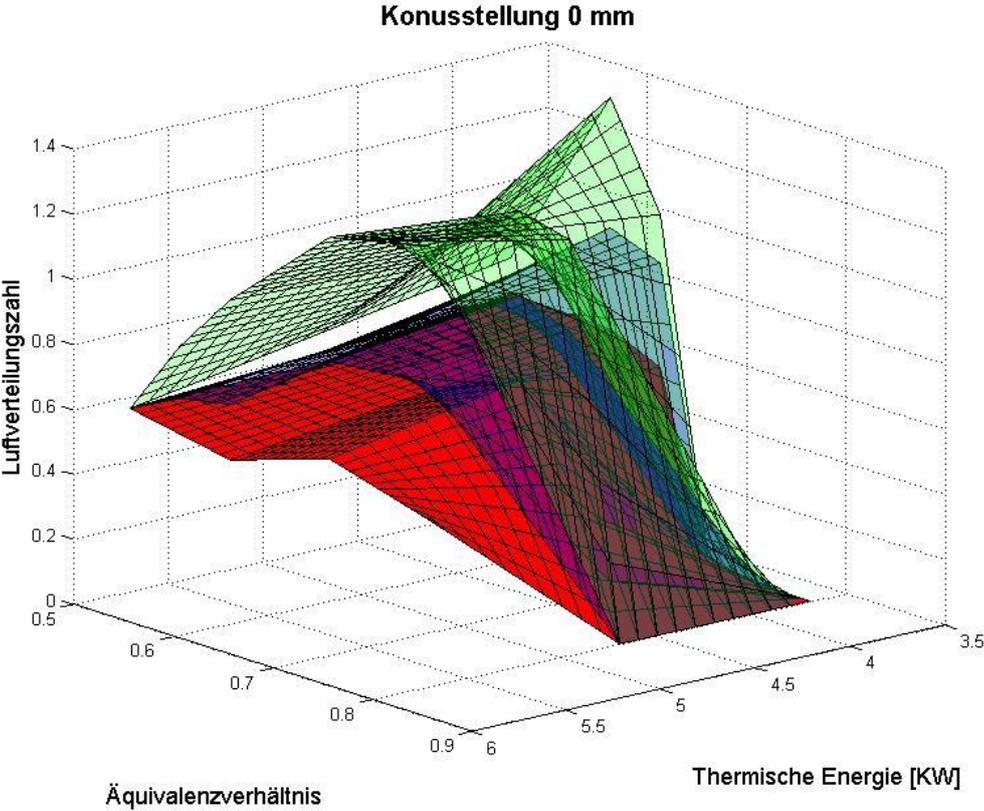
Universität Graz;
<http://physik.uni-graz.at/~cbl/C+P/contents/Stud-WS04/Gruppe14/Fourier/Fourier/fourier-analyse.htm>;
28.Mai 2014, 17:35Uhr

Universität Ulm;
http://www.uni-ulm.de/mp-physik/Physik_NatWiss/WS_05/Themen/PegelmassWellen/Pegelmass.htm;
27.Mai 2014, 12:15 Uhr

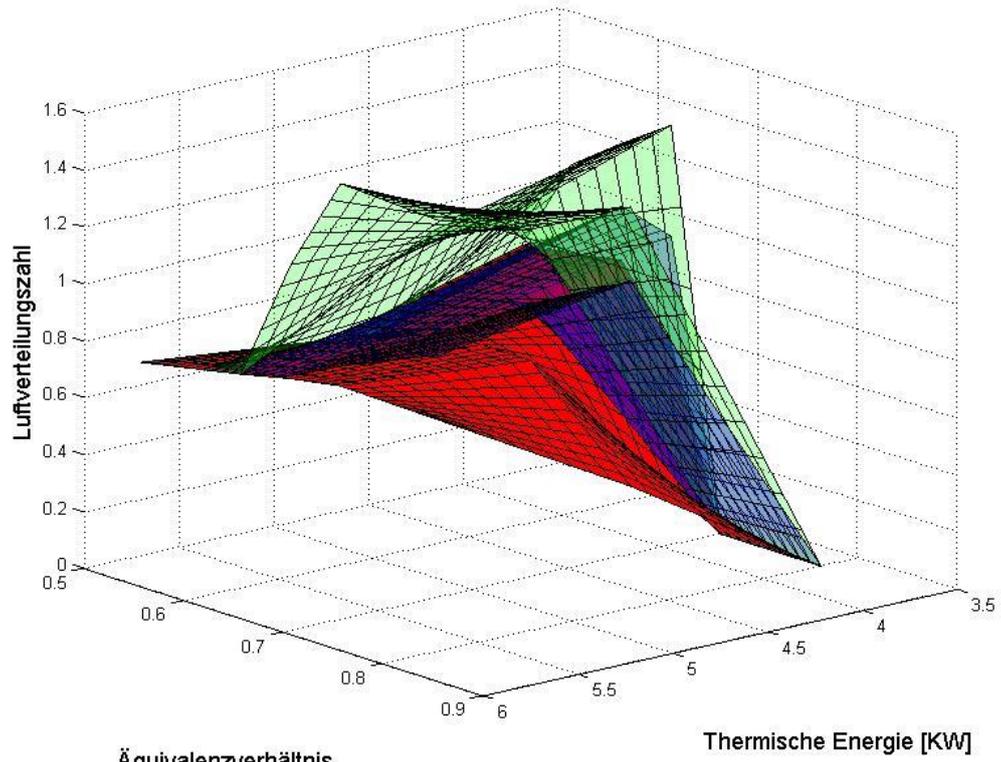
Woisetschläger Jakob;
Vorlesungsunterlage, Laser in der Schwingungs- und Strömungsmesstechnik;
Graz, 2013

Anhang

Stabilitätskennfelder mit gesamtem-Äquivalenzverhältnis (mit Kühlluft)

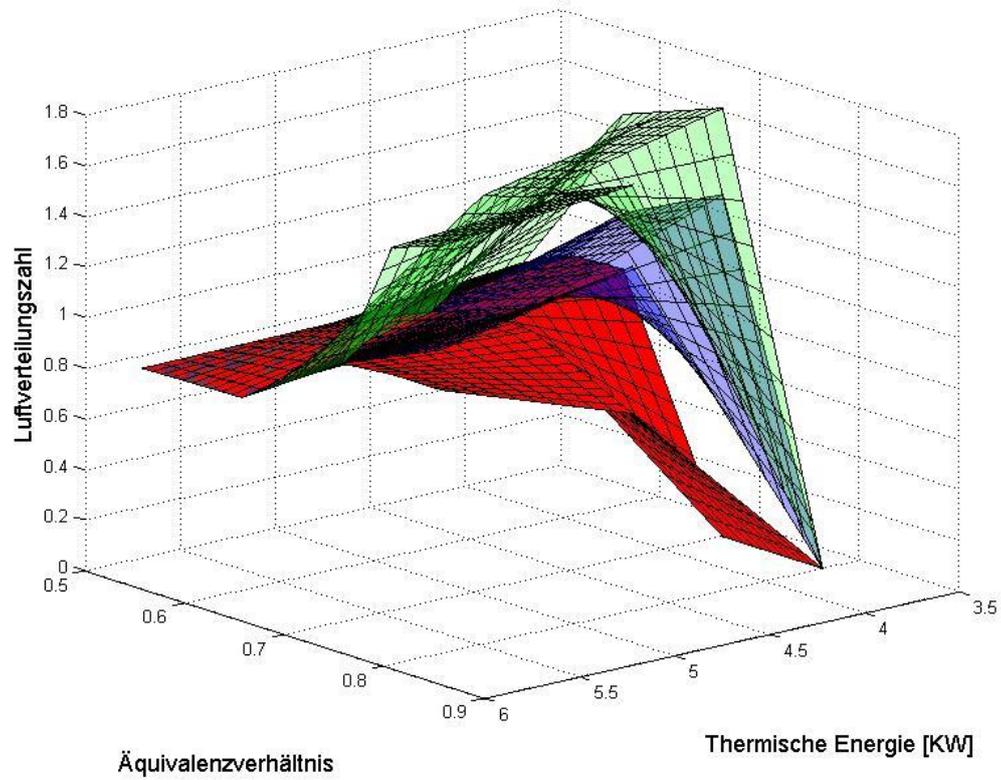


Konusstellung 2 mm



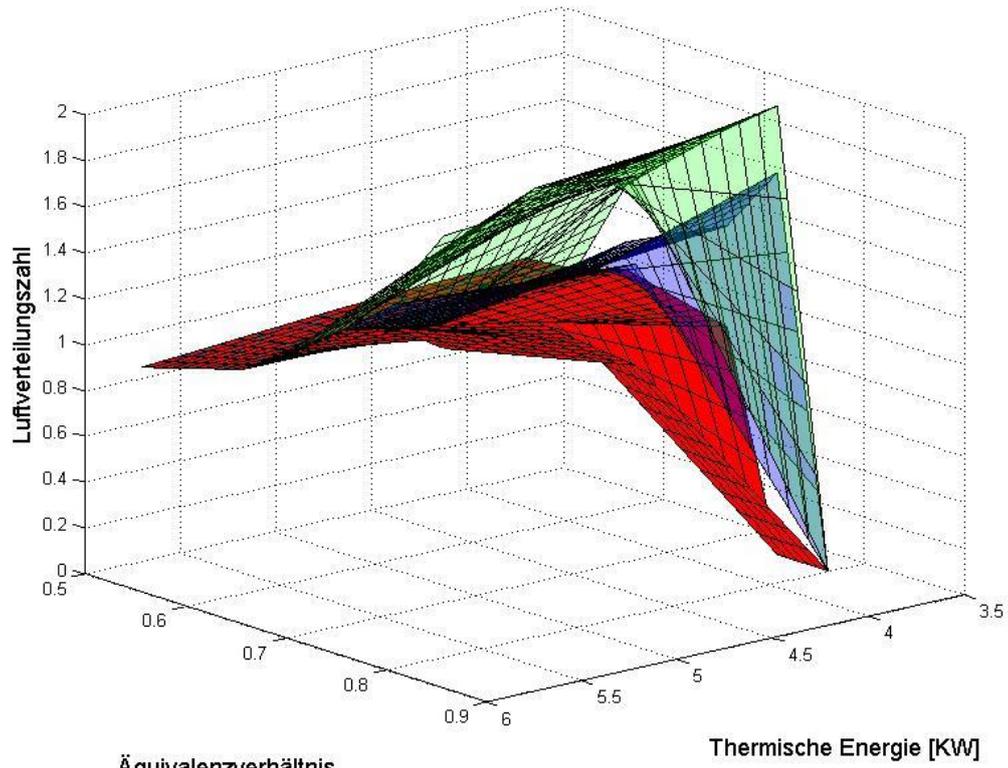
c)

Konusstellung 3 mm



d)

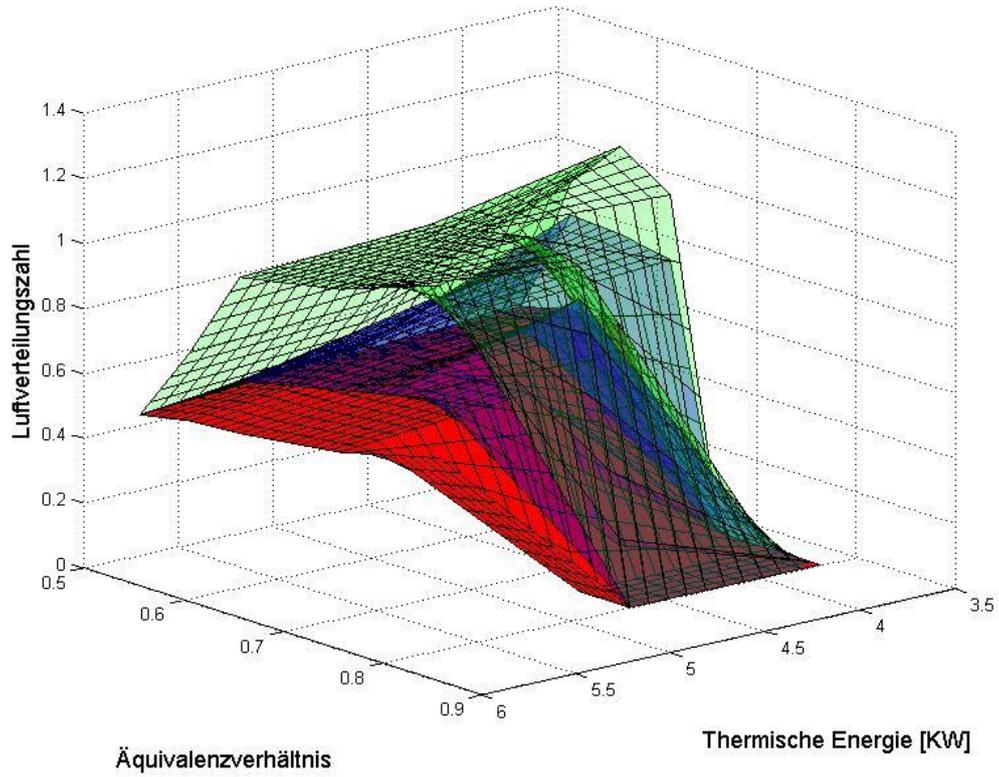
Konusstellung 3.5 mm



e)

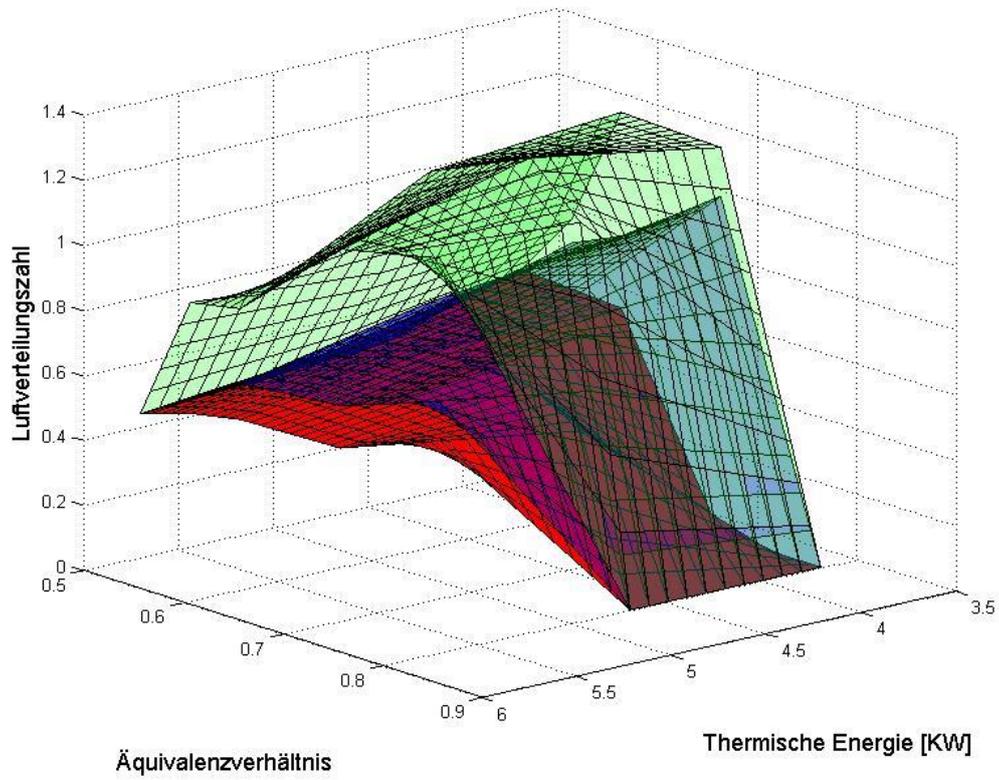
Abb. Anhang 1: a) bis e) zeigen die 3-Dimensionale Stabilitätskennfelder des Brenners in der Brennkammer nach Leitgeb mit gesamtem Äquivalenzverhältnis (mit Kühlluft).

Konusstellung 0 mm



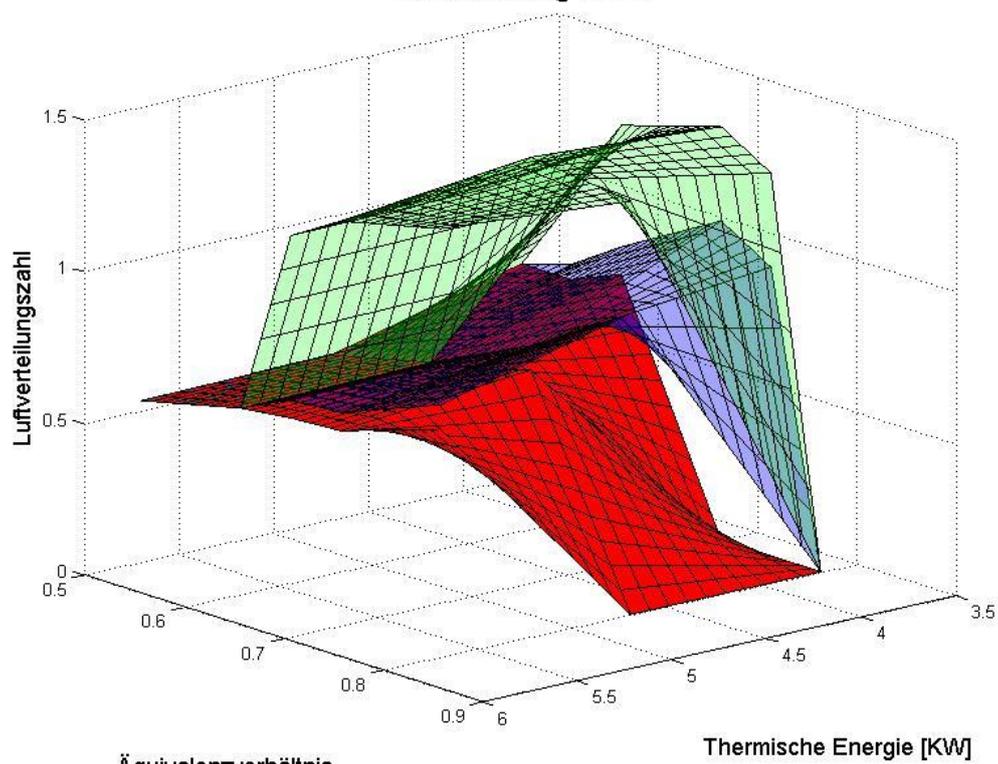
a)

Konusstellung 1 mm



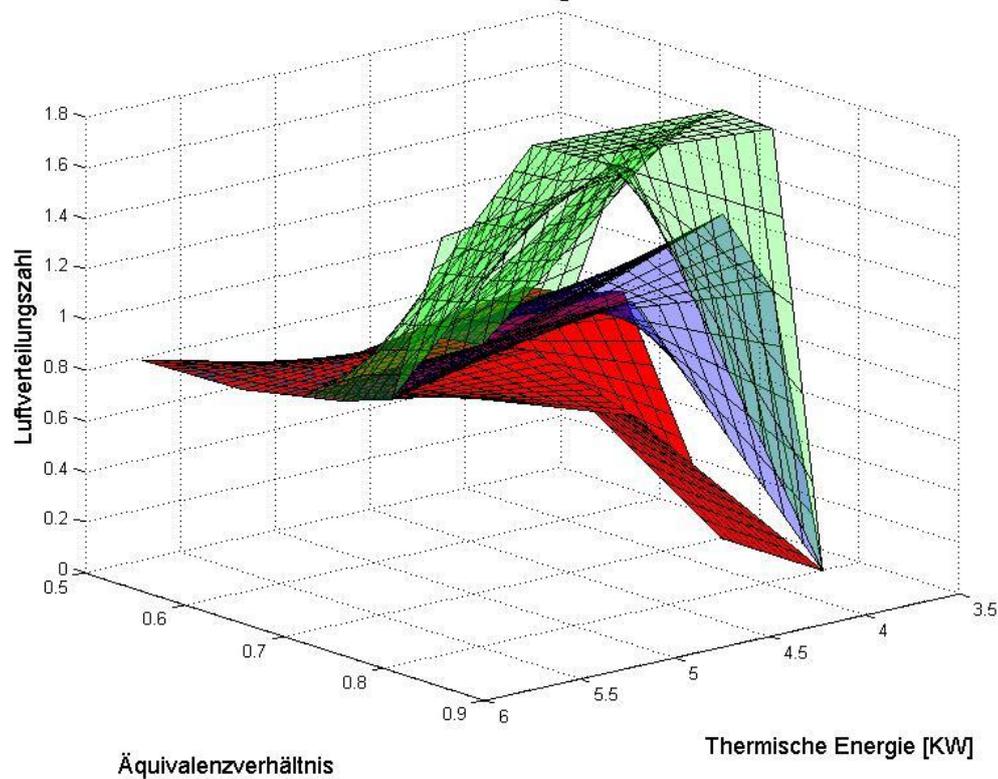
b)

Konusstellung 2 mm



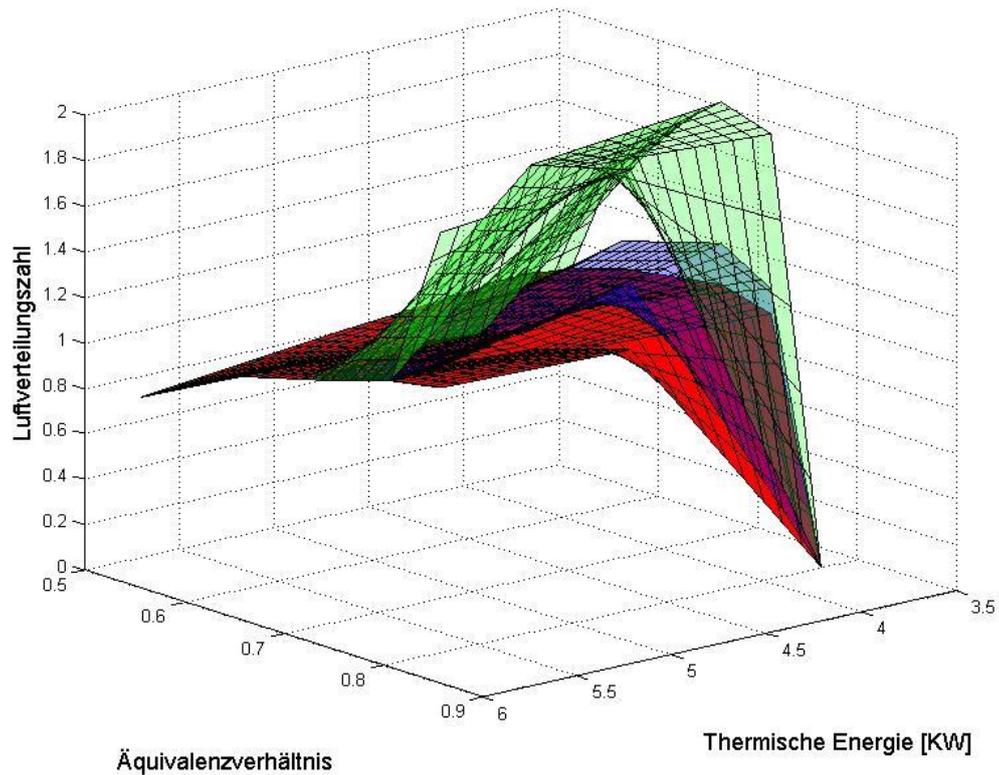
c)

Konusstellung 3 mm



d)

Konusstellung 3.5 mm



e)

Abb. Anhang 2: a) bis e) zeigen die Stabilitätskennfelder des modifizierten Brenners mit rotationssymmetrischer Flamme in der Brennkammer mit gesamtem Äquivalenzverhältnis (mit Kühlluft).

Geschwindigkeitsdekodeur des Laservibrometers

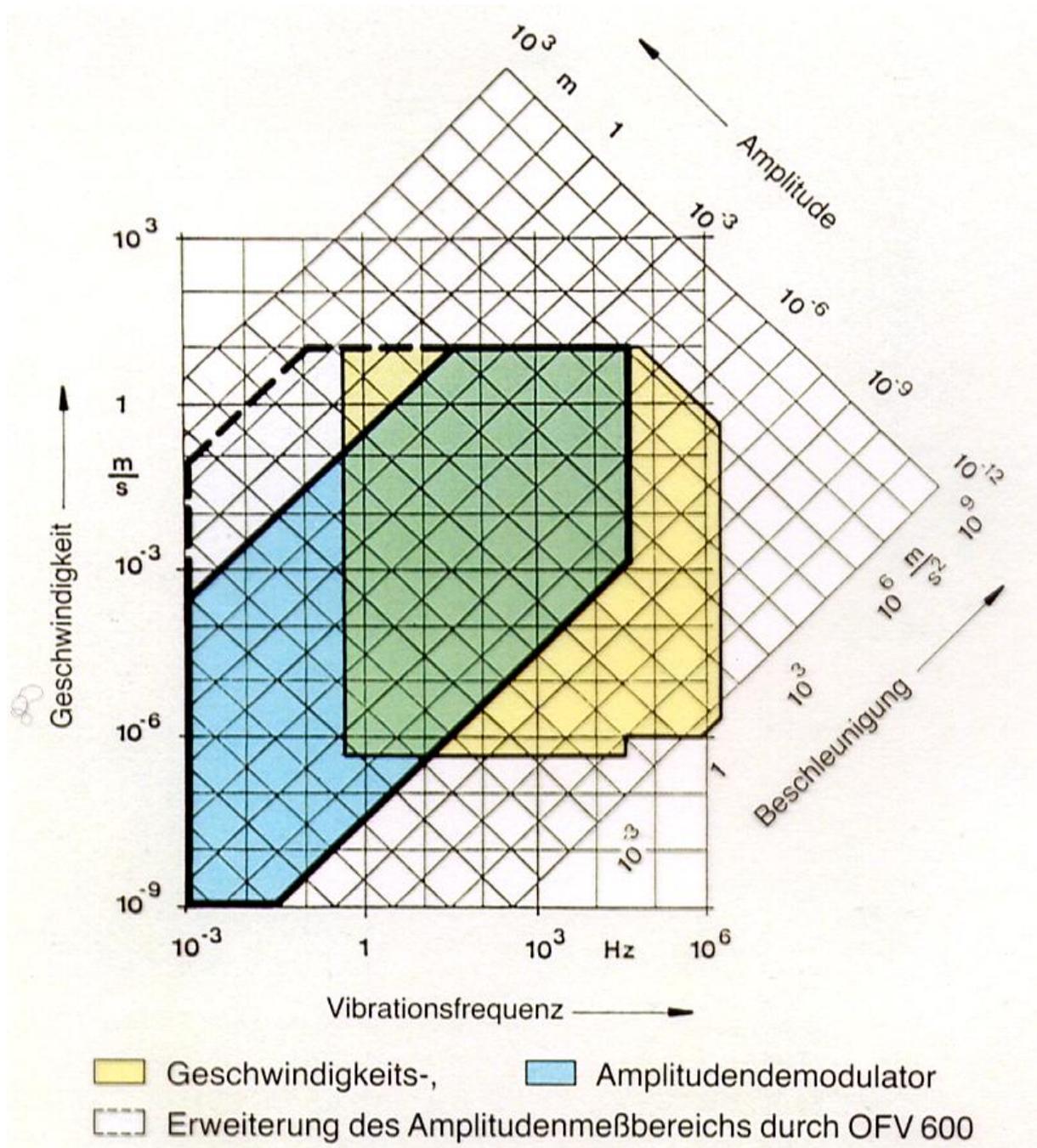


Abb. Anhang 3: Geschwindigkeitsdekodeur des Laservibrometers (Dantec Dynamics)

Konstruktions- und Zusammenstellungszeichnungen

1. Konstruktionszeichnung der inneren Buchse wie sie in der institutseigenen Werkstatt fertig gestellt wurde.
2. Konstruktionszeichnung des Blockers.
3. Konstruktionszeichnung vom Rohteil der inneren Buchse wie sie außerhalb des Instituts gefertigt wurde.
4. Zusammenstellungszeichnung der Brennkammer.
5. Zusammenstellungszeichnung des modifizierten Brenners mit rotationssymmetrischer Flamme mit aufgesetzter Brennkammer.