

Charakterisierung und Regelung von Verbrennungsinstationaritäten mittels Chemilumineszenz

**Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften**

**Fakultät für Chemie
Universität Bielefeld**

Raimund Noske

Bielefeld 2013

Publikationsliste

Veröffentlichungen:

- Noske, R., Brockhinke, A., Phase-resolved chemiluminescence measurements in oscillating flames: Towards active control of combustion instabilities, 26. Deutscher Flammentag - Verbrennung und Feuerung, VDI-Berichte Nr. 2161 (2013)
- Noske, R., Oßwald, P., Brockhinke, A., Characterization of a model burner for the investigation and control of combustion instabilities by Chemiluminescence, 25. Deutscher Flammentag - Verbrennung und Feuerung, VDI-Berichte Nr. 2119 (2011)

Poster:

- Noske, R., Brockhinke, A., Phase-resolved measurements of oscillating flames, 10-16. August 2013, Gordon Research Conference on Laser Diagnostics in Combustion, Waterville Valley Resort, Waterville Valley, NH, USA
- Noske, R., Lammersen, T., Abel, D., Brockhinke, A., Characterization and control of self-excited oscillations on a model slit-burner using Chemiluminescence and Schlieren-methods, 34th International Symposium on Combustion, 29. Juli - 3. August 2012, Warsaw University of Technology, Warschau, Polen
- Noske, R., Monitoring and control of combustion instabilities by chemiluminescence, Science Fair, 24. November 2011, Universität Bielefeld
- Noske, R., Heusing, M., Seipel, A., Kohse-Höinghaus, K., Brockhinke, A., Using Chemiluminescence to monitor and control instationary combustion, Hauptversammlung der Deutschen Bunsen-Gesellschaft für Physikalische Chemie, 2-4 Juni 2011, Berlin

Abstract

The aim of the German federal government is to increase the share of renewable energy sources on the total energy production, like wind power or photovoltaic, from currently 12.6 % to 35 % in 2020. A consequence of the fluctuating energy production of wind and solar power plants is that conventional power plants, originally designed for continuous load, must perform rapid load changes. Gas power plants are the only conventional power plant type available that is able to perform the necessary load changes cost-effectively within a few minutes to a few hours.

The main issue in development and operation of low-pollutant gas power plants is the occurrence of combustion instabilities. Combustion instabilities are a major problem under premixed and lean combustion conditions and are based on the coupling of a periodically fluctuating heat release with the acoustic field of the burner chamber. The occurrence of combustion instabilities is generally unfeasible as they degrade performance and increase the deterioration of hot burner parts, making combustion instabilities a very costly phenomenon.

In order to tackle this problem the aim of this work is to increase the understanding of combustion instabilities with the ultimate goal of preventing or controlling these instabilities. To fulfill this goal, a burner chamber is designed and constructed, which shows combustion instabilities under specific operating conditions. The burner chamber features a square layout and stabilizes an inverted V-flame. This setup allows to regard the flame as two-dimensional in order to simplify the modelling of the combustion process.

For the characterization of combustion instabilities, the acoustic field of the burner chamber and the heat release fluctuations of the flame have to be known. To allow the detection of the pressure oscillations, microphones are fitted inside the burner chamber. The heat release is monitored by a newly designed chemiluminescence detection system which is able to measure the chemiluminescence in real time with a robust and cost-effectively photomultiplier system. In addition, spatial- and phase-resolved 2D-measurements are

performed. An analysis routine was developed to extract additional flame parameters, like the flame height, flame width, flame surface area and volume of the unburned fresh gas from these images.

As the flame is influencing the pressure field of the burner, the pressure wave is likewise influencing the flame. In order to investigate the shape of the oscillating gas column, a flexible, lens based schlieren system is set up. With this newly constructed setup the visualization of refractive index gradients is possible.

In addition to the classic black/white schlieren, a focus of this work was the use of quantitative color schlieren. Color schlieren images enable the reconstruction of the original refractive index field and derived parameters using a rainbow color filter instead of a classic knife edge.

Acoustically forced and self-oscillating flames were investigated in order to achieve a detailed understanding of the instable flame behavior and associated changes of the flame morphology. Through the combination of chemiluminescence-, pressure-, and schlieren-measurements the interaction of the flame heat release with the acoustic field of the burner chamber was characterized in great detail. Furthermore additional parameters influencing the instabilities, like the heat transfer from the flame to the burner chamber, are discussed.

For an active control, a sufficiently fast actuator is needed. In this work, two different actuators, a loudspeaker and a high-voltage field, are used and their advantages and disadvantages for their use in industrial applications discussed. Whereas the loudspeaker is influencing the pressure field of the combustion chamber, the high voltage field has a direct effect on the combustion process on the molecular level. Thus the effect of the applied field on the flame morphology and the flame heat release is examined. Based on these results a novel control strategy, relying on the chemiluminescence as control variable, is developed and tested.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Zielsetzung	7
3	Theoretische Grundlagen	9
3.1	Flammen	9
3.2	Ausgewählte Spezies der Methan/Luft-Verbrennung	12
3.3	Verbrennungsinstationaritäten	15
3.4	Regelung	18
3.5	Grundlagen der Chemilumieszenz	21
3.6	Grundlagen der Schlieren- und Schattenfotografie	24
3.6.1	Einführung	24
3.6.2	Brechung	25
3.6.3	Unterscheidung zwischen Schlieren- und Schattenfotografiemethoden . . .	27
3.6.4	Sensitivität	30
3.6.5	Zusammenfassung	32
3.7	Grundlagen der Wirkungsweise eines Hochspannungsfeldes auf eine Flamme . . .	33
4	Experimentelle Grundlagen und Datenauswertung	41
4.1	Brennkammer	41
4.2	Integration einer Hochspannungselektrode in die Brennkammer	45
4.3	Druckschwankungsmessungen	46
4.4	Thermoelementpositionen	47
4.5	Chemilumineszenzmessungen	49
4.5.1	Aufbau des Detektionssystems	49
4.5.2	Ortsachsenkalibration	50

4.5.3	Auswertung von zweidimensionalen Chemilumineszenzaufnahmen	53
4.6	Design eines Schlieren- und Schattenfotografiesystems	77
4.6.1	Aufbau	77
4.6.2	Farbschlierenfilter	80
4.6.3	Auswertung von Farbschlierenbildern	83
4.7	Signalerfassung, -steuerung und Triggerung	92
5	Charakterisierung oszillierender Flammen mittels Chemilumineszenz	95
5.1	Untersuchte Flammen	95
5.2	Temperaturmessungen	98
5.3	Akustische Identifikation der Brennkammer	100
5.4	Allgemeine Phasenlage der Signale zueinander	105
5.5	Phasenlage beim Anschwingen des Systems	109
5.6	Wirkungsweise eines Phasenreglers	112
5.7	Korrelation zeit- und phasenaufgelöster Chemilumineszenzmessungen	114
5.8	Akustische Anregung einer stabilen Flamme	115
5.9	Variation der Stöchiometrie	133
5.10	Variation der Kaltgasgeschwindigkeit	143
5.11	Miteinander interagierende oszillierende Flammen.	151
5.12	Zusammenfassung und Diskussion	154
6	Analyse von Schlieren- und Schattenfotografieaufnahmen	157
6.1	Vergleich von Schlieren- und Schattenfotografieaufnahmen	157
6.2	Hochgeschwindigkeitsschattenfotografie	161
6.3	Farbschlieren von Flammen	164
6.4	Schlierenfotografieaufnahmen eines akustisch angeregten Gasstroms	167
6.5	Quantitative Farbschlieren eines akustisch angeregten Gasstroms	174
6.5.1	Horizontale Farbschlieren	174
6.5.2	Vertikale Farbschlieren	185
6.6	Zusammenfassung und Diskussion	188
7	Regelung einer oszillierenden Flamme mit Hilfe eines Hochspannungsfeldes	191
7.1	Einfluss auf die Flammenform	191
7.2	Auswirkung eines Spannungssprungs auf die Flamme	195

7.3	Stabilisierende Wirkung auf die Flamme	199
7.4	Einfluss eines oszillierenden Hochspannungsfeldes auf eine stabile Flamme	202
7.5	Regelung einer instabilen Flamme	205
7.6	Reduktion der CO-Emission	212
7.7	Zusammenfassung und Diskussion	216
8	Zusammenfassung und Ausblick	219
	Literaturverzeichnis	223

1 Einleitung

Wir haben eine besondere Verantwortung als Industrieländer und allen voran auch die Bundesrepublik Deutschland Technologien zu entwickeln, Beispiele zu zeigen, wie man nachhaltig wirtschaften kann, damit andere von uns dann auch etwas mitnehmen können. Denn wir haben durch unsere Industrialisierung den Klimawandel schon so weit vorangetragen, dass wir auch eine Bringschuld haben, jetzt zu zeigen wie man Wachstum, Wohlstand und Nachhaltigkeit zusammenbringen kann.

Angela Merkel auf dem Evangelischen Kirchentag, Mai 2013

Die Weiterentwicklung von Technologien zur effizienten und schadstoffarmen Energieerzeugung ist für das Hochtechnologieland Deutschland für die Umsetzung der Energiewende von entscheidender Bedeutung [1]. Am meisten erwähnt wird in diesem Zusammenhang das Ziel der Bundesregierung, den Anteil der erneuerbaren Energien (Wind- und Wasserkraft, Biomasse, Photovoltaik, Solar- und Geothermie) von derzeit 12,6 % auf 35 % im Jahr 2020 zu steigern [1]. Vernachlässigt wird dagegen, dass die restlichen 87,4 % weiterhin auf konventionellem Wege, d.h. durch Verbrennung von Kohle, Erdöl und Erdgas, erzeugt werden müssen [2]. Ein wichtiger Ansatz zur Reduktion des Treibhausgasausstoßes ist daher die Entwicklung und Optimierung neuartiger Verbrennungstechnologien.

Die Umweltverträglichkeit der klassischen Verbrennungsverfahren kann auf mehreren Wegen gesteigert werden. Zum einen kann die Effizienz und damit der Wirkungsgrad der Verbrennung gesteigert werden. Zum anderen kann durch optimierte Feuerungsmethoden und Betriebsbedingungen versucht werden, den Schadstoffausstoß zu reduzieren. Eine wei-

tere Möglichkeit zur Verbesserung stellt die Nutzung von sogenannten Biokraftstoffen dar. Biokraftstoffe, wie z.B. Ethanol und Rapsöl, besitzen den Vorteil, dass sie CO_2 -neutral sind, d.h. in ihrer Erzeugung genauso viel CO_2 binden, wie bei ihrer Verbrennung frei wird. Dies geschieht jedoch häufig auf Kosten der Anbauflächen für Nahrungsmittel.

Das Erneuerbare-Energien-Gesetz (EEG) [1] regelt zudem, dass Strom aus erneuerbaren Energien bevorzugt abgenommen, übertragen und vergütet werden muss. Auf Grund der stark schwankenden Energieproduktion aus z.B. Wind- und Sonnenkraft hat dies zur Folge, dass auch konventionelle Kraftwerke, ursprünglich auf kontinuierliche Last ausgelegt, schnelle Lastwechsel vollziehen müssen. Gaskraftwerke sind als einziger konventioneller Kraftwerkstyp in der Lage, innerhalb weniger Minuten bis weniger Stunden, die erforderlichen Lastwechsel kosteneffizient zu vollziehen. Daher wird geschätzt, dass alleine in den USA 60 % aller Investitionen im konventionellen Energiebereich in den Bau von neuen Gaskraftwerken fließen werden [3]. Ein weiterer wichtiger Punkt, der für die Nutzung von Gaskraftwerken spricht, ist der vergleichsweise niedrige Schadstoffausstoß. Industriell bedeutsame Schadstoffe sind NO_x , SO_x , CO, CO_2 und Ruß¹. Um den Schadstoffausstoß vorhersagen und darauf aufbauend minimieren zu können, ist ein umfassendes Verständnis des Verbrennungsprozesses erforderlich. Hierzu werden z.B. massenspektrometrische Methoden zur Detektion von intermediären Spezies und Verbrennungsprodukten verwendet [4–8]. Laserspektroskopische Methoden werden dagegen zur nicht-invasiven Messung von Konzentrationen einzelner Spezies genutzt [8–14]. Im Vergleich zu diesen teuren und apparativ aufwendigen Messmethoden stellt das Eigenleuchten der Flamme (Chemilumineszenz) eine preiswerte Möglichkeit dar, Informationen über wichtige Flammenparameter wie die Wärmefreisetzung und die Stöchiometrie zu erhalten [13, 15–24].

Die Ruß- und NO_x -Emission einer Flamme ist insbesondere von ihrer (lokalen) Stöchiometrie und der vorherrschenden Temperatur abhängig. Dec [25] hat diese Informationen für einen Dieselmotor anschaulich dargestellt (Abbildung 1.1). Zwar gilt der gezeigte Graph streng genommen nur für die Dieselverbrennung, jedoch ist das Prinzip auch auf andere

¹Eigentlich ist CO_2 kein „richtiger“ Schadstoff da er nicht giftig oder gesundheitsschädlich ist. Im Zusammenhang mit der Energiewende ist die CO_2 -Emission auf Grund der Treibhauseffekt fördernden Wirkung jedoch unerwünscht, weshalb CO_2 auch als Schadstoff bezeichnet werden kann.

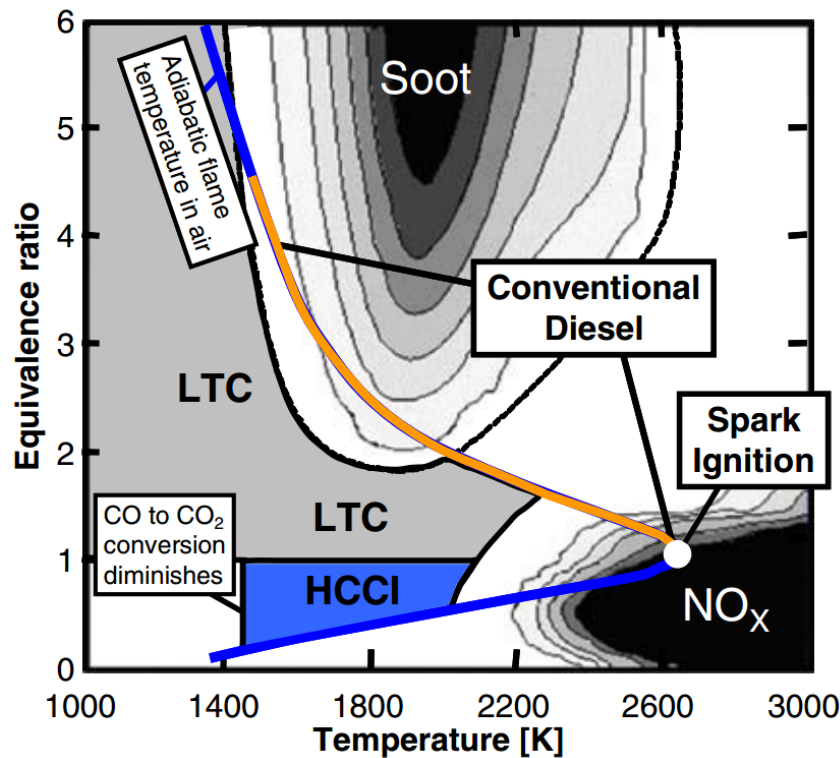


Abbildung 1.1: Diagramm der Abhängigkeit der NO_x - und Ruß-Produktion in Abhängigkeit der Stöchiometrie ϕ und Temperatur (entnommen aus [25]).

Verbrennungssysteme übertragbar. Grundsätzlich gilt bei adiabaten Flammenbedingungen für brennstoffreiche Flammen, dass entweder die Ruß-, oder die NO_x -Produktion reduziert werden kann (Ruß- NO_x -Schere), aber nicht beides gleichzeitig. Aufgetragen ist die Ruß- (*Soot*) und NO_x -Produktion in Abhängigkeit von Stöchiometrie und Temperatur. Zusätzlich ist die adiabatische Flammentemperatur als Funktion der Stöchiometrie aufgetragen. Zu erkennen ist, dass für gewöhnliche Betriebsbedingungen ($\phi > 1$) die adiabatische Flammentemperatur sowohl die NO_x - wie auch die Ruß-Produktionszonen durchschreitet. Eine Möglichkeit um entweder die Ruß- oder NO_x -Produktion zu vermeiden, ist daher der Einsatz einer vorgemischten Verbrennung und damit einer konstanten Stöchiometrie. Ein anderer Ansatz ist, z.B. durch Vorwärmung der Brenngase, die Flammentemperatur zu reduzieren, um so eine Niedertemperaturverbrennung (*Low Temperature Combustion*, LTC) zu erzielen. Wird dieser Ansatz mit einer mageren Verbrennung, welche geringe adiabatische Flammentemperaturen aufweist, kombiniert, so wird ein Bereich betreten, welcher z.B. in HCCI (*Homogeneous Charge Compression Ignition*) Motoren erreicht werden soll.

Derselbe Ansatz wird auch im Bereich der Erdgasverbrennung verfolgt. Hier werden die Gase vorgeheizt, vermischt und anschließend unter möglichst mageren Bedingungen verbrannt. Es kann zudem eine Abgasrückführung oder eine Abgasrezirkulation eingesetzt werden, um den Schadstoffausstoß noch weiter zu reduzieren. Dieses Vorgehen wird sowohl bei klassischen Drallbrennersystemen [26] wie auch modernen MILD (*Moderate or Intense Low Oxygen Dilution*) [27–33] Brennern genutzt. MILD Bedingungen, auch als FLOX (*Flameless Oxidation*) Bedingungen [34, 35] bekannt, zeichnen sich durch eine Erhitzung der Gase auf Temperaturen oberhalb der Selbstzündungstemperatur aus, unter denen das hoch verdünnte Gemisch selbstständig zündet.

Aufbauend auf den Untersuchungen des Hochtemperaturbereichs [5, 6], in dem Flammen annähernd ihre adiabatische Flammentemperatur erreichen, wird daher vermehrt der Niedertemperaturbereich im Hinblick auf neue bzw. andere Verbrennungsreaktionen hin erforscht. Wie in Abbildung 1.1 gezeigt, wird ausgehend von der Verbrennung im Motor bereits unterhalb 1900 K von „Niedertemperatur“ gesprochen, da bereits hier eine deutliche Reduktion der NO_x -Produktion eintritt. In der Flammenforschung wird der Bereich zwischen 1200 bis 1800 K dagegen eher als „*intermediate*“, d.h. zwischen der Hoch- und Niedertemperaturverbrennung liegend, bezeichnet. Dieser Bereich kann sowohl unter HCCI Bedingungen, wie auch durch hochverdünnte ($>90\%$), brennerstabilisierte Flammen erreicht werden [7]. Der Niedertemperaturbereich, wie er in der Flammenforschung definiert wird, ist dagegen deutlich kälter und weist, je nach Brennstoff², eine eigene Niedertemperaturkinetik auf. Die Niedertemperaturkinetik schließlich wird durch die Existenz eines negativen Temperaturkoeffizienten³ definiert [4, 36].

Werden moderne Gaskraftwerke unter solch optimierten Bedingungen betrieben, kann der Schadstoffausstoß signifikant reduziert werden. Allerdings wird hierdurch die Auswahl an

²Methan besitzt keine Niedertemperaturkinetik, auch wenn es lange Zeit vermutet wurde. Dimethylether (DME) z.B. dagegen schon [4, 36].

³Der Temperaturkoeffizient wie er in der Arrheniusgleichung vorkommt, ist normalerweise immer positiv. Durch mechanismusbedingte Besonderheiten der Verbrennung und Kombination der Reaktionskonstanten und ihrer Temperaturabhängigkeit muss jedoch eine erhöhte Temperatur nicht zu einem erhöhten Brennstoffumsatz führen. Stattdessen wird bei geringen Temperaturen ein hoher Brennstoffverbrauch gefunden, während bei geringfügig höherer Temperatur ein niedrigerer Verbrauch gemessen wird.

Turbinendesigns und Betriebsbedingungen stark eingeschränkt. Unter diesen Randbedingungen stellen Verbrennungsinstationaritäten [37, 38] eines der größten Risiken bezüglich der Neu- und Weiterentwicklung von Gasturbinen dar [3]. Verbrennungsinstationaritäten gehen auf eine Kopplung des akustischen Feldes der Brennkammer mit einer sich periodisch ändernden Wärmefreisetzung der Flamme zurück. Werden Verbrennungsinstationaritäten erst im Test der fertigen Turbine erkannt, verursacht dies hohe Kosten, da die Instationaritäten die Leistung verringern und den Verschleiß heißer Teile stark erhöhen. Verbrennungsinstationaritäten treten bevorzugt unter mageren Bedingungen im Vergleich zu Diffusionsflammen auf, da hierbei auf zusätzliche Öffnungen zur Lufteinleitung verzichtet werden kann. Durch die fehlenden Löcher wird die akustische Dämpfung des Systems stark herabgesetzt, und so die Entstehung und Aufrechterhaltung von Instationaritäten stark begünstigt. Um dies im Betrieb kontrollieren zu können, werden mehrere Brenn- und Luftstromkreisläufe in einer Brennkammer mit mehreren Brennerköpfen realisiert, um so die lokale Stöchiometrie und damit die lokale Temperatur anpassen zu können. Hierdurch werden Verbrennungsinstationaritäten unterdrückt, jedoch auf Kosten eines erhöhten NO_x Ausstoßes [3, 37]. Zusätzlich kann es unter schadstoffarmen, d.h. sehr mageren, Bedingungen schneller zum „mageren Blowout“⁴ kommen, was einen Neustart der Turbine notwendig macht. Um dies zu verhindern, muss in der Praxis auf etwas fettere Gemische zurückgegriffen werden, was wiederum den NO_x Ausstoß erhöht [3]. Daher werden große Anstrengungen unternommen Verbrennungsinstationaritäten zu detektieren, zu verstehen und, z.B. durch Einsatz einer modellprädiktiven Regelung (MPR), zu kontrollieren [14, 39–59].

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass Verbrennungsinstationaritäten eines der am schwierigsten vorherzusagenden und schlecht verstandensten Probleme in der Verbrennung sind. Der Sonderforschungsbereich 686 (SFB 686) „Modellbasierte Regelung der homogenisierten Niedertemperatur-Verbrennung“ der DFG besitzt daher als Teilziel seiner Arbeit den Aufbau eines grundlegenden Verständnisses von Verbrennungsintabilitäten. Daher werden im Projekt C5 „Aktive Kontrolle - Untersuchungen zur Regelung der Niedertemperatur-Verbrennung mittels Chemilumineszenz“ Verbrennungsinstationa-

⁴Unterhalb eines bestimmten Brennstoffanteils ist die Mischung nicht mehr brennbar, so dass die Flamme verlöscht.

ritäten mit Hilfe des Flammeneigenleuchtens experimentell untersucht. Die so gewonnenen Ergebnisse fließen dann in die von Projekt C1 „Numerische Analyse von Brennkammerschwingungen anhand eines hybriden Fluidmechanik/Aeroakustik Verfahrens“ durchzuführende Simulationen ein. Hierauf aufbauend kann eine modellprädiktive Regelung des Experiments von Projekt A5 „Prozessführung und Stabilisierung hochdynamischer Verbrennungsvorgänge in Brennkammern in einem erweiterten Arbeitsbereich“ entwickelt werden.

2 Zielsetzung

In dieser Arbeit, die im Rahmen des Projekts C5 des SFB 686 entstand, soll eine Brennkammer aufgebaut werden, die unter manchen Betriebsbedingungen Verbrennungsinstabilitäten zeigt. Diese soll so gestaltet werden, dass eine einfache zweidimensionale Simulation der Geometrie samt Verbrennungsprozess möglich ist. Weiterhin soll die Brennkammer mit geeigneten Sensoren zur Detektion der Druck- und Wärmefreisetzungsschwankungen ausgestattet werden.

Als bereits etablierte Methode zur Charakterisierung von Verbrennungsinstabilitäten sollen Mikrofone zur Messung der auftretenden Druckschwankungen genutzt werden. Aufbauend auf bereits zuvor in der Arbeitsgruppe durchgeführten Grundlagenuntersuchungen zur Chemilumineszenzemission von vorgemischten Niederdruckflammen [16, 17, 24], soll in dieser Arbeit die Proportionalität zwischen der Chemilumineszenzemission und der Wärmefreisetzung der Flamme ausgenutzt werden [60]. Hierzu soll ein robustes und kosteneffizientes Detektionssystem aufgebaut werden, dass in der Lage ist die Chemilumineszenz- und damit die Wärmefreisetzungsschwankungen in Echtzeit zu detektieren und einer aktiven Regelung zur Verfügung zu stellen. Ergänzend sollen zweidimensionale Chemilumineszenzbilder aufgenommen werden, um so die lokale Wärmefreisetzung der Flamme mit den auftretenden Druckschwankungen zu korrelieren.

Aufbauend auf den gewonnenen Ergebnissen sollen Mechanismen, die zur Bildung und Aufrechterhaltung von Verbrennungsinstabilitäten dienen, identifiziert werden. Hierzu soll zunächst die Flammenantwort auf eine gezielte akustische Anregung untersucht werden. Darauf aufbauend sollen verschiedene, selbstständig oszillierende Flammen charakterisiert werden.

Zur Interpretation der Informationen über die lokale Wärmefreisetzung der oszillierenden

Flamme sind zweidimensionale Informationen über die durchlaufende Druckwelle erforderlich. Hierzu ist die Auswahl, Test und Erprobung geeigneter Messtechnik Ziel dieser Arbeit.

Neben der Regelung einer selbstständig oszillierenden Flamme mit Hilfe eines Lautsprechers, soll in dieser Arbeit ein geeigneter Aktuator zur Beeinflussung der Flammenoszillation entwickelt und charakterisiert werden. Der Aktuator muss dazu in Echtzeit ansteuerbar sein und im Idealfall die Wärmefreisetzung der Flamme beeinflussen, um so die akustische Beeinflussung der Flamme optimal ergänzen zu können.

3 Theoretische Grundlagen

Verbrennungsinstationaritäten beruhen auf einer Kopplung der Wärmefreisetzung der Flamme mit dem akustischen Feld der Brennkammer. In diesem Kapitel werden daher zunächst wichtige Kenngrößen zur Beschreibung einer Flamme eingeführt, um darauf aufbauend die Grundlagen von Verbrennungsinstationaritäten zu erläutern. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Entwicklung neuartiger Sensorsysteme für eine aktive Regelung. Daher werden zunächst die Grundlagen der Regelungstechnik diskutiert um daraufhin die verschiedenen in dieser Arbeit verwendeten Detektionstechniken zu erläutern. Abgeschlossen wird dieses Kapitel mit der Erläuterung der Wirkungsweise eines Hochspannungsfeldes auf eine Flamme.

3.1 Flammen

Als Verbrennung wird die Oxidationsreaktion eines Brennstoffes (z.B. Methan oder andere Kohlenwasserstoffe¹) mit einem Oxidator verstanden. In der Verbrennungschemie wird als Oxidator fast immer molekularer Sauerstoff, entweder rein oder als Bestandteil der Luft, verwendet². Allen Verbrennungen gemeinsam ist, dass es sich um stark exotherme, teils explosive, Redoxreaktionen handelt, bei denen hochreaktive Verbrennungsintermediate wie z.B. Radikale auftreten. In dieser Arbeit wird nur die, technisch relevante, Verbrennung

¹Im Zuge der Untersuchung von biogenen (d.h. aus biologischen Quellen wie Pflanzenölen oder Zelluloseabbauprodukten stammenden Brennstoffen) Brennstoffen, gewinnen auch Verbindungen mit brennstoffinternen Stickstoff- und Sauerstoffatomen an Bedeutung.

²Allerdings handelt es sich z.B. auch bei der Umsetzung von Lithium (Reduktionsmittel) mit CO_2 (Oxidationsmittel) um eine Verbrennung.

von Methan³ mit Luft betrachtet, wie sie z.B. in Gasturbinen stattfindet.

Als (sichtbare) Flammenfront wird im allgemeinen die Reaktionszone der Flamme bezeichnet, die das unverbrannte Frischgas vom Abgas trennt [61]. Örtlich definiert wird diese häufig als Ort der höchsten Temperatur, bzw. des Temperaturgradienten zwischen dem kalten unverbrannten Frischgas und des heißen Abgases. Dieser Temperaturanstieg wird durch die starke Wärmefreisetzung der Redoxreaktion hervorgerufen. Gekennzeichnet wird dieser Bereich durch das Auftreten von chemilumineszierenden Molekülen und anderen hochreaktiven Verbrennungsintermediaten. So werden z.B. die mittels PLIF (*planar laser induced fluorescence*) bestimmten Maxima der OH, CH, C₂ oder HCO Konzentration als Ort der Flammenoberfläche definiert.

Eine stabile, d.h. sich mit der Zeit nicht verändernde Flamme wird dann erreicht, wenn die Flussgeschwindigkeit des Frischgases genau so hoch ist wie die Flammengeschwindigkeit⁴. Als laminare Flammengeschwindigkeit v_F wird der Quotient aus der Strecke δ_{Fl} definiert, die von der Flammenfront in der Zeit τ zurücklegt wird:

$$v_F = \frac{\delta_{Fl}}{\tau} \quad (3.1)$$

Diese Definition bezieht sich auf eine ebene Flammenfront die sich in einem unbewegten Gasstrom fortbewegt. Modifiziert wird die Flammengeschwindigkeit jedoch durch Krümmungseffekte der Flammenfront sowie Kühlungseffekte (z.B. zum Brenner hin), weshalb die effektive Flammengeschwindigkeit stark von der laminaren Flammengeschwindigkeit abweichen kann. Überschreitet die Flussgeschwindigkeit die Flammengeschwindigkeit, so kommt es zum *blow off*, also zum Abheben und anschließendem Verlöschen der Flamme. Eine laminare stabile Flamme bei höheren Flussgeschwindigkeiten kann dennoch erreicht werden, wenn die Flammenoberfläche in einem Winkel θ zur Flussrichtung steht, da so die effektive Flammengeschwindigkeit v_L nach

$$v_L = v_F \cdot \sin \theta \quad (3.2)$$

gesteigert wird. Unter turbulenten Bedingungen können zudem sehr viel höhere Flammengeschwindigkeiten erreicht werden [62].

³Erdgas besteht zu 70 bis 90 % aus Methan [61], weshalb es in der Forschung als Erdgasersatz dient.

⁴Die maximale Flammengeschwindigkeit, die von einer Methan/Luft-Flamme erreicht werden kann, beträgt 0,35 $\frac{m}{s}$ (Acetylen/Luft: 1,5 $\frac{m}{s}$; Wasserstoff/Luft: 2,8 $\frac{m}{s}$) [61].

Eine Strömung kann entweder laminar oder turbulent sein. Phänomenologisch äußert sich eine turbulente Verbrennung durch das Auftreten von Verwirbelungen im Strömungsfeld, wodurch eine flackernde Flamme entsteht. Während die Laminarität molekulare Wirbel beinhalten kann, wird die Turbulenz durch makroskopische Wirbel von Molekülgruppen definiert. Die turbulente Strömung ist lokal instationär und hat die Tendenz sich quer zur Hauptströmungsrichtung stark zu vermischen. Die Turbulenz ist also gekennzeichnet durch dreidimensionale, stochastisch instationäre Bewegungen der Fluidteilchen [63]. Zur Abschätzung ob eine Strömung laminar oder turbulent ist, hat sich die Reynoldszahl Re als dimensionslose Kennzahl etabliert.

$$Re = \frac{v_m \cdot d}{\nu} \quad (3.3)$$

Für den einfachsten Fall einer Rohrströmung ist die Reynoldszahl als Quotient aus der gemittelten Strömungsgeschwindigkeit v_m , des Durchmessers d und der kinematischen Viskosität des Fluids ν definiert. Unterhalb der kritischen Reynoldszahl $Re_{krit} = 2320$ [63] wird von einer laminaren Strömung ausgegangen, während bei höheren Reynoldszahlen turbulente Bedingungen auftreten können, aber nicht zwingend auftreten müssen. So ist es unter störungsfreien Laborbedingungen schon gelungen, Rohrströmungen bis zu einer Reynoldszahl von $Re = 40000$ laminar zu halten [63].

Als stöchiometrische Verbrennung wird die Reaktion einer Mischung von Brennstoff und Sauerstoff bezeichnet, bei der eine vollständige Umsetzung zu CO_2 und H_2O erfolgen könnte. Bei der folgenden Reaktionsgleichung handelt es sich um die stöchiometrische Verbrennung von Methan:



Das Verhältnis Brennstoff zu Oxidator beträgt für eine stöchiometrische Verbrennung von Methan 1/2:

$$\left(\frac{\text{Brennstoff}}{\text{Oxidator}} \right)_{\text{stöchiometrisch}} = \frac{n_{\text{CH}_4}}{n_{\text{O}_2}} = \frac{1}{2} \quad (3.5)$$

Die Zusammensetzung einer Flamme wird häufig über ihre Stöchiometrie ϕ angegeben.

Diese wird durch das Verhältnis der Stoffmengen n von Brennstoff zu Oxidator, normiert auf eine stöchiometrische Verbrennung (vgl. Gleichung 3.4), beschrieben.

$$\phi = \frac{\frac{n(\text{Brennstoff})}{n(\text{Oxidator})}}{\frac{n(\text{Brennstoff, stöch.})}{n(\text{Oxidator, stöch.})}} \quad (3.6)$$

Eine stöchiometrische Verbrennung liegt bei $\phi = 1$ vor, während bei einem $\phi < 1$ von einer mageren (Oxidator im Überschuss) und bei $\phi > 1$ von einer fetten (Brennstoff im Überschuss) Verbrennung gesprochen wird. Eine weitere Möglichkeit die Zusammensetzung einer Flamme anzugeben ist die Luftzahl λ , die insbesondere zur Beschreibung von sehr mageren Flammen verwendet wird.

$$\lambda = \frac{1}{\phi} \quad (3.7)$$

Es wird weiterhin zwischen vorgemischten und Diffusionsflammen unterschieden. Im Fall einer vorgemischten Verbrennung werden Oxidator und Brennstoff vor Erreichen der Reaktionszone vollständig vermischt, so dass die Stöchiometrie über das gesamte Flammenvolumen hinweg konstant ist. Im Falle einer Diffusionsflamme werden die Gasströme erst in der Reaktionszone der Flamme miteinander vermischt, so dass Bereiche mit hoher bzw. niedriger Stöchiometrie entstehen. Häufig wird auf Grund der teils fetten Verbrennung bei Diffusionsflammen eine unvollständige Verbrennung inklusive einer erhöhten Rußproduktion gefunden⁵.

3.2 Ausgewählte Spezies der Methan/Luft-Verbrennung

In Abbildung 3.1 ist exemplarisch der Reaktionsmechanismus der Methanverbrennung, adaptiert aus dem GRI- (*Gas Research Institute*) Mechanismus [64], dargestellt. Der Hauptreaktionspfad ist durch den grünen Pfeil hervorgehoben. Die Zündung erfolgt durch eine H-Abstraktion von CH_4 unter Bildung des $\text{CH}_3\cdot$ Radikals. Die hierfür benötigten $\text{H}\cdot$, $\text{OH}\cdot$ oder O_2 Radikale werden dabei entweder durch nachfolgende Reaktionen gebildet

⁵Das einfachste Beispiel einer Diffusionsflamme ist eine Kerze.

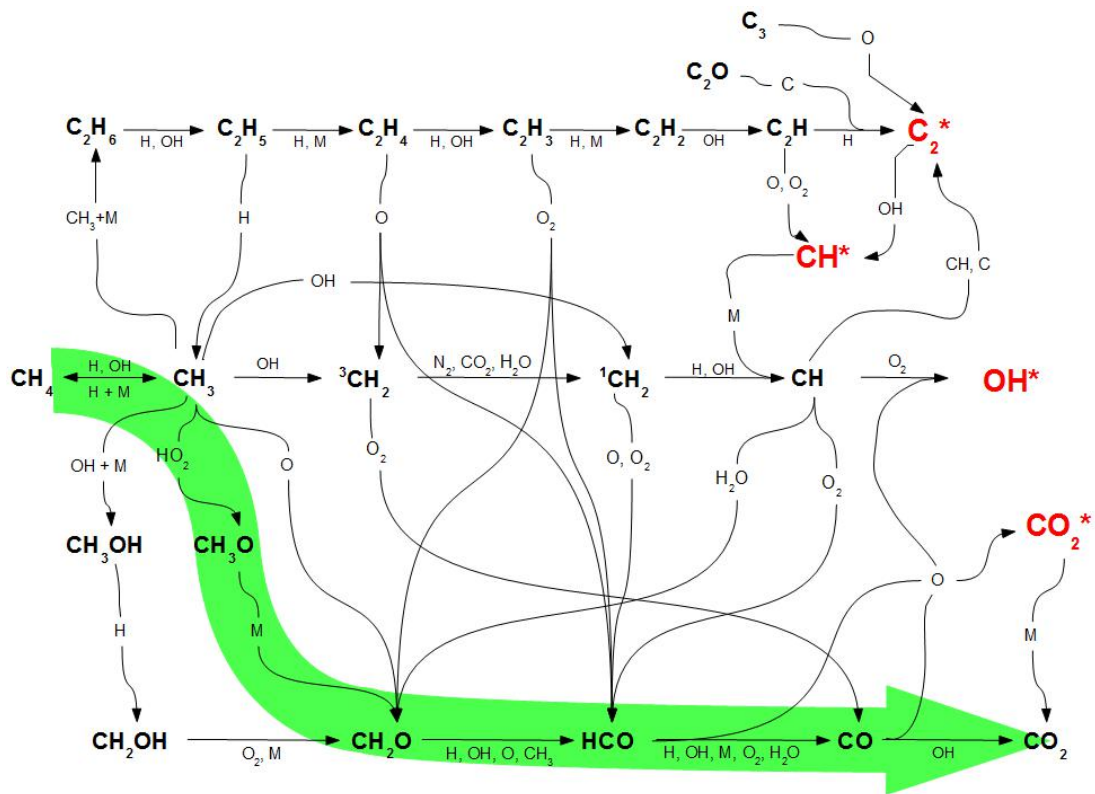


Abbildung 3.1: Vereinfachter Methan-Verbrennungsmechanismus (adaptiert nach [64]). Der grüne Pfeil kennzeichnet den Hauptreaktionspfad unter stöchiometrischen Verbrennungsbedingungen.

oder durch Dissoziation von H_2O und O_2 bei hohen Temperaturen⁶ erhalten. Unter stöchiometrischen sowie mageren Verbrennungsbedingungen erfolgt die anschließende Oxidation von $\text{CH}_3\cdot$ über Formaldehyd zu CO und CO_2 . Unter fetten Bedingungen werden dagegen insbesondere auch C_2 -Verbindungen wie z.B. Ethylen (C_2H_4), welches als Rußvorläufer gilt, gebildet. Am Ende dieses Reaktionszweiges kann C_2^* als chemilumineszente Spezies gebildet werden. Daher wird unter fetten Verbrennungsbedingungen eine auf Grund der C_2^* Chemilumineszenz grüne Flamme gefunden, während unter mageren Bedingungen die C_2^* Chemilumineszenz vernachlässigt werden kann.

Eine weitere, nicht in Abbildung 3.1 dargestellte, bei der Verbrennung mit Luft entstehende Verbindung ist das NO -Radikal, welches weiter zu NO_2 und NO_3 aufoxidiert werden kann. Diese Stickstoffoxide werden allgemein als NO_x bezeichnet. Bei der Verbrennung mit

⁶Wobei die Dissoziation von H_2O bereits bei niedrigeren Temperaturen stattfindet als die Dissoziation von O_2 .

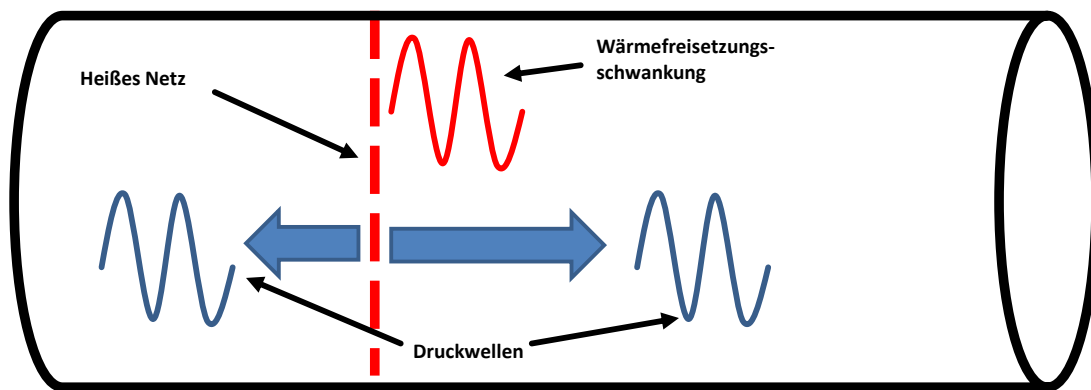


Abbildung 3.2: Skizzenhafte Darstellung einer Rijke Röhre.

Luft sind zwei Produktionsmechanismen zu unterscheiden. Unterhalb von 1000 K ist der Prompt-Mechanismus dominierend. Hierbei wird initial der molekulare Stickstoff N_2 durch das $CH\cdot$ Radikal unter Bildung von N und HCN angegriffen. Damit ist die NO -Bildung nach dem Prompt-Mechanismus örtlich auf Zonen mit signifikanten $CH\cdot$ Konzentrationen beschränkt. Oberhalb von 1000 K, und damit in den meisten Flammen die Temperaturen von etwa 1800-2200 K aufweisen, dominiert dagegen der Zeldovich-Mechanismus. Dieser Mechanismus ist temperaturkontrolliert, da zunächst die thermische Spaltung von N_2 geschwindigkeitsbestimmend ist [62].



Auf Grund des durch den Zeldovich-Mechanismus produzierten NO_x wird daher versucht, die Verbrennung bei möglichst niedrigen Temperaturen, d.h. besonders mager, ablaufen zu lassen⁷. Wird ein Brennstoff verbrannt, welcher intramolekular gebundenen Stickstoff enthält, wird dieser ebenfalls zu NO_x umgesetzt und so der minimal erreichbare NO_x -Ausstoß heraufgesetzt.

3.3 Verbrennungsinstationaritäten

Die Rijke Röhre (*Rijke tube*), benannt nach P. L. Rijke, ist seit 1859 ein beliebtes Experiment zur Untersuchung von thermoakustischen Oszillationen. Die an beiden Enden offene Röhre besitzt in ihrer unteren Hälfte ein Gitter, welches entweder elektrisch oder durch eine Flamme geheizt werden kann. Die senkrecht gehaltene Rijke Röhre (in Abbildung 3.2 horizontal dargestellt⁸) emittiert eine deutlich hörbare akustische Welle mit einer charakteristischen, der Eigenfrequenz der Röhre entsprechenden, Frequenz. Diese Schallproduktion, auch als Rijke Phänomen bekannt, ist ein klassisches Beispiel für ein thermoakustisches Phänomen. Der Begriff der Thermoakustik bezieht sich auf die Erzeugung einer Schallwelle durch einen Energietransfer von einer thermischen Energiequelle (z.B. ein heißes Netz oder eine Flamme) zu der Eigenmode⁹ der Brennkammer. Verlässt ein Teil der Schallwelle die Brennkammer (ein großer Teil wird selbst bei einem offenen Ende reflektiert), so ist dieser Anteil als Ton zu hören. Auch wenn die Rijke Röhre ein sehr einfaches Beispiel für das Auftreten thermoakustischer Oszillationen ist, so ist das Grundprinzip auch bei komplizierteren Geometrien und Brennkammern das Gleiche. Am Anfang steht eine zufällige erhöhte Wärmeabgabe an das die Röhre durchströmende Gas, bzw. eine solche wird durch eine leichte Unregelmäßigkeit im Gasstrom induziert. Erreicht ein solches Gaspaket die Wärmequelle (siehe Abbildung 3.2), so wird dieses stark erwärmt. Nach dem idealen Gasgesetz führt ein Temperaturanstieg im Gaspaket zu einem erhöhten Druck bei gleich bleibendem Volumen. Dieses Gaspaket expandiert, wodurch eine Druckwelle erzeugt wird, welche sich in alle Richtungen ausbreitet. Durch Reflektion an den Enden der Röhre bzw. der Brennkammer, beeinflusst diese Druckwelle wiederum den Gasstrom. So erreicht ein Gaspaket mit erhöhtem Druck die Wärmequelle und wird wiederum erwärmt und hierdurch die Druckwelle verstärkt.

⁷Weist der verwendete Brennstoff interne Stickstoffatome auf, werden diese ebenfalls zu NO_x aufoxidiert.

⁸Da eine aufsteigende Strömung benötigt wird, funktioniert die *Rijke tube* nur im senkrechten Aufbau und nicht in der horizontalen.

⁹Jedes Objekt besitzt eine oder mehrere charakteristische Eigenfrequenzen/-moden. Bei Anregung wird diese Frequenz vom Objekt kaum gedämpft, so dass sich starke Schwingungsamplituden aufbauen können.

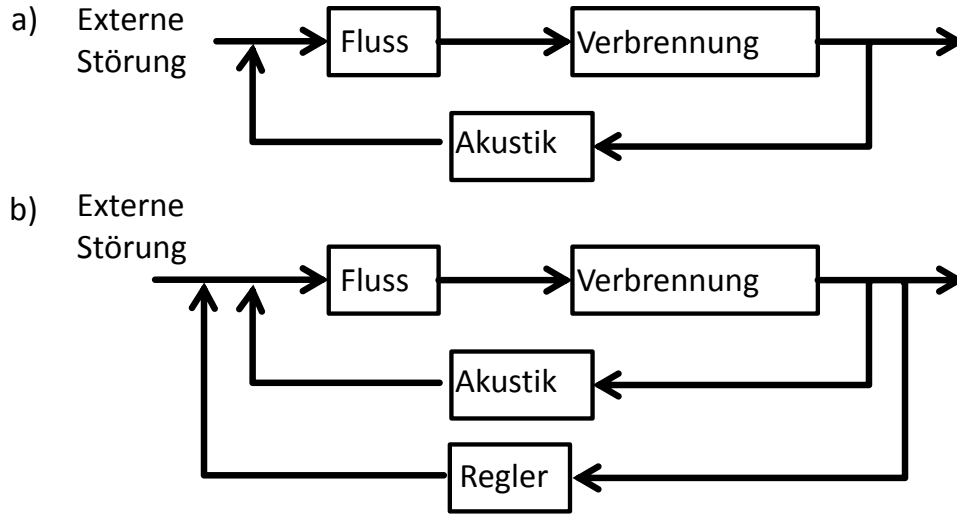


Abbildung 3.3: (a) Schema der Entstehung von Verbrennungsinstabilitäten durch akustische Rückkopplung. (b) Aktive Kontrolle zur Stabilisierung des Systems [65].

Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 3.3 a) dargestellt. Durch die Rückkopplung der Akustik mit dem Strömungsfeld kann eine zufällige Unregelmäßigkeit im Gasstrom soweit verstärkt werden bis die der Druckwelle zugeführte Energie komplett von den Verlustprozessen (z.B. dem Druckwellenverlust an die Umgebung) ausgeglichen wird. Ist dies der Fall wird von „*limit cycle*“ Bedingungen gesprochen. Der mathematische Zusammenhang wurde erstmals von Lord Rayleigh hergestellt und ist seitdem als das Rayleigh Kriterium bekannt [66].

$$\int_V \int_t \dot{p}(x, t) \dot{q}(x, t) dt dV \geq \int_V \int_t \sum_i L_i(x, t) dt dV \quad (3.9)$$

Der erste Teil des Kriteriums sagt aus, dass die Wärmefreisetzungsschwankung $\dot{q}(x, t)$ am Ort x und Zeit t in Phase mit der Druckschwankung $\dot{p}(x, t)$ sein muss. D.h. nur wenn die Wärmequelle an einem Zeitpunkt überdurchschnittlich viel Wärme abgibt zu dem gleichzeitig ein erhöhter Druck vorliegt, kann die Druckwelle verstärkt werden. Dies hat zur Konsequenz, dass durch Wahl der Position der Wärmequelle innerhalb der Brennkammer die Interaktionsstärke verändert werden kann, da die Position der Druckwellenmaxima und -minima durch die Eigenfrequenz der Brennkammer vorgegeben wird. Im Fall einer beidseitig offenen Röhre bedeutet dies, dass die Wärmequelle in der unteren Hälfte der Brennkammer platziert werden muss [67]. Die rechte Seite des Rayleigh Kriteriums sagt aus, dass die der akustischen Mode hinzugefügten Energie größer sein muss als die Summe

aller Verlustprozesse. Diese Gleichung bildet bis heute die theoretische Basis zur Beschreibung von Verbrennungsinstabilitäten [49], auch wenn z.B. diskutiert wird, ob im Rayleigh Kriterium auch Entropieänderungen berücksichtigt werden sollten [68]. Treten gemäß dem Rayleigh Kriterium akustische Oszillationen auf, so sind diese i.d.R. nicht erwünscht. Eine Möglichkeit die Oszillationen zu kontrollieren ist der Einsatz einer aktiven Regelung. Hierbei wird das System (die Rijke Röhre) so beeinflusst, dass keine Verstärkung der eingehenden Druckwelle durch die Wärmequelle erfolgt, sondern diese im Idealfall sogar gedämpft wird. Ziel ist dabei die Druck- und Wärmefreisetzungsschwankungen außer Phase zu bringen. Erreicht werden kann dies entweder durch eine Beeinflussung der Wärmefreisetzung oder durch eine Beeinflussung der Akustik des Systems (siehe Abbildung 3.3 b). Im letzteren Fall kann z.B. ein Lautsprecher zur Regelung eingesetzt werden [56, 69, 70]. Die Beeinflussung der Wärmefreisetzung erfolgt dagegen meist durch eine Variation des Gasflusses [43, 53, 71, 72]. Ein sehr gutes Review zur Regelung von Verbrennungsinstabilitäten (eine Verbrennung bei der thermoakustische Oszillationen auftreten) gibt es von Dowling et al. [50].

Die Rijke Röhre ist auf Grund ihrer Einfachheit ein beliebtes Untersuchungsobjekt von thermoakustischen Oszillationen. Ein umfangreiches Review gibt es z.B. schon von 1968 von K. Feldman [73]. Seitdem hat sich das Interesse insbesondere der Interaktion von Flammen mit der akustischen Mode der Brennkammer zugewandt [74, 75]. Ziel ist hier insbesondere die Voraussage der Oszillation, ihrer Frequenz und Amplitude, sowie das exakte Flammenverhalten und dadurch die Bestimmung des Orts der Druckwellenerzeugung bzw. -verstärkung sowohl mit experimentellen Methoden, aber auch mit Hilfe von Computersimulationen [13, 76–81]. Die experimentelle Bandbreite der untersuchten Flammen reicht dabei von laminaren Flammen [48, 52, 74, 81–85] bis hin zu technisch relevanteren, aber schwerer zu beschreibenden, Drallbrennern [11, 12, 26, 86–91].

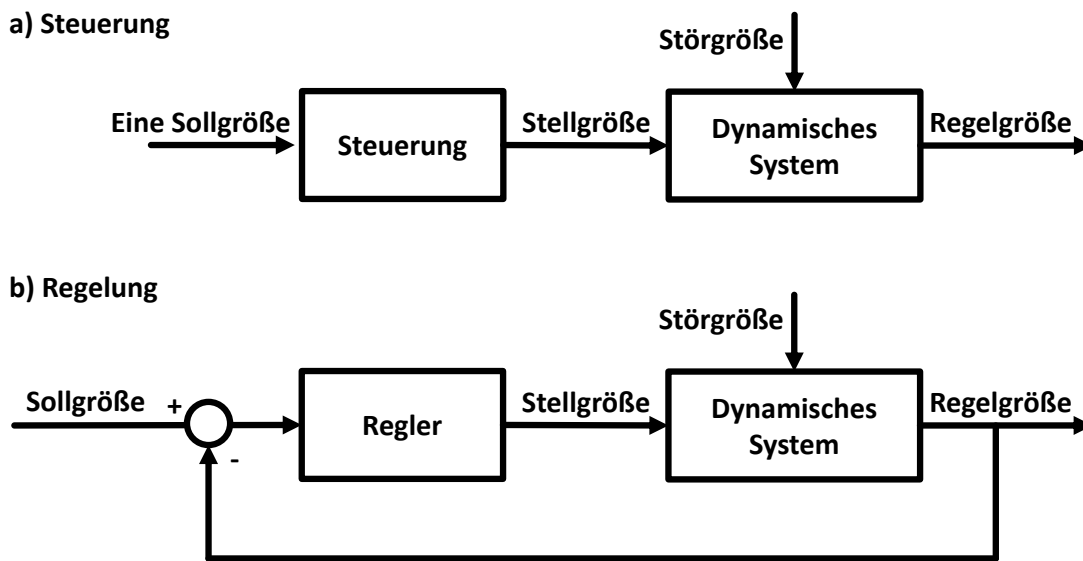


Abbildung 3.4: Unterschied zwischen einer Steuerung und Regelung.

3.4 Regelung

Eine Regelung versucht im Allgemeinen eine gewünschte Zielvorgabe mit Hilfe der ihr zur Verfügung stehenden Stellgrößen zu erreichen. Anders ausgedrückt ist die Regelungstechnik die Lehre von der gezielten Beeinflussung dynamischer Systeme. Ein dynamisches System ist hierbei ein System, welches einer zeitlichen Änderung unterliegt. Das dynamische System kann mit Hilfe von Stellgrößen beeinflusst werden, wobei das System auch noch von Störgrößen beeinflusst wird (Abbildung 3.4). Als messbaren Ausgang verfügt das System über eine oder mehrere Regelgrößen. Ziel der Regelungstechnik ist die Beeinflussung des Systems mit Hilfe der Stellgrößen, so dass die Regelgröße einen zuvor bestimmten Wert annimmt. Hierzu stehen der Regelungstechnik zwei grundsätzlich verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung. Es kann auf eine Steuerung (*open loop control*), oder auf eine Regelung (*closed loop control*) zurückgegriffen werden. Eine Steuerung wirkt auf die Stellgrößen ein und beeinflusst dadurch die Regelgrößen (Abbildung 3.4 a). Jedoch weiß die Steuerung nicht, ob die Regelgröße den gewünschten Wert auch annimmt, weshalb es sich um einen offenen Regelkreis handelt. Dadurch ist die Steuerung für Probleme wie Instabilitäten (d.h. auch Verbrennungsinstabilitäten wie sie in dieser Arbeit untersucht werden), starken (externen) Störungen oder nicht genau bekannten Prozessen ungeeignet.

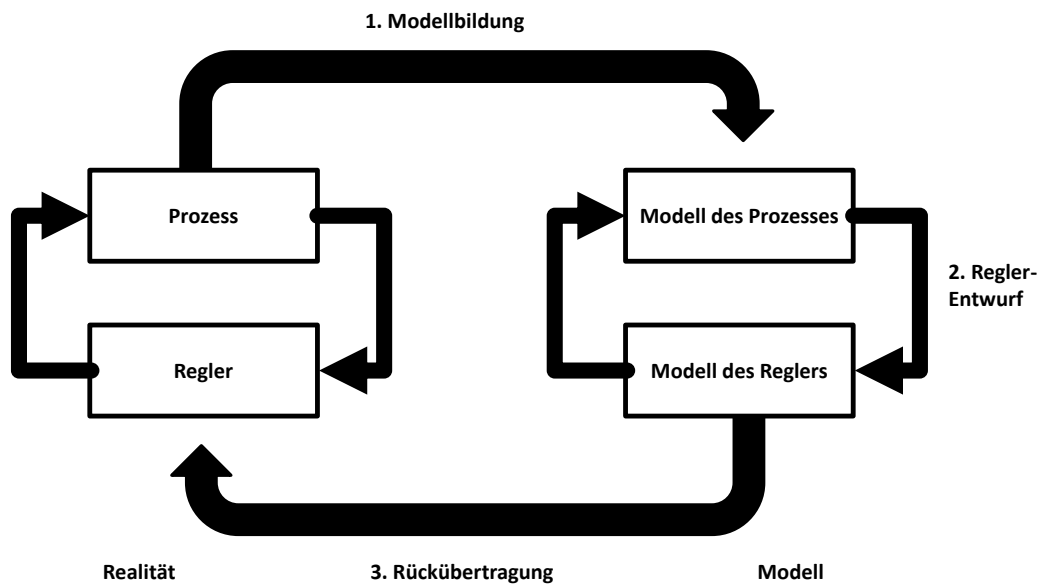


Abbildung 3.5: Allgemeines Vorgehen in der Regelungstechnik zur Auslegung eines Reglers.

Eine Regelung im geschlossenen Regelkreis hingegen weiß durch Vergleich der Regelgröße mit der Sollgröße, ob die Regelgröße den gewünschten Wert besitzt. Diese, in Abbildung 3.4 b) dargestellte, Rückführung der Regelgröße ist damit auch der Unterschied zu einer gewöhnlichen Steuerung [92].

Der erste Schritt der Entwicklung eines modellbasierten, prädiktiven Regelverfahrens ist die Modellbildung des realen Prozesses. Hierfür ist es notwendig, ein möglichst genaues (auf physikalischen Parametern basierendes) Modell des Prozesses zu erstellen. Handelt es sich um ein rein auf physikalischen Parametern basiertes Modell, wird von einem „*White Box*“ Modell gesprochen. Ein rein phänomenologisches Modell wird dagegen als „*Black Box*“ bezeichnet. Die Modellidentifikation eines *Black Box* Modells kann dabei z.B. durch Korrelationsanalysen erfolgen [93]. Als zweiter Schritt erfolgt die Auslegung eines Reglers am Modell. In diesem Schritt wird der Regler am physikalischen Modell getestet. Dieser Schritt ist wichtig, da so bereits in der Simulation Fehler und Schwachstellen im Reglerdesign erkannt und behoben werden können, ohne am realen Prozess (teure) Tests durchführen zu müssen. Als letzter Schritt erfolgt die Rückübertragung des Reglers auf den realen Prozess. Dieses allgemeine Vorgehen in der Regelungstechnik ist in Abbildung

3.5 dargestellt [92].

Die Modellbildung hat das allgemeine Ziel die Realität durch mathematische Modelle möglichst genau und umfassend abzubilden. Während im realen System verlustbehaftete Vorgänge vorliegen und zufällige Störungen auftreten können, so handelt es sich bei dem Modell immer um ein idealisiertes Modell. Dieses versucht die Realität mittels Differentialgleichungen und diskreten Strukturen zu beschreiben. Im Idealfall werden dabei naturwissenschaftliche Gesetzmäßigkeiten benutzt, um das reale System möglichst genau abzubilden. Die Modellauslegung ist daher ein kritischer Bestandteil einer jeden Regelung [94].

Wird ein realer Verbrennungsprozess als zu regelndes System betrachtet, so ist sowohl die Modellbildung als auch der darauf basierende Regler eine äußerst komplexe Herausforderung. Der Verbrennungsprozess ist durch ein stark nichtlineares Verhalten charakterisiert und es müssen mehrere Ausgänge geregelt werden. Zusätzlich müssen mehrere Stellgrößen berücksichtigt werden, so dass ein *Multiple Input Multiple Output* (MIMO) System vorliegt. Der Verbrennungsprozess zeichnet sich darüber hinaus durch viele Störgrößen aus, welche das Ausgangsverhalten beeinflussen, und daher im Modell berücksichtigt werden müssen. Aus diesen Gründen sind modellbasierte Regelungsansätze einfachen Regelungsmethoden für diese Aufgabenstellung überlegen. Innerhalb der modellbasierten Regelungsansätze eignet sich für Verbrennungsprozesse vor allem die Modellbasierte Prädiktive Regelung (MPR). Die MPR bietet die Möglichkeit komplexe Mehrgrößensysteme zu behandeln und gleichzeitig Beschränkungen zu berücksichtigen, die hinsichtlich der Stellgrößen und der Prozessgrößen z. B. bezüglich Bauteilbelastung und Aktordynamik von Interesse sind. Nach Abschätzung der Zustände kann anschließend mithilfe des reglerinternen Prozessmodells das Systemverhalten in die nahe Zukunft prädiziert werden. Durch die Vorgabe von Führungsgrößen (Sollgrößen), einzuhaltenden Nebenbedingungen (z. B. Stellgrößenbeschränkungen) und über einen unterlagerten Optimierer kann daraufhin eine optimale Stellgrößenkombination ermittelt werden, die die Regelungsaufgabe bestmöglich löst [92].

3.5 Grundlagen der Chemilumineszenz

Moleküle können durch Absorption von einem Zustand niedriger Energie E in einen Zustand höherer Energie E^* übergehen. Elektronisch angeregte Moleküle werden allgemein als M^* (M = Molekül) bezeichnet. Der energetische Unterschied zwischen den beiden Energieniveaus muss dabei der Energie des eingestrahnten Photons $h\nu$ entsprechen.

$$E^* - E = h\nu \quad (3.10)$$

Der Umkehrprozess, bei dem das (i.d.R. elektronisch) angeregte Molekül unter Emission von Licht in seinen Grundzustand zurückkehrt, wird als Lumineszenz bezeichnet. Alternativ zur Lumineszenz kann die Energie ebenfalls durch Stöße an die Umgebung übertragen werden (strahlungslose Deaktivierung, Quenching).

Wird der angeregte Zustand nicht durch Absorption eines Photons, sondern durch eine chemische Reaktion erreicht, wird bei der daraus resultierenden Lumineszenz von Chemilumineszenz gesprochen.

Chemilumineszierende Moleküle werden in der Reaktionszone der Flamme gebildet und sind daher ein sehr guter, auch im wissenschaftlichen Zusammenhang verwendeter, Indikator für den Ort der Wärmefreisetzung und damit der Reaktionszone der Flamme [24, 95]. Unter mageren Verbrennungsbedingungen ist dominant die OH^* (UV) und CH^* (blau) Chemilumineszenz zu sehen, während unter fetten Betriebsbedingungen auch eine hohe C_2^* Lumineszenz gefunden wird, die die Flamme grünlich erscheinen lässt. Unter Hochdruckbedingungen wird zudem eine starke CO_2^* Chemilumineszenz gefunden, welche jedoch unter atmosphärischen Bedingungen nicht detektiert wird. Ein Übersichtsspektrum der Chemilumineszenzemission einer Methanflamme ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

- **OH^* :** Während das OH -Radikal bei vielen Reaktionen entsteht, bei denen Sauerstoff und Wasserstoff beteiligt sind, wird das angeregte OH^* -Radikal auf einem Seitenweg aus CH und molekularem Sauerstoff gebildet. Seine Emission erfolgt im ultravioletten Spektralbereich zwischen 250 und 330 nm bei dem Übergang des elektronisch

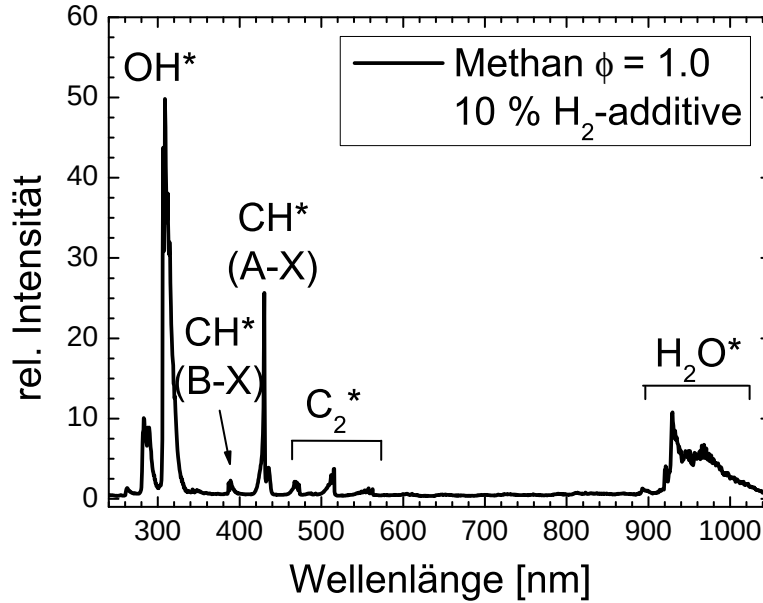


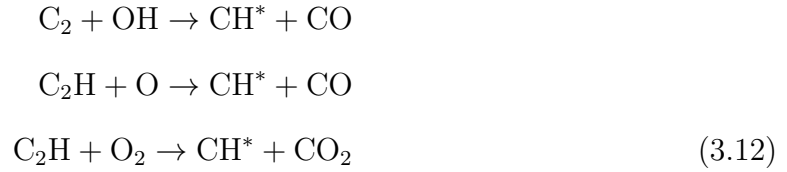
Abbildung 3.6: Chemilumineszenzspektrum einer Methanflamme mit 10% Wasserstoffzusatz [17].

angeregtem $A^2\Sigma$ Zustandes in den elektronischen Grundzustand $X^2\Pi$. Das OH^* ($A^2\Sigma_r^+$)-Radikal wird dabei hauptsächlich auf zwei Reaktionspfaden gebildet:

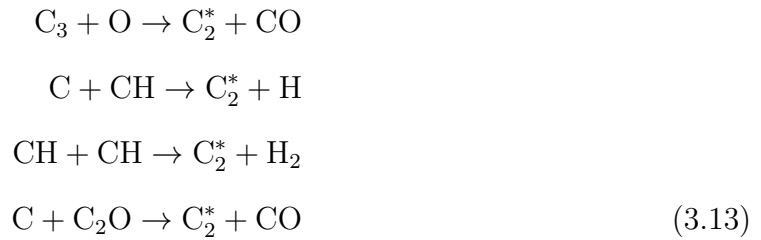


- **CH***: Das CH-Radikal entsteht bei Abbaureaktionen von kohlenstoffhaltigen Brennstoffen. Das CH^* -Radikal wird dagegen über einen Seitenweg gebildet. Häufig wird es zudem als Indikator für die Position der Flammenfront und damit der Reaktionszone der Flamme angesehen. Es besitzt drei, für die Flammendiagnostik interessante, angeregte Zustände. Die Emission aus dem $A^2\Delta$ Zustand erfolgt bei 430 nm, während die Emission aus dem $B^2\Sigma^-$ Zustand bei 390 nm erfolgt. Der darunter emittierende $C^2\Sigma^+$ Zustand liegt energetisch nur leicht über dem $B^2\Sigma^-$ Zustand und wird aufgrund seiner Überlappung mit den anderen Zuständen nur selten zu analytischen Zwecken verwendet [96]. Das CH^* ($A^2\Delta_r$ und $B^2\Sigma_r^-$)-Radikal entsteht

hauptsächlich aus C₂-haltigen Vorläufern:



- **C₂***: Für das C₂*-Molekül sind mittlerweile vier angeregte Singulett-Zustände (A, C, D, E) und fünf angeregte Triplett-Zustände (a, b, c, d, e) bekannt. Aufgrund niedriger Energiedifferenzen werden viele verschiedene Übergänge beobachtet, die als *Swan*-Banden bekannt sind. Die beobachteten Emissionen liegen zwischen 450 und 640 nm. Das C₂* (C₂d³Π_g)-Molekül kann sowohl aus dem Zerfall eines C₃-Radikals als auch durch Kollision kohlenstoffhaltiger Spezies gebildet werden.



Für die modellbasierte prädiktive Regelung von Verbrennungsprozessen, wie sie vom SFB 686 angestrebt wird, ist eine quantitative Messung von Verbrennungsparametern erforderlich. Von besonderem Interesse ist hierbei die Kenntnis der Wärmefreisetzungs-schwankungen. Während für den Fall der adiabaten, perfekt vorgemischten, laminaren oder mäßig turbulenten Flamme schon vielfach gezeigt wurde, dass die Chemilumineszenz proportional zur Wärmefreisetzung ist und für Messungen genutzt werden kann, ist dieser Zusammenhang für technische, turbulente Flammen komplexer. Je nach untersuchter Flamme finden sich unterschiedliche Empfehlungen für die Korrelation der Wärmefreisetzung mit der Chemilumineszenz in verschiedenen Spektralbereichen [15, 24, 95, 97]. Häufig werden auch Quotienten aus den Chemilumineszenzsignalen verschiedener Radikale gebildet [57, 60, 98]. Allerdings liefern unterschiedliche Kalibrierungsverfahren, selbst für ähnliche Verbrennungsbedingungen, nicht notwendigerweise identische Ergebnisse, wie von Aleiferis et al. [18] für zwei unterschiedliche Detektionsstrategien der Chemilumineszenz beschrieben wurde. Chemilumineszenzverfahren werden neben der Messung der Wärmefreisetzung

auch zur Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses erprobt [15, 60, 95, 97]. Es lässt sich dabei festhalten, dass für Flammen mit ähnlicher Zusammensetzung gute Korrelationen zwischen der Chemilumineszenz sowohl mit der Wärmefreisetzung der Flamme als auch deren Stöchiometrie existieren. Daher eignen sich Chemilumineszenzmessungen hervorragend als schneller und robuster Sensor zur Detektion von Verbrennungsinstationaritäten.

3.6 Grundlagen der Schlieren- und Schattenfotografie

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen der Schlieren- und Schattenfotografie Techniken zusammengestellt, wie sie ausführlich in dem ausführlichen Buch „Schlieren and Shadowgraph Techniques“ von S. G. Settles [99] erklärt werden.

3.6.1 Einführung

Unsere Augen, genauso wie gewöhnliche CCD-Kameras, haben keine Möglichkeit Phasendifferenzen in einem Lichtstrahlbündel zu detektieren. Lediglich die Amplitude (Helligkeit), Farbe (Wellenlänge) und, mit geeigneten Hilfsmitteln, die Polarisierung ist sichtbar. Schlieren- und Schattenfotografiertechniken füllen genau diese Lücke und eröffnen so komplett neue Perspektiven indem sie die Phaseninformation des Lichts zugänglich machen¹⁰. Der erste Schlierenaufbau wurde bereits im 17. Jahrhundert von Hooke entwickelt. Er nutzte diesen Aufbau um die Schlieren¹¹ einer Kerze genauer zu betrachten. Da Kerzen damals die einzigen Schlierenobjekte und gleichzeitig Lichtquellen waren, erschöpfte sich das Interesse an Schlierenabbildungen schnell, so dass die Technik in Vergessenheit geriet.

¹⁰Eine oszillierende Welle, wie die elektromagnetische (Licht-) Welle, lässt sich in 360° Phasenwinkel einteilen. Legt ein Teil des Lichtstrahls einen längeren Weg zurück, so kommt dieser minimal später am Detektor an. Dieser Teil des Lichts ist leicht phasenverschoben, d.h. die Maxima der beiden Wellenpakete liegen nicht übereinander.

¹¹Nach heutiger Definition wäre der von Hooke verwendete Schlierenaufbau auf Grund der fehlenden Schlierenkante allerdings ein Schattenfotografieaufbau.

Mit der Entwicklung von neuen Lichtquellen¹² und der Entdeckung neuer Einsatzbereiche erlebte die Technik eine Renaissance.

Heutzutage werden Schlierenaufnahmen als vielfältige, diagnostische Möglichkeit verwendet. In Flammen werden Schlierenmessungen z.B. zur Messung von Dichteschwankungen im Frischgasstrom [100] oder zur Messung von Flammengeschwindigkeiten [100] eingesetzt. Sogar als Temperaturmessmethode ist sie mittlerweile anerkannt und findet in entsprechenden Reviews Erwähnung [101]. Feikema et al. [102] bestimmte so mit Hilfe numerischer Analyse das Temperaturfeld einer sphärischen, nicht rußenden Flamme unter Mikrogravitationsbedingungen (*micro gravity*) und setzte so die Grundlagenuntersuchungen zur quantitativen Regenbogendeflektometrie [103] in die Praxis um. Albers et al. [104] konnten eine quantitative Schlierenanalyse an einer turbulenten Diffusions-Wasserstoff-Jet-Flamme durchzuführen.

3.6.2 Brechung

Über den Brechungsindex n ist die Lichtgeschwindigkeit im Medium c mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 ¹³ verknüpft.

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (3.14)$$

Für Gase gibt es zudem einen einfachen linearen Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex und der Dichte ρ :

$$n - 1 = \kappa \rho \quad (3.15)$$

Der Proportionalitätsfaktor κ ist der Gladstone-Dale-Koeffizient und beträgt etwa 0,23 cm³/g für Luft. Mit Hilfe des idealen Gasgesetzes vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$n - 1 = \kappa \frac{p}{RT} \quad (3.16)$$

¹²Neue Lichtquellen stellen in diesem Zeitbereich z.B. Glühlampen und Xenon-Lampen dar.

¹³Die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum beträgt etwa $3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$

Bei konstantem Druck p ist damit der Brechungsindex eines idealen Gases nur von dessen Temperatur abhängig. Der Ausdruck $n-1$ wird auch als Refraktivität bezeichnet¹⁴. Treffen an einer Oberfläche zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindices zusammen, so wird der mit dem Eintrittswinkel α auf die Oberfläche treffende Lichtstrahl gemäß des Snelliusschen Brechungsgesetzes gebrochen.

$$n_1 \cdot \sin(\alpha) = n_2 \cdot \sin(\beta) \quad (3.17)$$

n_1 und n_2 sind dabei die Brechungsindices des 1. und 2. Mediums und β der Austrittswinkel.

Wird ein rechtshändiges Koordinatensystem verwendet und die z -Richtung als die Richtung des Lichtstrahls definiert, können Schlieren in x - und y -Richtung abgelenkt werden. Die resultierende Strahlauslenkung wird beschrieben durch:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (3.18)$$

Die vorgenommene Vereinfachung wird durch Settles ausführlich erläutert [99]. Durch Integration werden die x - und y -Komponenten des Ablenkungswinkels ε_x bzw. ε_y erhalten:

$$\varepsilon_x = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial x} \partial z, \quad \varepsilon_y = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial y} \partial z \quad (3.19)$$

¹⁴Die Refraktivität von Luft beträgt z.B. 0,000292, während die Refraktivität von Wasser etwa 3 Größenordnungen größer ist.

3.6.3 Unterscheidung zwischen Schlieren- und Schattenfotografiemethoden

3.6.3.1 Direkte Schattenfotografie

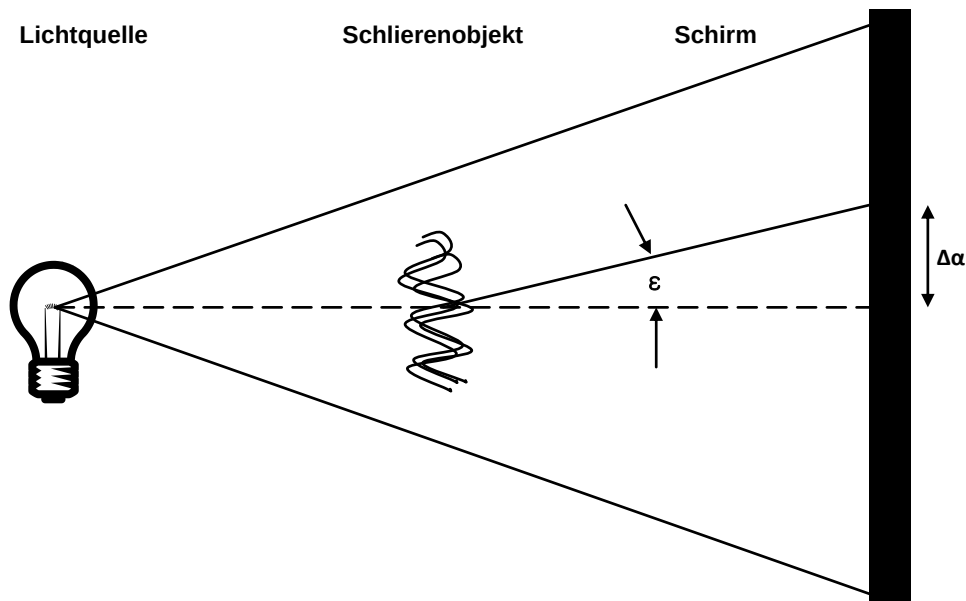


Abbildung 3.7: Skizze der direkten Schattenfotografiertechnik.

Der einfachste Schattenfotografieaufbau besteht lediglich aus einer Lichtquelle, einem Schlierenobjekt und einem Schirm zur Betrachtung des resultierenden Schattenbilds. Dieser Aufbau ist in Abbildung 3.7 abgebildet. Ohne das Schlierenobjekt würde der Schirm gleichmäßig ausgeleuchtet werden. Mit Schlierenobjekt werden jedoch einige Lichtstrahlen in dem Winkel ϵ gebrochen und so von ihrem eigentlichen Weg abgelenkt. Erreicht dieser Strahl den Schirm, so trifft er in einer Entfernung $\Delta\alpha$ von seinem ursprünglichen Position auf. An dieser neuen Stelle trägt der gebrochene Lichtstrahl nun zur Helligkeit bei, so dass dieser Ort heller erscheint, während an der ursprünglichen Stelle die Helligkeit abnimmt. Der in Abbildung 3.7 gezeigte einfache Aufbau kann durch eine Linse erweitert werden, welche zwischen der Lichtquelle und dem Schlierenobjekt so platziert wird, dass sie das Licht parallelisiert. Zu beachten ist, dass ein Schlierenobjekt nur sichtbar ist, wenn es einen sich verändernden Brechungsindexgradienten besitzt, da nur diese Änderung detektiert werden kann.

3.6.3.2 Schlierenfotografie

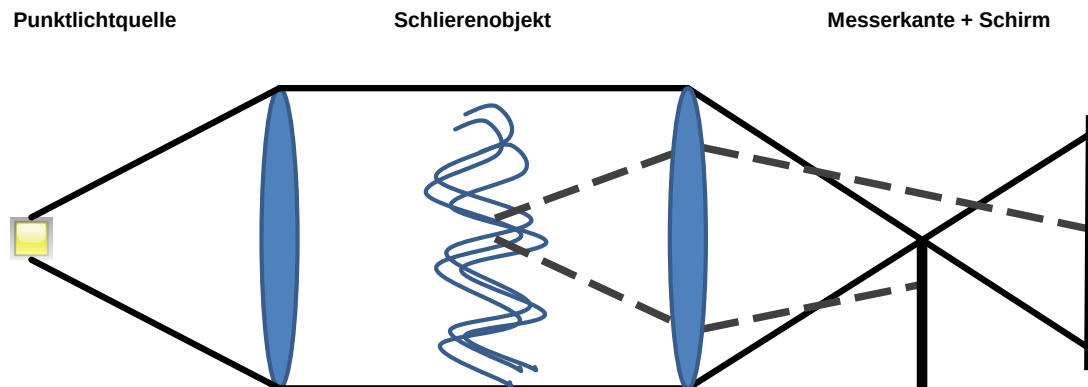


Abbildung 3.8: Skizze eines einfachen Schlierenaufbaus.

Bei einem einfachen Schlierenaufbau, wie er in Abbildung 3.8 skizziert ist, wird von einer punktförmigen Lichtquelle ausgegangen. Das Licht wird von einer Linse parallelisiert und mit einer zweiten Linse auf einen Schlierenfilter, meist eine Messerkante, fokussiert. Von dort gelangt das Licht weiter auf einen Schirm.

Beide Linsen erzeugen eine Fouriertransformation des einfallenden Lichts. Dadurch wird nach der parallelen Strahlführung zwischen den Linsen wieder eine Abbildung der Ursprungslichtquelle im Fokus der zweiten Linse erzeugt. Die exakte Position der Schlierenkante in z -Richtung kann deshalb durch eine scharfe Abbildung der Ursprungslichtquelle in der Kantenebene bestimmt werden. Die Schlieren können mit einer weiteren Linse auf einem Schirm oder mit einem Objektiv einer Kamera auf ebendieser abgebildet werden.

Wird ein Schlierenobjekt zwischen den Linsen eingebracht, so bricht es das Licht von seinem ursprünglichen Strahlengang weg (für zwei Beispielstrahlen in Abbildung 3.8 gezeigt). Die so gebrochenen Strahlen werden durch die zweite Linse fokussiert, jedoch nicht auf den ursprünglichen Fokuspunkt des Systems. Dadurch wird z.B. der untere Strahl durch die Messerkante geblockt, während der obere Strahl oberhalb der Messerkante verläuft und auf den Sichtschirm trifft und den sich dort befindlichen Punkt weiter erhellt¹⁵. Der Punkt, auf den der geblockte Strahl treffen würde, erscheint entsprechend dunkler.

¹⁵In Abbildung 3.8 ist die Schlierenkante horizontal dargestellt. In dieser Orientierung kann nur die vertikale Komponente des Brechungsindexgradienten dargestellt werden. Ein Objekt mit nur horizontalen Gradienten bleibt daher unsichtbar.

3.6.3.3 Farbschlieren

Farbschlieren sind eine Unterart der gewöhnlichen Schlierenfotografie. Anstelle einer Messerkante (*knife edge*) wird ein Farbfilter als Schlierenfilter verwendet. Als Resultat wird anstelle eines Schwarz/Weiß-Bildes ein Farbbild erhalten. In diesem Bild wird der Brechungsindexgradient nicht durch eine Helligkeitsänderung dargestellt, sondern durch die Farbe. Neben ästhetisch ansprechenden Bildern erlaubt die Farbe bei geeigneter Kalibration Rückschlüsse auf den Brechungsindexgradienten. Durch diese quantitativen Schlieren kann dann auf das ursprüngliche Brechungsindexfeld, im einfachsten Fall das Temperaturfeld [105], zurückgerechnet werden. Neben dieser Möglichkeit ein Farbschlierenbild quantitativ auswerten zu können, wird gleichzeitig die Unterscheidung von einzelnen Merkmalen auf Grund der starken Farbkontraste verbessert. Farbschlieren sind deshalb in vielen Fällen Schwarz/Weiß-Schlieren vorzuziehen, vor allem da der einzige Unterschied im Aufbau in der Verwendung eines Farbfilters und einer Farbkamera liegt. Die große Schwierigkeit bei der Nutzung von Farbschlieren besteht allerdings in der Herstellung eines geeigneten Filters, wobei Parameter wie Größe, Farbverlauf und Material zu beachten sind. Außerdem sind Farbschlieren materialbedingt unter den meisten Umständen weniger sensitiv.

3.6.3.4 Fokussierte Schattenfotografie

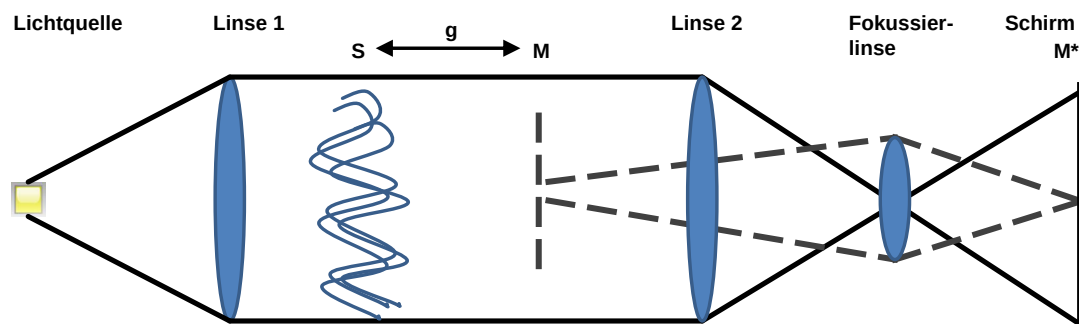


Abbildung 3.9: Skizze eines einfachen fokussierten Schattenfotografieaufbaus.

Der Aufbau der fokussierten Schattenfotografie, wie er in Abbildung 3.9 skizziert ist, erinnert bis auf den fehlenden Schlierenfilter, an den einfachen Schlierenaufbau aus dem

vorangegangenen Abschnitt. Statt dem Schlierenfilter wird nun allerdings eine Fokussierlinse¹⁶ an dieser Stelle in den Aufbau eingebracht. Zunächst wird das Licht parallelisiert und vom Schlierenobjekt S gebrochen. Im Abstand g vom Schlierenobjekt lässt sich nun ein Schattenbild M erhalten. Nun wird allerdings das parallele Licht, wie im Schlierenaufbau, durch eine zweite Linse fokussiert. Die Fokussierlinse im Fokus wird nun genutzt um das Schattenbild M auf den Schirm M^* zu fokussieren. M und M^* sind damit konjugierte Bilder. Dieser Aufbau hat den Vorteil, dass der Abstand g , durch Wahl der passenden Fokussierlinse, frei gewählt werden kann und so die Möglichkeit besteht, die Sensitivität des Schattenbildes zu beeinflussen¹⁷.

3.6.4 Sensitivität

Die Beleuchtungsstärke E_0 wird durch die Leuchtdichte B der Lichtquelle [cd/m^2], Breite b und Höhe h der Blende und den Fokus f der Linse L_1 gegeben:

$$E_0 = \frac{B \cdot b \cdot h}{f^2} \quad (3.20)$$

Wenn Verluste nicht berücksichtigt werden, wird E_0 auch auf Linse L_2 treffen. Ohne Schlierenkante wird die gleiche Beleuchtungsstärke, um den Vergrößerungsfaktor m

$$m = \frac{\text{Bildweite}}{\text{Gegenstandsweite}} \quad (3.21)$$

des Bildes berichtigt, erreicht.

$$E_0 = \frac{B \cdot b \cdot h}{m^2 \cdot f^2} \quad (3.22)$$

Wird eine Schlierenkante eingesetzt, verringert sich die Höhe h zur Höhe des nicht bedeckten Teils a . Daraus ergibt sich die Grundhelligkeit des Schlierenbildes, von der aus die Schlieren im Vergleich heller oder dunkler abgebildet werden.

$$E = \frac{B \cdot b \cdot a}{m^2 \cdot f^2} \quad (3.23)$$

¹⁶Da heutzutage nicht mehr mit Sichtschirmen sondern mit CCD Chips gearbeitet wird, ist die Fokussierlinse in der Praxis meist ein Kameraobjektiv.

¹⁷Da in der Schattenfotografie nur die Auslenkung Δa des Strahls und nicht der Brechungswinkel detektiert wird. Je größer g ist, desto größer ist die Auslenkung a und damit auch die Sensitivität.

Die gleichmäßige Abschattung des Bildes trotz halbseitiger Abdeckung liegt darin begründet, dass die Abbildung der Lichtquelle in der Kantenebene eine Superposition aus vielen schwachen Bildern der Lichtquelle ist.

Wenn nun ein Schlierenobjekt einen Strahl um den Brechungswinkel ε mit einer y -Komponente ε_y bricht, ergibt sich in der Kantenebene ein Versatz $\Delta a = \varepsilon \cdot f$ woraus sich ergibt:

$$\Delta E = \frac{B \cdot b \cdot \varepsilon_y}{m^2 \cdot f} \quad (3.24)$$

Hierdurch wird die Belichtungszunahme eines Punktes abhängig von der Brechung ε_y angegeben.

Der Kontrast C eines Schlierenbildes ist gegeben durch:

$$C = \frac{\Delta E}{E} = \frac{f \cdot \varepsilon}{a} \quad (3.25)$$

Viel wichtiger als der Kontrast ist jedoch die Sensitivität S . Sie ist der Quotient aus Änderung des Kontrastes C und Änderung des Brechungswinkels ε_y :

$$S = \frac{dC}{d\varepsilon} = \frac{f}{a} \quad (3.26)$$

Hieraus wird schnell ersichtlich, dass zum einen eine große Brennweite und zum anderen eine eher geringe Restbreite a (damit verbunden ein eher dunkles Hintergrundbild) vorteilhaft sind.

3.6.5 Zusammenfassung

Es wurde dargelegt, dass die Techniken der Schlieren- und Schattenfotografie eng miteinander verwandt sind, auch wenn es einige Unterschiede gibt. Während das Schlierenbild wirklich ein Bild ist, ist das „Bild“ der Schattenfotografie lediglich ein Schatten dessen, weshalb keine 1:1 Korrelation zwischen dem Schattenbild und dem Objekt besteht. Weiterhin wird für die Schlierentechnik zwingend ein *cut-off* benötigt. Fehlt dieser, handelt es sich um eine Schattenfotografiertechnik. Das Schlierenbild gibt die erste partielle Ableitung des Brechungsindex in eine Raumrichtung (x - oder y -) wieder, während im Schattenbild die zweite partielle Ableitung des Brechungsindex in eine Raumrichtung wiedergegeben wird. Demzufolge stellt das Schlierenbild den Auslenkungswinkel ϵ dar, während das Schattenbild die absolute Strahlauslenkung des Lichtstrahls von seinem ursprünglichen Weg wiedergibt. Die weiteren Gemeinsamkeiten und Unterschiede der Schlieren- und Schattenfotografiertechnik sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Tabelle 3.1: Vergleich der Vor und Nachteile der Schlieren- und Schattentechnik

Schlierentechnik	Schattenfotografie
Visualisierung des Brechungsindexgradienten	Visualisierung der Ableitung des Brechungsindexgradienten
i.d.R. sensitiver	i.d.R. weniger sensitiv
Sensitivität stark von der Qualität des Equipments und der Einstellung der Schlierenkante abhängig	Sensitivität einfach durch Wahl der Weglänge hinter dem Schlierenobjekt einstellbar
Liefert ein echtes Bild	Kein Bild. Lediglich ein Schatten dessen

3.7 Grundlagen der Wirkungsweise eines Hochspannungsfeldes auf eine Flamme

Dass elektrische Felder einen Einfluss auf Flammen haben, wurde bereits 1704 von Friedrich Hauksbee [106] beschrieben. 1814 wurde von Brande [107] erkannt, dass eine Kerzenflamme, wenn sie zwischen zwei Voltasche Säulen gehalten wird, von dem negativen Pol angezogen wird.

Heutzutage ist geklärt, dass dieses Verhalten durch geladene Spezies (positive sowie negativ geladene Ionen und Elektronen), welche in Kohlenwasserstoffflammen erzeugt werden, hervorgerufen wird. Die Ionenproduktion ist als Chemiionisation bekannt und geschieht bei der Oxidation von neutralen Edukten, wenn die Reaktionsenthalpie groß genug ist, um eines der Produkte zu ionisieren. Da negativ geladenen Ionen unter den herrschenden Flammentemperaturen vergleichsweise instabil sind, besteht der Großteil der geladenen Spezies aus positiv geladenen Ionen und Elektronen. Die Konzentration der Kationen liegt bei 10^9 - 10^{12} Ionen/cm³ für vorgemischte, atmosphärische Kohlenwasserstoff-Luft-Flammen. Eine ausführliche Liste der auftretenden Spezies ist z.B. in den Publikationen von Bohme und Goodings [108, 109] zu finden.

Durch das angelegte Feld werden die positiven und negativen Ladungsträger voneinander getrennt und wandern zu ihrer jeweiligen Elektrode. Als Ergebnis fließt ein Strom I zwischen den Elektroden. Dieser ist abhängig von der angelegten Spannung U und der daraus resultierenden Feldstärke E . Wird die Stromstärke in Abhängigkeit der angelegten Spannung gemessen, so ergibt sich ein Verlauf wie er in Abbildung 3.10 dargestellt ist. Es lassen sich drei Regionen mit deutlich unterschiedlichem Verhalten unterscheiden [110]:

- **Region 1 - Rekombination:** Anfangs steigt die Stromstärke annähernd proportional zur angelegten Spannung an. Positive Ionen und Elektronen rekombinieren noch in der Reaktionszone zu neutralen Molekülen. Mit steigender Spannung werden diese immer mehr aus der Reaktionszone entfernt, so dass es zu keinen weiteren Rekombinationsereignissen kommt.

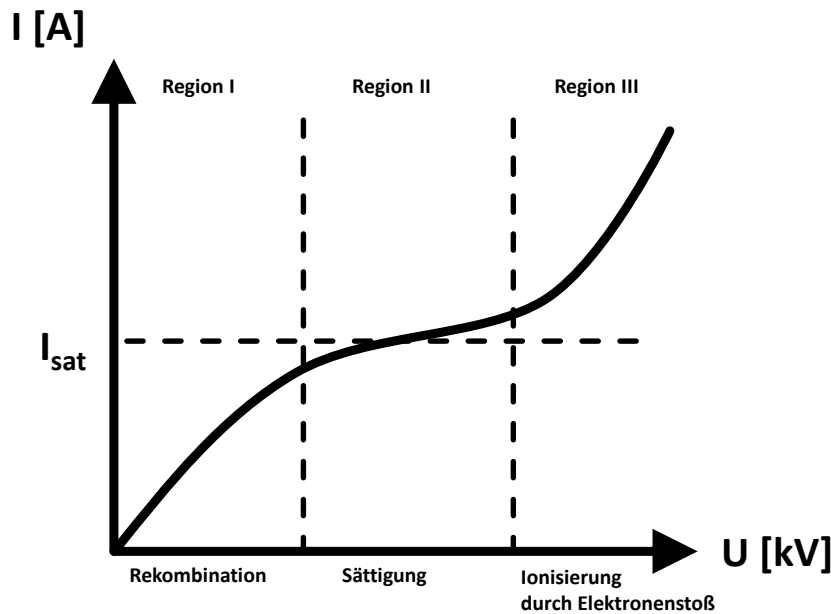


Abbildung 3.10: Abhängigkeit der Stromstärke von der angelegten Spannung.

- **Region 2 - Sättigung:** Wenn der Großteil der geladenen Partikel aus der Reaktionszone entfernt ist, bleibt die Stromstärke mit steigender Spannung annähernd konstant. Eine weitere Steigerung der Stromstärke ist nicht möglich, da ihre Produktion durch die Flamme konstant ist.
- **Region 3 - Ionisierung:** Wird eine Grenzfeldstärke überschritten, so kommt es zu einer Ionisierung von neutralen Molekülen durch die beschleunigten Elektronen. Die Ionisationsrate B_i hängt dabei exponentiell von dem Verhältnis der Ionisationschwelle des Moleküls E_i und der mittleren Elektronenenergie E_e nach $B_i \approx n_e \cdot e^{E_i/E_e}$ ab.

Da die verbrauchte Leistung des elektrischen Feldes in Region 1 und 2 am geringsten ist, konzentriert sich die aktuelle Forschung auf diesen Bereich. Insgesamt beträgt die aufzubringende Leistung weniger als 0,1 % der thermischen Leistung der Flamme [111]¹⁸ und beläuft sich bei typischen Laborflammen mit wenigen kW Leistung auf etwa 1-2 W [39].

¹⁸Bei technisch relevanten Bedingungen von Altenforner et al. [111] wurden z.B. 5,8 W elektrischer Leistung für einen 7,2 kW Brenner benötigt.

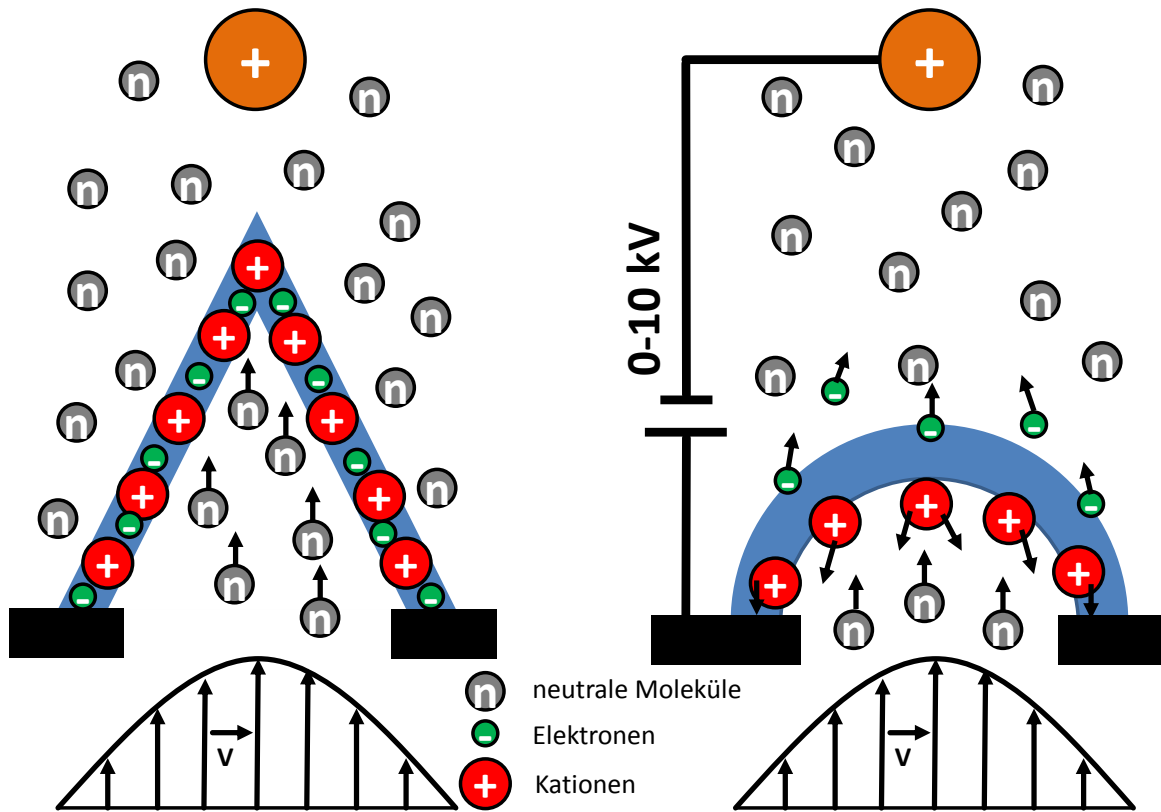


Abbildung 3.11: Einfaches Modell zur Wirkungsweise des ionischen Windes für eine vorgemischte Flamme ohne (links) und mit (rechts) elektrischem Hochspannungsfeld.

Der Einfluss des elektrischen Feldes in Region 1 und 2 auf die Flamme lässt sich mit Hilfe der Theorie des ionischen Windes erklären. Werden die positiv geladenen Ionen von dem elektrischen Feld beschleunigt, stoßen sie mit nachkommenden neutralen Molekülen. Dieser Impulstransfer führt zu einer Veränderung der Strömung und sorgt so für eine Verschiebung der Flammenfront. Ein weiterer Effekt ist die Erzeugung von Radikalen durch die Kollision. Da diese Radikale vor der eigentlichen Reaktionszone gebildet werden, führt dies zu einer Erhöhung der Reaktivität des Frischgases. Während der Impulstransfer weitestgehend bewiesen ist, ist die Radikalproduktion in der Vorwärmzone immer noch Gegenstand aktueller Diskussion. Die Auswirkung des ionischen Windes ist in Abbildung 3.11 grafisch dargestellt und zeigt gut die durch das elektrische Feld ausgelöste Änderung in der Flammenmorphologie. Kuhl et al. [112] konnten zudem zeigen, dass der Effekt des ionischen Windes mit steigender Stöchiometrie ansteigt, da in brennstoffreichen Flammen mehr Ladungsträger gebildet werden. Mit Hilfe simultaner OH-PLIF

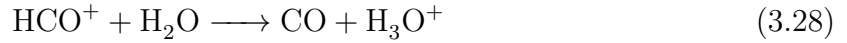
und PIV Aufnahmen konnte er zudem eine Flammenantwortzeit (*flame response time*) auf einen Feldwechsel innerhalb von 2- 4 ms detektieren. Durch die Wirkung des ionischen Windes kommt es, nach Untersuchungen von Van den Boom et al. [113], zu einer Steigerung der Flammengeschwindigkeit um bis zu 8 %. Durch systematische Untersuchung von laminaren 1D-Flammen konnten sie zudem einen exponentiellen Zusammenhang zwischen der adiabatischen Flammengeschwindigkeit und der angelegten Spannung herausfinden.

Wird eine so hohe Spannung angelegt, dass sich das System in Region 3 befindet, ist zu beachten, dass hier bereits neutrale Moleküle durch die stark beschleunigten Elektronen ionisiert werden können (sekundäres Ionisierungsregime). Bei der Verbrennung mit Luft kommt es hauptsächlich zur Ionisation von N_2 . Unter diesen Bedingungen sind im Bereich von 160 - 290 nm zusätzliche Emissionslinien zu beobachten. Die Emission steigt stark mit der angelegten Spannung an und ist nach Ergebnissen von Volkov et al. [114] nahezu proportional zu dieser. Da die Ionisation hauptsächlich im Abgas erfolgt, stammt die gemessene N_2^* Chemilumineszenz hauptsächlich aus der Abgasregion und nicht aus der Reaktionszone der Flamme.

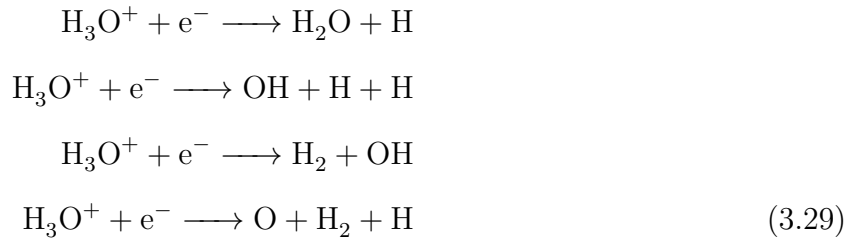
Auch wenn es einige Untersuchungen zur Auswirkung konstanter elektrischer Felder auf Flammen gibt, so sind entsprechende Modelle und Simulationen dünn gesät. Dies liegt vor allem daran, dass Standardreaktionsmechanismen wie z.B. der GRI 3.0 Mechanismus [64] lediglich 53 neutrale Spezies enthält. Diese Vereinfachung des GRI-Mechanismusses ist insofern auch gerechtfertigt, als dass diese neutralen Spezies generell deutlich höhere Molenbrüche aufweisen als die geladenen Spezies. Bei Einbeziehung der geladenen Spezies in einen Verbrennungsmechanismus sind hier insbesondere die Ergebnisse von Belhi et al. hervorzuheben. Dieser entwarf zunächst ein Modell für die Bildung der relevanten positiven Ionen [115] und erweiterte dieses im Folgenden um die Modellierung der Elektronenkonzentration [116]. Unabhängig davon ob Kationen, Anionen oder Elektronen betrachtet werden, werden diese durch Chemiionisation gebildet. Generell wird angenommen, dass die Quelle der Flammenionen die Reaktion



ist. Das HCO^+ -Ion reagiert anschließend schnell mit H_2O nach



zu H_3O^+ weiter¹⁹. Auf Grund dieser Reaktion ist H_3O^+ die dominante Kationen Spezies innerhalb der Flamme. Abgebaut werden kann H_3O^+ sowohl durch Rekombination mit e^- nach



oder durch Stöße mit neutralen Molekülen wobei die Ladung jedoch erhalten bleibt.



Die negative Ladung wird in der Flamme hauptsächlich durch Elektronen transportiert, wobei es auch einige wenige relevante Anionen, O_2^- , O^- und OH^- gibt. Diese wiederum sind in einer Vielzahl an Reaktionen beteiligt, für die hier jedoch auf die Veröffentlichung von Belhi et al. [116] verwiesen werden soll. Auf Basis dieser Reaktionsgleichungen und Simulationen lässt sich festhalten, dass der H_3O^+ -Konzentrationsverlauf ein typisches Intermediatsprofil aufweist und sich damit auch die positive Ladung in der Reaktionszone der Flamme konzentriert. Wird ein elektrisches Feld angelegt, so kann daher direkt in die Reaktionszone eingegriffen und die Flamme auf den Transportzeitskalen der Ionen beeinflusst werden.

Eine der gerade für technische Anwendungen interessantesten Ergebnisse ist, dass sich praktisch alle relevanten Schadstoffemission wie CO , NO_x und Ruß durch das Anlegen eines elektrischen Feldes stark reduzieren lassen. Saito et al. [117] konnten z.B. zeigen, dass die Rußemission einer Acetylen-Diffusionsflamme sich um bis zu 90 % reduzieren

¹⁹Wird dieser Zusammenhang modelliert, so ist diese Reaktion so schnell, dass auf die Transportgleichung von HCO^+ verzichtet werden kann.

lässt. Wang et al. [118] konnten wiederum zeigen, dass die Rußpartikel größtenteils positiv geladen sind. Daher lässt sich vermuten, dass die Ruß-Reduktion auf eine erhöhte Verweilzeit der Rußpartikel innerhalb der Flammenfront zurückzuführen sind. Sakhrieh et al. [119] konnten zudem eine CO-Reduktion um 95 % unabhängig vom Druck (1- 10 bar) beobachten. Damit einhergehend war jedoch eine Steigerung der NO_x -Emission um etwa 25 %. Sakhrieh et al. führten dies auf eine geringere Abgehobenheit der Flamme bei angelegtem Feld zurück. Hierdurch kann weniger unverbranntes Gas die Reaktionszone umgehen und so besser verbrannt werden. Untersuchungen von Altendorfer et al. [111] konnten die gesteigerte NO_x Emission bei angeschaltetem Hochspannungsfeld verifizieren. Da allerdings bei angelegtem Feld um 8 % magerere Flammen gebrannt werden konnten, konnte die NO_x Emission um 40 % im Vergleich zu den ursprünglichen Bedingungen reduziert werden. Eine besondere technische Relevanz erhalten diese Ergebnisse vor dem Hintergrund des verwendeten Hochdruck-Drallbrenners (in Kooperation mit der Siemens AG) der unter erhöhtem Druck (1- 10 bar) inklusive Luftvorheizung bei bis zu 500 °C betrieben werden kann, also Bedingungen, die auch in Gasturbinen gefunden werden.

Während der Großteil der neueren Literatur sich mit der Erforschung der Grundlagen des ionischen Windes beschäftigt, fanden Afanas'ev et al. [120] bereits 1999 einen Weg, um eine „singende“ Flamme mit Hilfe einer Hochspannungsentladung zu stabilisieren. Das von ihnen beschriebene Prinzip basiert auf einer elektrischen Entladung zwischen dem (Bunsen-) Brenner und einer Wolframelektrode direkt oberhalb der Flammenspitze. Damit sind nach Kenntnis des Autors die Arbeiten von Afanas'ev die einzigen, in denen versucht wird, mit Hilfe eines elektrischen Feldes (bzw. einer elektrischen Entladung) eine instationäre Verbrennung zu kontrollieren²⁰.

Volkov et al. [114] untersuchten die Auswirkung eines elektrischen Gleichspannungsfeldes auf die thermoakustische Transferfunktion von flachen, vorgemischten McKenna-Brenner-Flammen. Hierbei ist die Transferfunktion vor allem vom Abstand der Flamme zum Bren-

²⁰Die Arbeiten von Afanas'ev et al. werden in der aktuellen Literatur nicht zitiert. So wird die Kontrollmöglichkeit von Verbrennungsinstationaritäten in aktuellen Publikationen und Reviews z.B. von Dowling et al. [50] nicht erwähnt.

ner sowie der Wärmeleitfähigkeit der Brenneroberfläche abhängig. Sie fanden heraus, dass die Flammenposition und damit die Thermoakustik sich nur durch ein elektrisches Feld beeinflussen lässt, wenn die Feldstärke ausreicht um eine sekundäre Ionisation zu erreichen. Nähert sich die so beeinflusste Flamme der Brenneroberfläche, so erhöht sich deren Temperatur. Diese Annäherung der Flamme an die Brenneroberfläche führt dann zu einer Verschiebung der thermoakustischen Transferfunktion zu höheren Frequenzen. Dies wiederum erlaubt möglicherweise die Kontrolle von thermoakustischen Instationaritäten in einem sehr kleinen Frequenzbereich. Allerdings geben die Autoren zu, dass die praktische Relevanz dieser beobachteten Verschiebung in der Transferfunktion in der Praxis kaum relevant ist.

Die Erforschung der Kontrollmöglichkeiten einer Flamme mit Hilfe eines elektrischen Feldes steht daher noch ganz am Anfang, auch wenn verschiedene Autoren diese Kontrollmöglichkeiten als eine Motivation ihrer Arbeiten bezeichnen. So beschreibt De Goey [121] in seinem 2011 veröffentlichtem Review „*Propagation, dynamics and control of laminar premixed flames*“ die Kontrolle von Verbrennungsinstabilitäten durch ein Hochspannungsfeld als eine Technik mit enormen Möglichkeiten, welche zur Zeit kaum angewandt werden und deren Wichtigkeit in zukünftigen, komplizierteren Feuerungsanlagen zunehmen wird²¹.

Auch wenn die Erforschung der Regelung von Verbrennungsinstationaritäten mit Hilfe eines Hochspannungsfeldes noch ganz am Anfang steht, wird ein konstantes Hochspannungsfeld bereits in der industriellen Praxis eingesetzt. So behauptet die US Firma *Clearsign* [122] durch den Einsatz eines Hochspannungsfeldes die Energieeffizienz steigern, Emissionen reduzieren und die Brennstoffflexibilität erhöhen zu können.

²¹„The use of active control methods such as presented here, is still limited in combustion science. Their vast possibilities seem to be hardly realized now but are expected to become more important in sophisticated future combustion systems.“ [121]

4 Experimentelle Grundlagen und Datenauswertung

Ein wesentlicher Aspekt dieser Arbeit war die Entwicklung und der Aufbau einer neuen Brennkammer und die Weiterentwicklung eines geeigneten Detektionssystems. In diesem Kapitel wird daher zunächst die Brennkammer vorgestellt und ihre Besonderheiten aufgezeigt. Darauf aufbauend erfolgt die Beschreibung der verwendeten Detektionssysteme. Die auftretenden Druckschwankungen werden mit Mikrofonen gemessen, während die Wärme-freisetzungsschwankungen durch ein neu aufgebautes Chemilumineszenzsystem detektiert werden. Die Auswertung von zweidimensionalen Chemilumineszenzbildern zur Extraktion von zusätzlichen Parametern wie der Flammenhöhe oder der Flammenoberfläche wird beschrieben werden. Zur Visualisierung von Brechungsindexgradienten wird ein Schatten- und Schlierenfotosystem verwendet. Die automatisierte Auswertung von quantitativen Farbschlierenbildern und der damit möglichen Rekonstruktion des Brechungsindexfeldes wird dargestellt werden..

4.1 Brennkammer

In der Masterarbeit des Autors [123] wurde bereits ein orgelpfeifenähnlicher Brenner aufgebaut, der unter einigen Betriebsbedingungen, die in diesem Fall erwünschten, Verbrennungsinstabilitäten zeigt. Anhand dieser Brennkammer konnten erste Messungen durchgeführt werden. Aufbauend auf diesen erfolgreichen Messungen wurden weitere Wünsche von Seiten der Kooperationspartner geäußert, welche eine Neukonstruktion der Brenn-

kammer erforderten. Die gewünschten Eigenschaften der neuen Brennkammer lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- **Modularer Aufbau:** Ein modularer Aufbau der Brennkammer hat sich bewährt [123] und ermöglicht den schnellen Austausch bzw. die einfache Modifikation einzelner Teile.
- **Verschiedene Flammgeometrien:** Es soll möglich sein, sowohl eine einzelne Flamme zu brennen, wie auch mehrere, sich gegenseitig beeinflussende, Flammen.
- **„2D-Modellierbarkeit“:** Die Brennkammer samt Flammen müssen als zweidimensional modelliert werden können um Rechenzeit zu sparen¹. Daher muss die Brennkammer zwingend rechteckig gestaltet werden und die Flamme mindestens ein Länge zu Breite Verhältnis von 10:1 aufweisen. Der Flammenhalter muss zudem so gestaltet sein, dass davon auszugehen ist, dass die Strömung im Flammenhalter an den Wänden zur Flamme hin anliegt. Daher sollte der Flammenhalter mindestens fünf mal so tief wie breit sein.
- **Dauerbetriebstauglichkeit:** Viele Laborbrenner haben den Nachteil, dass sie zwar über Minuten bis wenigen Stunden betrieben werden können, jedoch mit der Zeit überhitzen und damit einhergehende Probleme auftreten (z.B. Glühen der Brennkammer). Daher soll die Brennkammer stabile Randbedingungen, über lange Betriebszeiten hinweg, gewährleisten können.

Zur Umsetzung der Ziele wird die Brennkammer, wie sie in Abbildung 4.1 skizziert ist, aufgebaut. Zur Umsetzung der 2D-Modellierbarkeit ist die Brennkammer quadratisch und vollständig symmetrisch gestaltet. Der Innendurchmesser beträgt 20 cm, um verschieden große Flammen brennen zu können und zudem den Einfluss der Wand auf die Flamme minimieren zu können. Die Begrenzung auf Höhe der Flamme kann dabei entweder aus Metallplatten mit diversen Adaptionsmöglichkeiten oder aus Quarzglasscheiben bestehen. Um einen dauerhaften Betrieb zu ermöglichen, wird der obere Teil des Brenners

¹Alle Anpassungen geschahen in enger Abstimmung mit dem Teilprojekt C1 des SFB 686.

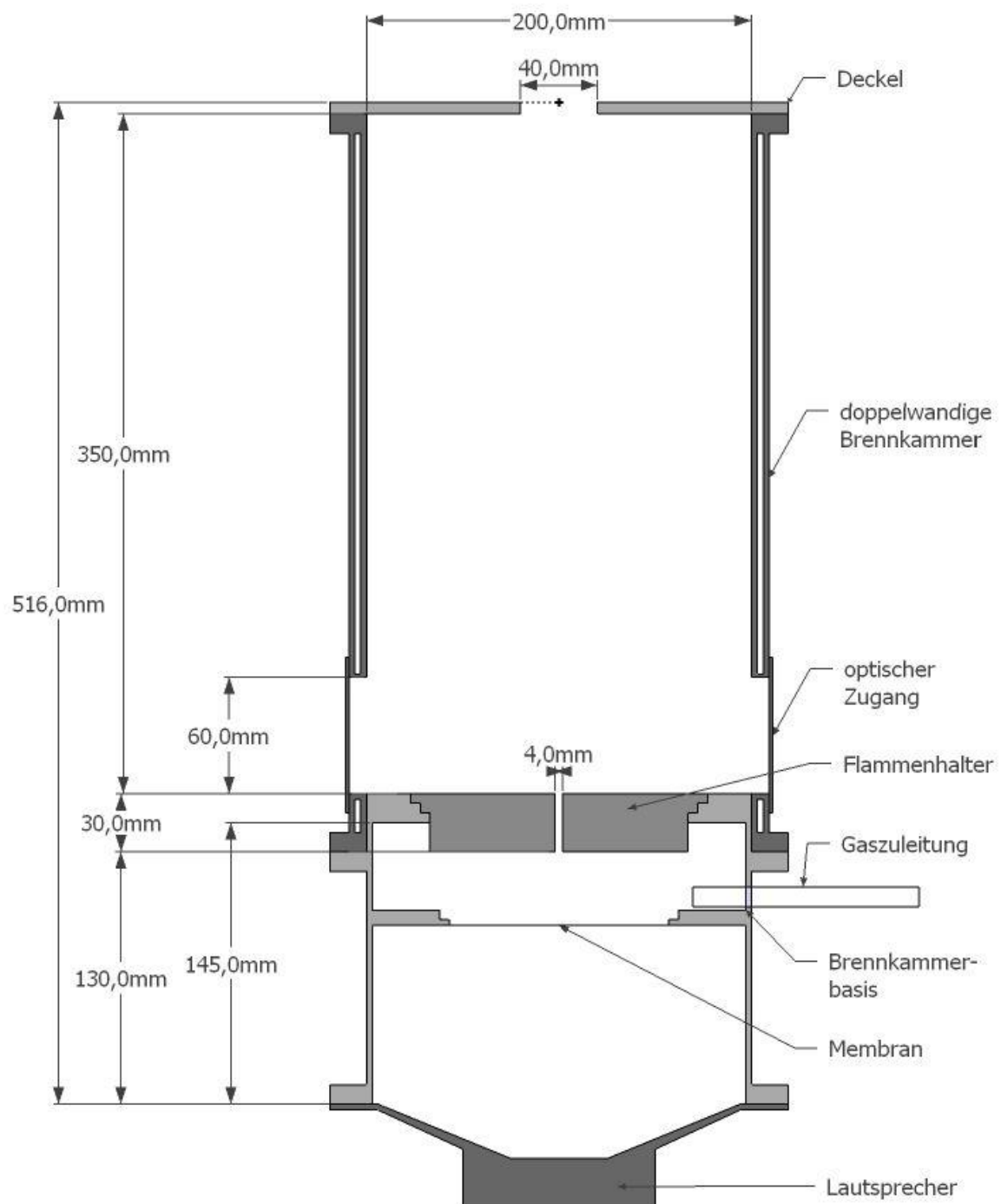


Abbildung 4.1: Konstruktionsskizze der im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelten Brennkammer.

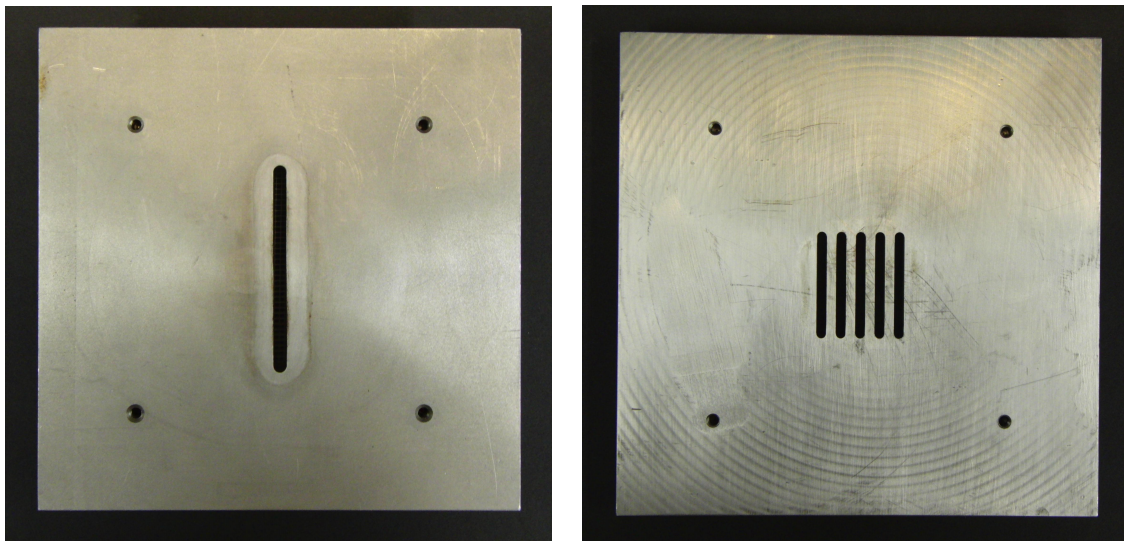
doppelwandig gebaut, um so eine gleichmäßige Kühlung der Brennkammer, auch über lange Zeiträume hinweg zu gewährleisten. In der Praxis führt dies dazu, dass die Wände sich während des Betriebs nicht erwärmen und selbst die angebrachten Metallplatten bzw. Fenster lediglich handwarm werden². Um die Brennkammer nach oben hin akustisch abzuschließen, kann sie mit einem Deckel verschlossen werden. Der Deckel weist in der Mitte ein Loch mit 4 cm Durchmesser auf³. Der ungekühlte Brennkammerdeckel wird im Betrieb einige 100 °C warm, was den Vorteil hat, dass sich dort kein Kondenswasser bilden kann. In den unteren Teil der Brennkammer, welches durch Einsatzstücke nach unten hin verlängert werden kann, wird das bereits vorgemischte Brenngas eingeleitet. Die Einleitung erfolgt oberhalb der eingezeichneten Stufe. An dieser Stufe wird eine Nitrilmembran⁴ angebracht, um so das untere Plenum in zwei räumlich, aber nicht akustisch, getrennte Hälften zu teilen. Hierdurch wird das Volumen an unverbranntem Frischgas und das davon ausgehende Risikopotential im Falle eines Flammenrückschlags oder einer Fehlzündung minimiert. Abgeschlossen wird der untere Teil der Brennkammer durch einen Lautsprecher (Visaton WS 20 E).

Das Herzstück des Brenners bildet der austauschbare Flammenhalter. In dieser Arbeit wurden ausschließlich Flammenhalter verwendet, welche eine schlitzförmige Flamme stabilisieren und mindestens ein Länge/Breite-Verhältnis von 10:1 aufweisen. Soll lediglich eine Flamme untersucht werden, wird ein Schlitz mit 60 mm Länge, 4 mm Breite und 30 mm Dicke verwendet (Abbildung 4.2 a). Wird bei den Messungen der Fokus auf die Interaktion mehrerer Flammen gelegt, so weist der 15 mm dicke Flammenhalter fünf Schlitze mit 30 mm Länge bei 3 mm Breite und 3 mm Abstand voneinander auf (Abbildung 4.2 b).

²Bezogen auf die meistens verwendete Ein-Schlitzflamme mit 0,5-1 kW thermischer Leistung.

³Ein Schlitz als Öffnung wurde ebenfalls getestet, um die Wirkung auf die Flamme zu überprüfen. Jedoch konnte keinerlei Unterschied festgestellt werden.

⁴Aus einem gewöhnlichen Nitrilhandschuh.



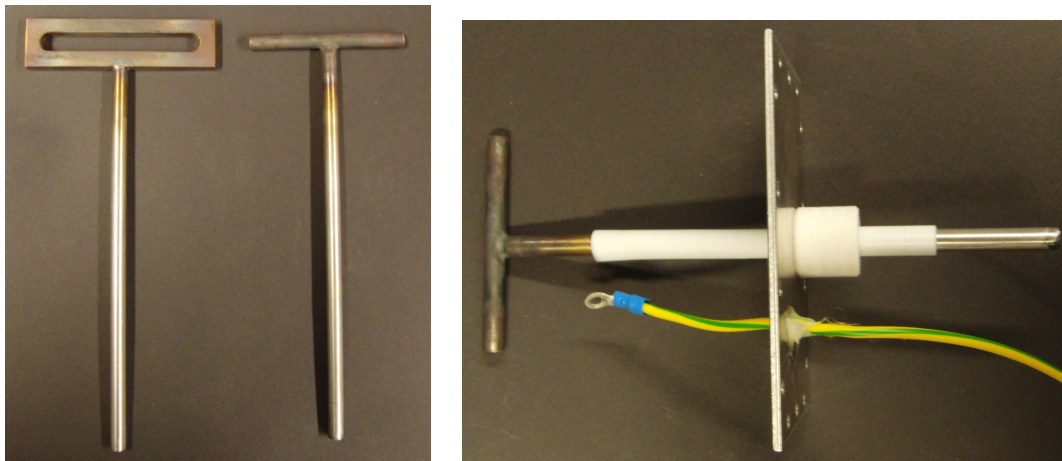
(a) 4 mm Schlitz Flammenhalter.

(b) Multi-Schlitz Flammenhalter.

Abbildung 4.2

4.2 Integration einer Hochspannungselektrode in die Brennkammer

Soll die Auswirkung eines Hochspannungsfeldes auf die Flamme untersucht/genutzt werden, so wird der Flammenhalter mit einem 4 mm breiten und 60 mm langen Schlitz verwendet. Zusätzlich wird 3,6 cm oberhalb der Flamme eine Hochspannungselektrode aus Edelstahl platziert. Die Elektrode kann entweder stabförmig, oder aber rechteckig mit einem schlitzförmigen Loch in der Mitte sein (siehe Abbildung 4.3 a). Je nach Form der Elektrode ist die Form des elektrischen Feldes unterschiedlich. Dadurch können evtl. Unterschiede im Flammenverhalten durch die Wahl der Elektrode untersucht werden. Es wird erwartet, dass die sich direkt oberhalb der Flamme befindliche Stabelektrode heißer wird als die Elektrode mit einem Schlitz in der Mitte. Dies ist insofern von Bedeutung, als bei den hier verwendeten Elektroden auf eine Kühlung, wie sie z.B. von Alterndorfner et al. [124, 125] verwendet wird, verzichtet wird. Die Elektrode wird durch eine, in die Brennerwand eingebettete 5 mm dicke Teflonhalterung in den Brenner eingeführt, so dass die Elektrode elektrisch von der Brennkammer isoliert ist (siehe Abbildung 4.3 b). Die



(a) Die verwendete Schlitzelektrode (links) und Stabelektrode (rechts).
(b) Durchführung der Stabelektrode durch die Adapterplatte/Brennerwand.

Abbildung 4.3

Elektrode wird an einen Hochspannungsverstärker (Trek Model 609B-3) angeschlossen, welcher eine Spannung von bis zu 10 kV innerhalb von maximal $700 \mu\text{s}$ gegenüber dem Massepotential aufbauen kann. So lassen sich gemittelte Feldstärken von bis zu 278 kV/m zwischen der Elektrode und dem geerdeten Flammenhalter aufbauen. Anzumerken ist, dass zwar die Spannungsdifferenz zwischen Elektrode und Flammenhalter eingestellt werden kann, die genaue Feldgeometrie an der Flammenposition jedoch unbekannt ist, da die Flamme das elektrische Feld beeinflusst.

4.3 Druckschwankungsmessungen

Die Aufnahme der Druckschwankungsmessungen erfolgt standardmäßig mit vier Mikrofonen (Brüel & Kjaer GmbH Typ: 4958). Die Spannungsversorgung der Mikrofone erfolgt durch einen NEXUS Signalkonditionierer (Brüel & Kjaer GmbH, NEXUS Vier-Kanal-DeltaTron Verstärker, Typ: 2693-A-0S4). Der Signalkonditionierer übernimmt auch die Aufbereitung und Weiterleitung der Signale an die zur Signalaufnahme verwendete dSpace box. Durch Detektion der ausgegebenen Spannung kann direkt auf die absolute Druck-

schwankung zurückgerechnet werden, ohne eine externe Kalibration durchführen zu müssen. Die Mikrofone 1 und 2 werden im unteren Teil und die Mikrofone 3 und 4 im oberen Teil der Brennkammer befestigt. Mikrofon 1 und 2 befinden sich 1 bzw. 7 cm oberhalb des Lautsprechers. Mikrofon 3 befindet sich mittig 2,5 cm oberhalb des Flammenhalters und ist mit einem langen (30 cm) dünnen Rohr ($d = 8 \text{ mm}$) mit der eigentlichen Brennkammer verbunden. Hierdurch ist das Mikrofon gegen die hohen Temperaturen direkt innerhalb der Brennkammer geschützt und es können dennoch die Druckoszillationen auf Flammenhöhe detektiert werden. Mikrofon 4 wird 5 cm oberhalb der Abgasöffnung im Deckel angebracht.

4.4 Thermoelementpositionen

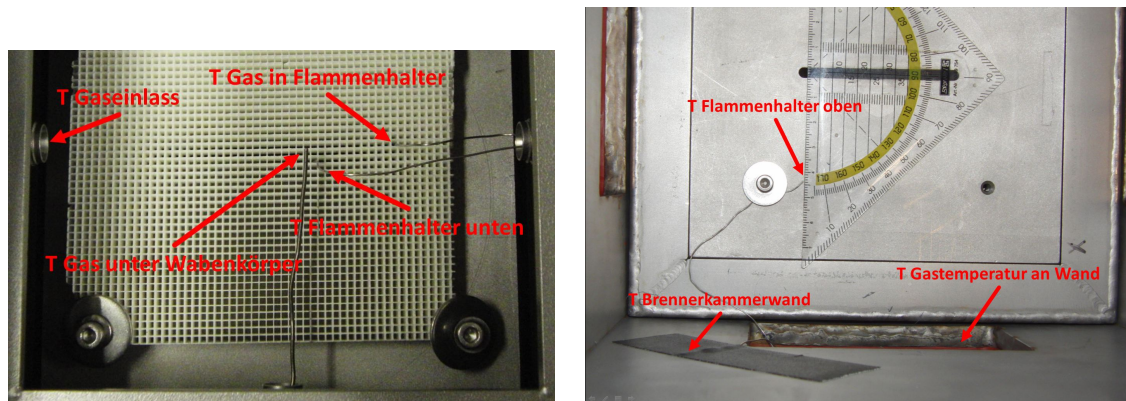


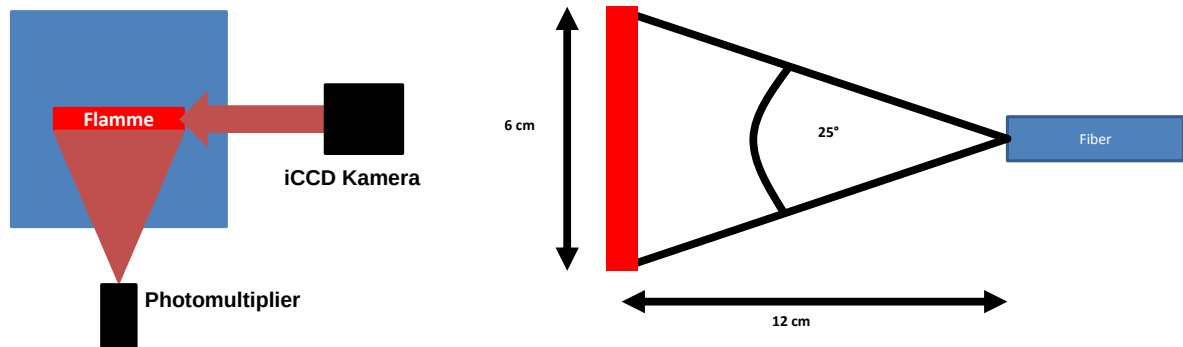
Abbildung 4.4: Thermoelemente unterhalb (links) und oberhalb (rechts) des Flammenhalters.

Temperaturmessungen innerhalb der Brennkammer erfolgen mit Hilfe von Typ K (Ni-CrNi) Thermoelementen. Diese weisen eine Messgenauigkeit von 0,2 % auf und können Temperaturen von bis zu 1200 °C messen. Die gewählten Temperaturmesspunkte sind:

- **Temperatur am Gaseinlass:** Zur Berechnung der Kaltgasgeschwindigkeit und als experimentelle Randbedingung für die Modellierung.

- **Temperatur des Frischgases unterhalb des Flammenhalters:** Um die Vorwärmung des Gases vom Gaseinlass zum Flammenhalter abschätzen zu können.
- **Untere Temperatur des Flammenhalters:** Um den Wärmetransport innerhalb des Flammenhalters durch den Vergleich mit der Temperatur oberhalb des Flammenhalters abschätzen zu können.
- **Gastemperatur im Flammenhalterschlitze:** Interessanter Messpunkt um die Temperatur des Gases abschätzen zu können, mit dem es die Flamme erreicht.
- **Obere Temperatur des Flammenhalters:** Wichtig im Vergleich mit der Temperatur unterhalb des Flammenhalters.
- **Temperatur der Brennerkammerwand:** Als Randbedingung für die Simulation, um den Wärmeabtransport abschätzen zu können.
- **Gastemperatur auf Höhe der Flamme in der Nähe der Brennerkammerwand:** Gemessen in einer der Fensteraussparungen in der das Mikrofon 3 sitzt.
- **Untere Temperatur des Brennerkammerdeckels:** Wichtig zur Abschätzung des Wärmeverlustes und als Randbedingung für die Simulation.
- **Obere Temperatur des Brennerkammerdeckels:** Wichtig zur Abschätzung des Wärmeverlustes.
- **Abgastemperatur:** Wichtig als experimentelle Randbedingung.

Bei vielen dieser Thermoelementmessungen ist deren genaue Position wichtig. Daher sind einige Positionen in Abbildung 4.4 abgebildet.



(a) Skizze des Chemilumineszenzaufbaus.

(b) Detektionsausbeute der Fiber.

Abbildung 4.5

4.5 Chemilumineszenzmessungen

In diesem Abschnitt wird der Aufbau eines Detektionssystems zur Messung der integralen Chemilumineszenz in Echtzeit sowie zur Aufnahme zweidimensionaler phasenaufgelöster Chemilumineszenzbilder beschrieben. Weiterhin wird die Kalibration der Ortsachse und die Extraktion von wichtigen Flammenparametern aus den Bildern erläutert.

4.5.1 Aufbau des Detektionssystems

Für die Detektion der Chemilumineszenzemission wurde in der Masterarbeit des Autors [123] ein auf Monochromatoren und Photomultipliern (PMT) basierendes System zur Detektion von OH^* (310 nm), CH^* (430 nm) und C_2^* (530 nm) aufgebaut. Auf Grund des großen Platzbedarfs dieses Systems wurde im weiteren Projektverlauf ein filterbasiertes System verwendet. Wie in Abbildung 4.5 a) dargestellt, erfolgt die Detektion der Chemilumineszenz aus zwei Richtungen. Zum einen erfolgt die örtliche Auflösung der Chemilumineszenz durch phasenaufgelöste 2D-Messungen von der kurzen Seite der Flamme aus. Unter diesen Bedingungen kann die Flamme näherungsweise als zweidimensional aufgefasst werden. Als Kamera wird eine intensivierte CCD-Kamera (Andor iStar 402) verwendet. Mit Hilfe eines UV-durchlässigen Objektivs (Nikon-UV-105 F4.5; PF10545MF-UV)

wird die Chemilumineszenzemission auf die Kamera abgebildet. Durch die Verwendung eines passenden Bandpassfilters ist die selektive Messung einer chemilumineszierenden Spezies möglich. Auch wenn nur die Auswahl eines groben spektralen Bereiches erfolgt, so sind die dominanten chemilumineszierenden Spezies in einer Methan/Luft-Flamme spektral weit genug getrennt, um sie durch den Einsatz von Filtern voneinander trennen zu können. In dieser Arbeit wird als Filter ein UG11-Filter verwendet um so nur die OH(A)-Chemilumineszenz zu detektieren. Eine um 90° versetzte Detektion erfolgt mit Hilfe eines über eine Quarzglasfaser (3 mm Öffnungsdurchmesser) gekoppelten Photomultipliers (PMT; Hamamatsu H9305-05). Auf Grund des großen Akzeptanzwinkels der Quarzfaser von 25° (siehe Abbildung 4.5 b) kann fast die gesamte Chemilumineszenzemission der Flamme aufgefangen werden (5,3 von 6 cm Flammenlänge). Vorteilhaft ist hieran, dass insbesondere die kritischen, da nicht als zweidimensional auffassbaren, Randbereiche nicht im Akzeptanzwinkel der verwendeten Fiber liegen. Die schlitzförmige Austrittsöffnung der Fiber ($0,8 \times 9$ mm) kann direkt an die Eintrittsöffnung ($3,7 \times 13$ mm) des Photomultipliers angebracht werden. Wenn nicht die über alle Spezies integrierte Chemilumineszenzemission detektiert werden soll, so kann zwischen Fiber und PMT ein Filter⁵ eingebracht werden. Auf Grund des geringen Abstands der optischen Elemente voneinander kann die gesamte Chemilumineszenzintensität vom PMT detektiert werden.

4.5.2 Ortsachsenkalibration

Um Flammeneigenschaften wie die Flammenhöhe bestimmen zu können, wird eine Kalibration der Ortsachse der aufgenommenen Bilder benötigt. Hierzu wird ein Target mit bekanntem Maßstab (hier Millimeterpapier auf einem Stahlblock) in verschiedenen Positionen auf dem Schlitz des Flammenhalters platziert. Aus den hiervon aufgenommenen

⁵Typische Filterdicken liegen zwischen 1-2 mm.

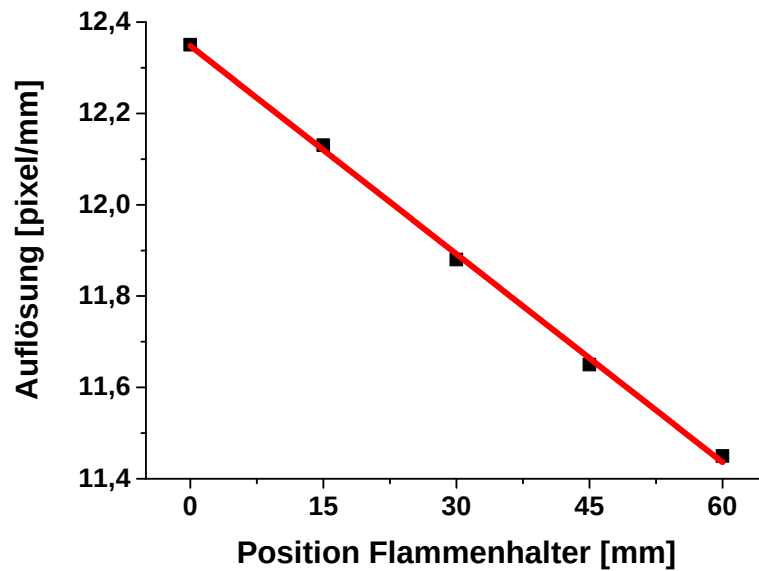


Abbildung 4.6: Die Auflösung wird an verschiedenen Positionen des Targets auf dem Schlitz des Flammenhalters bestimmt.

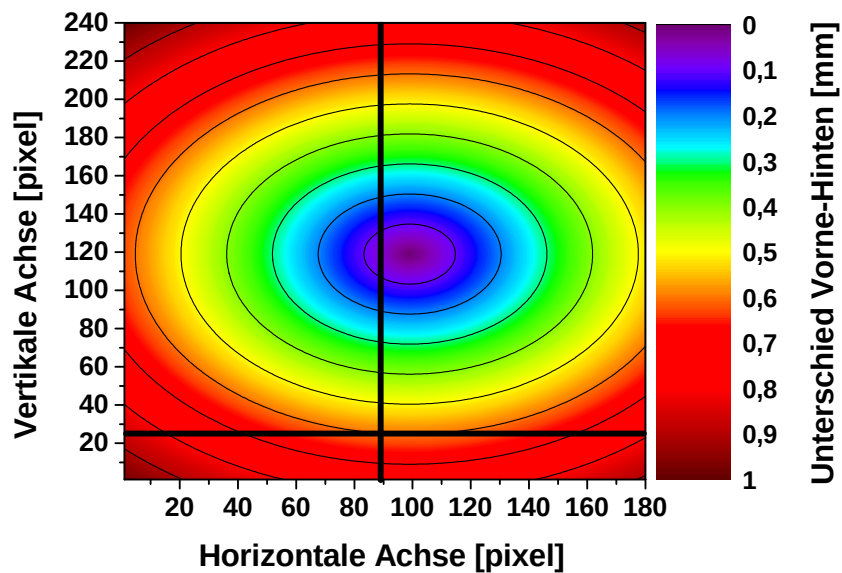


Abbildung 4.7: Einfluss des Vergrößerungsmaßstabes auf den Tiefenfehler der Flammenabbildung.

Bildern lässt sich die Ortsachsenauflösung⁶ in dieser Ebene bestimmen⁷. Dies wird für 5 Positionen (0 mm = ganz vorne auf dem Flammenhalterschlitze; 60 mm = ganz hinten auf dem Flammenhalterschlitze) wiederholt. Wie in Abbildung 4.6 gezeigt ist, ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Ortsachsenauflösung und der Position des Targets auf dem Flammenhalter. Die Ortsachsenauflösung schwankt hierbei zwischen 12,35 Pixel/mm und 11,45 Pixel/mm. Die Änderung der Ortsachsenauflösung ist auf den sich verändernden Vergrößerungsmaßstab der Abbildung des Targets auf den Kamerachip zurückzuführen. Dies hat zur Folge, dass sich ein Punkt, der sich immer in der gleichen Höhe über dem Flammenhalter befindet, sich je nach Abstand zum Objektiv, auf einem anderen Pixel abgebildet wird. Dieser Effekt ist im Zentrum des Bildes gleich null⁸ und wird zu den Rändern des Bildes hin stärker und ist in Abbildung 4.7 visualisiert. Gezeigt ist die Abweichung in mm (farbcodiert) eines Punktes, der sich vorne auf dem Flammenhalter befinden würde, von einem gleichen Punkt, der sich 60 mm weiter hinten auf dem Flammenhalter befinden würde. Der gezeigte Bildausschnitt entspricht dem Bildausschnitt bei dem die Bilder der in Abschnitt 5.1 aufgeführten Flammen gemacht wurden. Daher wurde der Nullpunkt (horizontale Linie) sowie die Flammenmitte (vertikale Linie) eingezeichnet (siehe auch Abschnitt 4.5.3). Zu erkennen ist, dass sich der Mittelpunkt des Bildes nicht exakt auf der Linie der imaginären Flammenmitte befindet. Allerdings entspricht der Abstand lediglich 9 Pixel was bei einer mittleren Ortsachsenauflösung von 11,89 Pixel/mm einer Abweichung von 0,75 mm entspricht und sich damit innerhalb der Genauigkeit der Justiermöglichkeit der Kamera befindet⁹. Der Nullpunkt ist dabei die Höhe bei der das Target, wenn es mittig auf dem Flammenhalter platziert wird, den Flammenhalter berührt (Pixel 25). Die Flammenmitte kann auf zwei Arten bestimmt werden. Zum einen

⁶Der Begriff der Auflösung wird in der Praxis mehrdeutig verwendet. Im physikalischen Sinne wird als Auflösung die Fähigkeit eines Gerätes bezeichnet, physikalische Größen gleicher Dimension voneinander zu trennen. Hier wird daher der Begriff der Ortsachsenauflösung eingeführt und als Anzahl an Pixel pro Millimeter in der ausgesuchten Bildebene definiert.

⁷Die Anzahl der Pixel die 60 mm auf dem aufgenommenen Millimeterpapier entsprechen werden auf Pixel/mm umgerechnet.

⁸Da das Zentrum des Bildes auf der optischen Achse liegt.

⁹Die hier berechneten Werte gelten für die in Kapitel 5 untersuchten Flammen. Für die Aufnahmen in den anderen Kapiteln wurden separate Kalibrationen durchgeführt.

wurde das Target so platziert, dass sich eine Millimeterpapierlinie genau in der Mitte des Schlitzes befindet. Dieser Wert kann dann aus den Kalibrationsbildern abgelesen werden. Alternativ kann der Schwerpunkt (CoM = *Center of Mass*; siehe Abschnitt 4.5.3.2) der Flammenbilder bestimmt werden. Im ersten Fall liegt die Schlitzmitte bei Pixel 85 während sich Pixel 89 bei der CoM Bestimmung¹⁰ ergibt. Da die CoM-Methode, auf Grund der ungenauen Platzierung des Targets, genauer ist, wird Pixel 89 als Flammenmitte in der Auswertung verwendet.

4.5.3 Auswertung von zweidimensionalen Chemilumineszenzaufnahmen

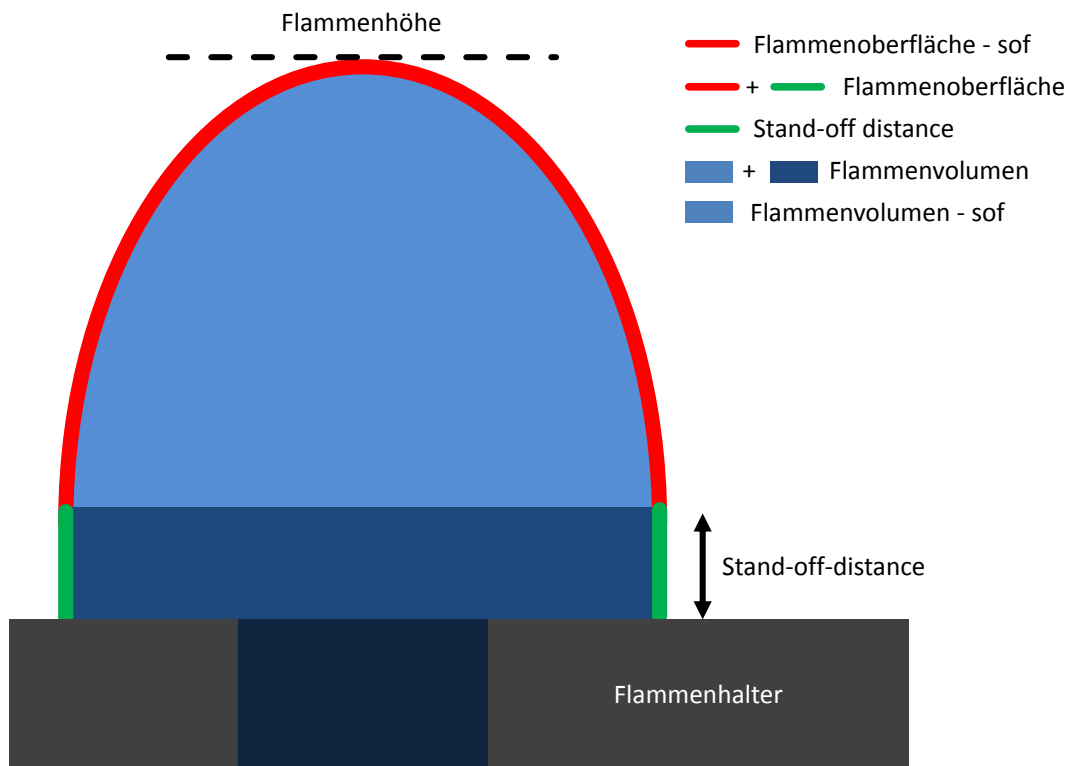


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung einer Flamme zur Visualisierung der bestimmten Flammenkennzahlen.

Zur Untersuchung von Flammenoszillationen und einem Vergleich mit Simulationsergebnissen ist es notwendig, die Flamme auf einige Kennzahlen zu reduzieren. Hierbei wurde

¹⁰Für die $\phi = 0,8$ und $GF = 12$ slm Flamme, siehe Abschnitt 5.1.

erstmalig eine umfangreiche automatische Berechnung von wichtigen Flammenparametern vorgenommen, um diese mit der Flammenoszillation korrelieren zu können. Aus dem Verhalten der berechneten Flammenparameter können dann wichtige Rückschlüsse auf die zugrunde liegenden Mechanismen, die zur Ausbildung von Instationaritäten führen, gemacht werden. Darauf aufbauend können besonders sensitiv auf die Flammenoszillation reagierende Flammenparameter identifiziert werden. Folgende, in Abbildung 4.8 visualisierte, Kennzahlen werden dabei für jedes Bild, bzw. jeden Oszillationszyklus bestimmt:

- Chemilumineszenzintensität des Bildes
- Lumineszenzschwerpunkt (*Center of Mass*)
- Flammenhöhe
- Flammenbreite
- Abgehobenheit der Flamme (*stand-off-distance*)
- Flammenoberfläche
- Flammenvolumen

Um die bei den Messungen anfallenden großen Datenmengen schnell und reproduzierbar auswerten zu können, wird ein Auswertungsprogramm in Python [126] entwickelt. Python als Programmiersprache ist zur Umsetzung dieser Ziele hervorragend geeignet, da es eine klare Syntax besitzt, grundsätzlich objektorientiert arbeitet (im Gegensatz zu z.B. C), eine umfangreiche Standardbibliothek inklusive ausgezeichneter wissenschaftlicher Pakete besitzt und vergleichsweise einfach zu lesen und damit auch weiterzuentwickeln ist. Obwohl es sich um eine interpretierte Sprache handelt und daher nicht wie kompilierte Sprachen (z.B. C++) maschinennah arbeitet, wird Python dennoch selbst in vielen leistungsintensiven Umgebungen eingesetzt. Das Programm wird in der *Model-View*-Architektur organisiert um die grafische Benutzeroberfläche (*Graphical User Interface*, GUI) vom eigentlichen Programm zu trennen. Hierdurch wird eine einfache Modifizierung

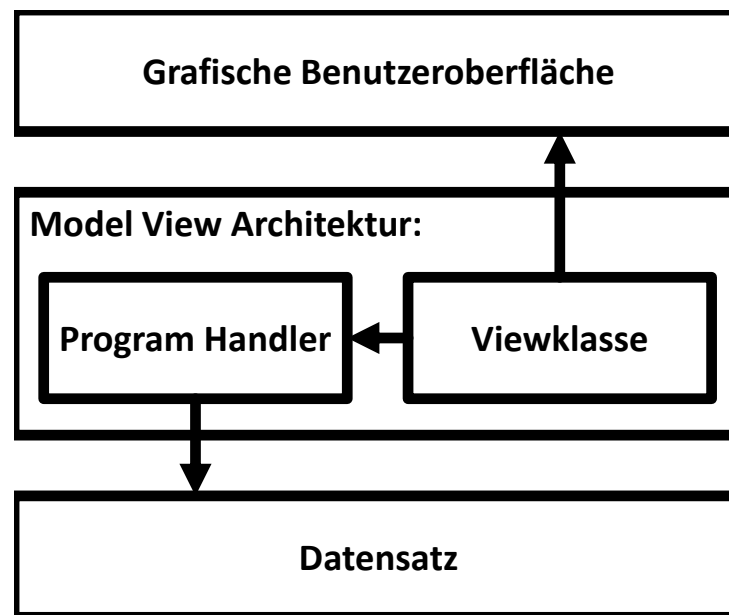


Abbildung 4.9: Allgemeine zur Auswertung verwendete, Programmorganisation.

und Weiterentwicklung beider Bestandteile unabhängig voneinander ermöglicht. In Abbildung 4.9 ist die grundsätzliche Organisation des Programms dargestellt. Hier ist das eigentliche Programm, d.h. der Programnteil der die eigentlichen Analysen durchführt, als Program-Handler dargestellt. Auf diese Program-Handlerklasse wird durch die sogenannte Viewklasse zugegriffen. Diese Viewklasse hat weiterhin Zugriff auf die eigentliche GUI und stellt somit die Verknüpfung zwischen Programmlogik und Benutzerschnittstelle dar.

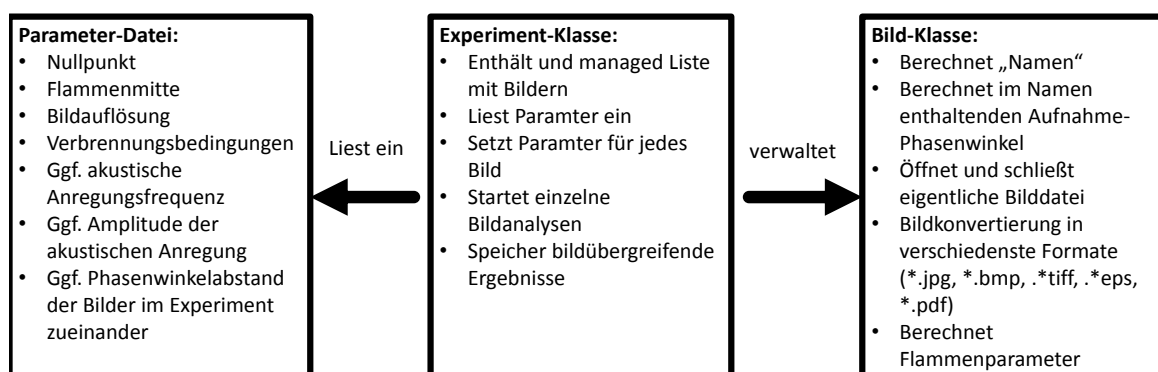


Abbildung 4.10: Schema der unterhalb des Programmhandlers befindlichen Klassenstruktur.

Unterhalb der Programmhändlerklasse ist das in dieser Arbeit entwickelte Programm weiter in einzelne Experimente gegliedert (siehe Abbildung 4.10). Jedes Experiment wiederum kann beliebig viele Bilder enthalten. Die Bilder können, aber müssen nicht zwangsweise, in einem logischen Zusammenhang zueinander stehen. Die für das Experiment relevanten Parameter werden durch die Experimentklasse aus der entsprechenden Konfigurationsdatei eingelesen. Die darin enthaltenden, für die Bildanalyse notwendigen, Parameter werden an jedes Bild weitergegeben. Die Bildklasse wiederum übernimmt die eigentlichen Berechnungen. Die Analyse der Bilder und die Berechnung der einzelnen Flammenparameter wird im folgenden im Detail erläutert.

4.5.3.1 Chemilumineszenzintensität des Bildes

Durch den Einsatz eines UG11 bzw. 430 nm Bandpassfilters wird selektiv nur die OH* bzw. CH* Chemilumineszenz zum UV-Objektiv der iStar Kamera durchgelassen. Die IR-Durchlässigkeit der Filter wird hierbei durch die vernachlässigbare Detektionseffizienz der iStar Kamera im IR-Bereich ausgeglichen. Daher ist das detektierte Signal ausschließlich auf das OH*, bzw. CH* Eigenleuchten der Flamme zurückzuführen, weshalb die Signalintensität direkt mit der Wärmefreisetzung der Flamme an diesem Ort korreliert¹¹.

Die Gesamtchemilumineszenzintensität ergibt sich als Summe über alle Pixelwerte¹². Die mittlere Chemilumineszenzintensität des Bildes ergibt sich als

$$\text{Mittlere Cl Intensität} = \frac{\text{Gesamt Cl Intensität}}{\text{Anzahl Pixel}}. \quad (4.1)$$

Die Umsetzung in Python code sieht wie folgt aus, wobei *open_image()* das Bild als *numpy array* [127] zurückgibt:

```
def calc_totalInt(self):  
    """ Calculate total Pixel count of image
```

¹¹Solange die von Hardalupas et. al. [60] aufgestellte These in den vermessenen Bereichen gültig ist. Weiterhin muss die gemessene Signalintensität innerhalb des linearen dynamischen Bereiches der Kamera liegen. Dies ist bei den hier gemachten Aufnahmen der Fall.

¹²Der Abzug eines Dunkelbildes zur Korrektur des Dunkelstroms und evtl. einfallenden Lichtes aus anderen Quellen war bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen nicht erforderlich.


```

'''
__arr = self.open_image()
self.att['totalInt'] = __arr.sum()
hoehe = __arr.shape[0]
breite = __arr.shape[1]
__apx = breite * hoehe
self.att['mittelInt'] = self.att['totalInt'] / __apx

```

Das *att* Dictionary (*att* = attribute) wird für die Zwischenspeicherung aller berechneten Werte, sofern nicht anders angemerkt, verwendet.

4.5.3.2 Lumineszenzschwerpunkt

Der Lumineszenzschwerpunkt wird mit Hilfe der von *scipy* bereitgestellten *Center of Mass* Funktion berechnet.

```

def calc_com(self):
    ''' Calculate the center of mass of the image
    '''
    __arr = self.open_image()
    __com = spimg.measurements.center_of_mass(__arr)
    self.att['CoM 0'] = __com[0] #vertical com
    self.att['CoM 1'] = __com[1] #horizontal com

```

Allgemein berechnet sich der Massenschwerpunkt CoM für ein System von Partikeln nach:

$$\text{CoM} = \frac{1}{M} \sum_{x,y=1}^n m_{x,y} r_{x,y} \quad (4.2)$$

Dabei ist M die Gesamtmasse der Partikel, hier gleichbedeutend mit der Gesamtchemilumineszenzintensität, und $m_{x,y}$ der Pixelwert multipliziert mit der Pixelkoordinate $r_{x,y}$. Der horizontale Lumineszenzschwerpunkt wird für mehrere Flammen berechnet, gemittelt, gerundet und der erhaltene Wert in der Auswertung als Flammenmitte für alle Flammen verwendet.

4.5.3.3 Flammenhöhe

Als Flammenhöhe wird die Höhe definiert, in der sich die Flammenoberfläche oberhalb der Mitte der Öffnung des Flammenhalters befindet. Bevor die eindeutige Bestimmung

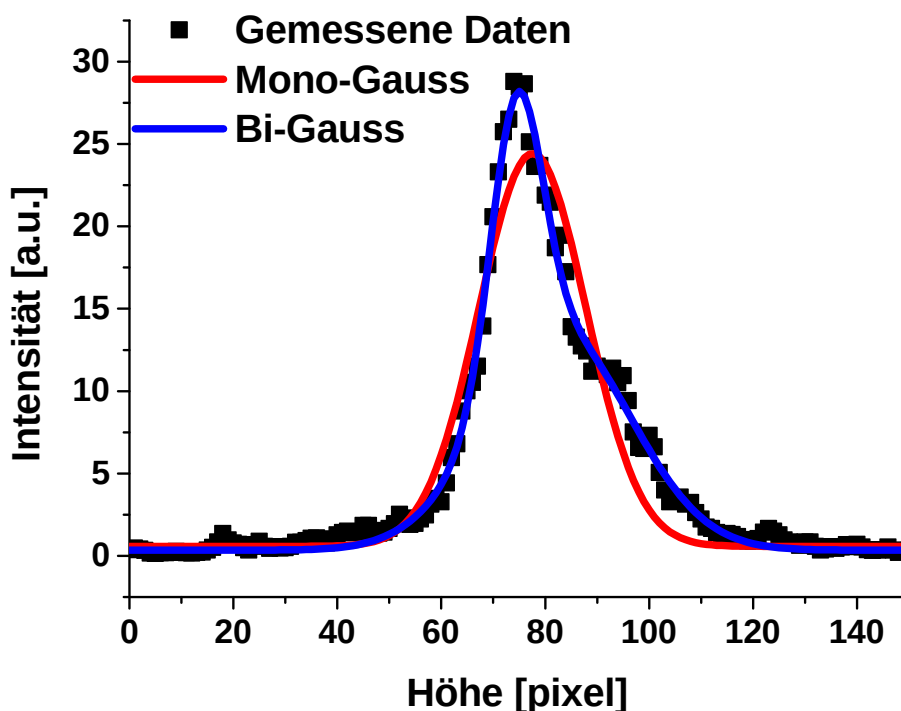


Abbildung 4.11: Pixelintensität gegen Höhe über dem Flammenhalter für die Flammenmitte für eine typische Flamme.

der Flammenhöhe möglich ist, muss dafür die Flammenmitte bekannt sein und es muss eine Definition für die Bestimmung der Flammenoberfläche vorliegen.

In Abbildung 4.11 ist ein typischer Intensitätsverlauf für die Pixelreihe in der Flammenmitte gegen die Höhe über dem Flammenhalter aufgetragen. Es lässt sich ein deutlich ausgeprägter Peak bei Pixel 75 erkennen, welcher jedoch eine Schulter bei Pixel 90 aufweist¹³. Als Flammenhöhe wird nun die Höhe definiert bei der die Intensität maximal ist, da dies dem Zentrum der Reaktionszone¹⁴ entspricht. In dem gewählten Beispiel wäre dies zwischen den Pixeln 74 und 76 der Fall. Um den Einfluss des Rauschens auf die Position der Flammenhöhe zu minimieren, ist es sinnvoll die Daten anzupassen und das Maximum der Anpassung zu wählen. Auf Grund der Einfachheit der Funktion werden eine

¹³Eine solche Schulter wird häufiger gefunden, auch wenn sie meist weniger stark ausgeprägt ist. Die Schulter muss sich dabei auch nicht zwangsweise bei größeren Höhen wie der Hauptpeak befinden und ist auf die inhomogenen Randbereiche der Flamme zurückzuführen.

¹⁴Da in diesem Experiment die Reaktionszone nicht aufgelöst wird, sondern sich auf Grund der Schlitzform und der inhomogenen Randbereiche diese im Bild nur verbreitert erscheint. Im Niederdruck ist eine Auflösung der Reaktionszone möglich und die Wahl eines entsprechenden Markers ist schwieriger.

oder mehrere Gauss-Funktionen an die Daten angepasst. Die verwendete Gauss-Funktion lautet:

$$I(x) = b + a \cdot \exp\left(-\left(\frac{x - m}{s}\right)^2\right) \quad (4.3)$$

Hierbei ist I die erhaltene Intensität, b der Offset für die Korrektur eines möglichen allgemeinen Untergrundes, a die Amplitude, m der Erwartungswert und s die Standardabweichung. Wird lediglich eine Gaußkurve angepasst, so ist die Anpassung im Peak der Funktion schlecht, da der Sockel im Anpassungsvorgang mit berücksichtigt wird. Das Maximum liegt hier bei Pixelhöhe 77,5 (Abbildung 4.11, Mono-Gauss). Die Anpassung kann deutlich verbessert werden, wenn die Summe von zwei Gauss-Funktionen angepasst wird. Hier liegt die Pixelhöhe bei 74,3 für die erste und 82,3 für die zweite Gaußkurve (Abbildung 4.11, Bi-Gauss). Auf Grund der allgemein guten Anpassung an die gemessenen Daten sollten immer zwei Gaußkurven angepasst werden, und die Kurve mit der größeren Amplitude als Position der Flammenoberfläche gewählt werden. Für die Qualität und Schnelligkeit der Anpassung ist es von entscheidender Bedeutung, dass die Startparameter der Anpassung geschickt gewählt werden. Als Startamplitude wird daher die Intensität des maximalen Pixels gewählt (die Amplitude der zweiten Gauss-Funktion mit der Hälfte dieser Intensität) und dessen Position ebenfalls für den Erwartungswert. Als Standardabweichung hat sich ein Wert von 10 Pixeln bewährt. Fehlanpassungen sind i.d.R. nicht auf die Daten zurückzuführen, sondern auf die Wahl ungünstiger Startparameter die das Auffinden anderer lokaler Minima zulassen.

Die zur Berechnung verwendete Funktion ist so gestaltet, dass eine beliebige Anzahl an Gauss-Funktionen angepasst werden können, indem die Anzahl als optionaler Parameter übergeben wird.

```
def calc_flammenhoeheGauss(self, nGauss = 2):
    """ Calculate flame height with gauss fit
    """
    #load needed Settings
    nullpunkt = int(self.zero)
    flammenmitte = int(self.flame_center)
    aufloesung = float(self.resolution)
    _arr = self.open_image()
```

Die eigentliche Bestimmung der Flammenhöhe erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst werden die mittleren drei (bzw. angegebene Breite + 1) Pixelreihen addiert und das ab-

solute Maximum sowie dessen Position bestimmt.

```
#Calculations
breite = 1
_roi = _arr[:, flammenmitte-breite:flammenmitte+breite+1]
_roi = _roi.sum(axis=1) #wird zu 1D array
_guessMax = np.argmax(_roi)
_guessMaxV = np.amax(_roi)
```

Hiernach startet der eigentliche Anpassungsprozess, wobei das vorher geschätzte Maximum und dessen Position als Initiallösung dem Algorithmus mitgeben wird.

```
# fitting process
y = _roi
_max = len(y)-1
x = np.linspace(0,_max, len(y))
n = nGauss #1 gauss
b = np.argmin(_roi)
a = [_guessMaxV]*n
m = [_guessMax]*n #wenn nur ein gauss nur ein eintrag
s = [10]*n

if n > 2:
    for i in xrange(1, n):
        a[i] = _guessMaxV / (2*i)
        m[i] = _guessMax + 5 * i
        s[i] = s[0] * 2

__fp = self.workspace+'/flammenHoeheGauss nGauss='+str(n)+'/'
if not os.path.exists(__fp):
    os.makedirs(__fp)
__fp += str(self.att['basename'])

b, a, m, s = self.fitter.multi_gauss_fit(x, y, n, b, a, m, s,
                                         plotflag = False, savefp = __fp)

#defining flame attributes
m.sort() #arranging fitted gauss functions for prettier saving
for i in xrange(nGauss):
    self.att['flammenhoeheGauss nGauss='+str(n)+' '+str(i)] = (m[i] - nullpunkt) / aufloesung
    self.att['flammenhoeheGaussAmplitude nGauss='+str(n)+' '+str(i)] = a[i] #amplitude
    self.att['flammenhoeheGaussIndex nGauss='+str(n)+' '+str(i)] = m[i] #_posMax
    self.att['flammenhoeheGaussVarianz nGauss='+str(n)+' '+str(i)] = s[i] / aufloesung
```

Der eigentliche Anpassungsalgorithmus beruht auf der von *scipy* bereitgestellten *leastsq* Funktion (*leastsquare*; Summe kleinster Quadrate)¹⁵. Die eigentliche Arbeit besteht darin die passende Residuumsfunktion (*res*) zur Verfügung zu stellen, mit dessen Hilfe *leastsq* den Fehler der Anpassung berechnet. Weiterhin ist das besondere, dass nicht nur eine einzelne Funktion angepasst werden kann, sondern eine beliebige Summe einer einzelnen Funktion, d.h. in diesem Fall eine beliebige Anzahl an Gauss-Funktionen.

```
def gauss(self, x, b, a, mean, sd):
```

¹⁵*leastsq* ist dabei ein Wrapper um die bekannten MINPACK *lmdif* und *lmder* algorithmen [128].

```

    return b+a*np.exp(-((x-mean)/sd)**2)

def multi_gauss_fit(self, x, y, n, b, a, m, s, plotflag = True, savefp = ''):
    """ Fit n Gauss functions do data

    x (np.array): numpy array with x-axis
    y (np.array): numpy array with data
    n (int): number of Gauss functions to fit
    b (int): offset of gauss functions
    a (np.array): preexponential factors
    m (np.array): m[0]= initial mean value for first gauss
                  m[n]= initial guess for mean value, different from norm
                  gauss fit
    s (np.array): array of standard deviations
    plotflag (bool): if true an graph is plottet
    savefp (str): Filepath to save to; saved if str != ''

    Example:

        n = 2
        m = [5., 5.]
        s = [1, 1]
        x, y_real = myfitter.create_testdata()
        multiGaussFit(x, y_real, n, m, s)

    Returns:

        b, a, m, s

    """
    def res(p, y, x):
        #initialisation of paramters
        b = p[0]
        a = []
        m = []
        s = []
        for i in xrange(n):
            a.append(p[i+1]) #+1 because 0 is offset b
            m.append(p[i+1+n]) #3 because 3 params
            s.append(p[i+1+(2*n)])
            #print a, m, s

        #generation fit function
        y_fit = self.gauss(x, b, a[0], m[0], s[0])
        for i in xrange(1,n):
            y_fit += self.gauss(x, b, a[i], m[i], s[i])
        err = y - y_fit
        return err

    #parameter magic, notwendig um paramter für leastsq zu bekommen
    p = []
    p.append(b)
    for item in a:
        p.append(item)
    for item in m:
        p.append(item)
    for item in s:
        p.append(item)
    p = np.array(p)
    param, success = leastsq(res, p, args = (y, x), maxfev = 10000)
    #print param

    #result function
    b = param[0]
    a = []
    m = []

```

```
s = []
for i in xrange(n):
    a.append(param[i+1]) #+1 because 0 is offset b
    m.append(param[i+1+n]) #3 because 3 params
    s.append(param[i+1+(2*n)])
    #print a, m, s

#plotting
#generation fit function
if plotflag == True:
    y_est = self.gauss(x, b, a[0], m[0], s[0])
    for i in xrange(1,n):
        y_est += self.gauss(x, b, a[i], m[i], s[i])

plt.cla()
plt.plot(x, y, 'bo', label='Real Data')
plt.plot(x, y_est, 'g-', label='Fitted')
plt.legend()
if savefp != '':
    _fp = savefp + '.jpg'
    plt.savefig(_fp)
    _data = []
    for i in xrange(len(x)):
        _data.append([x[i], y[i], y_est[i]])
    _data = np.array(_data)
    _fp = savefp + '.txt'
    np.savetxt(_fp, _data, delimiter=';')

return b, a, m, s
```

4.5.3.4 Flammenbreite

Bei der Bestimmung der Flammenbreite gibt es ähnliche Probleme wie bei der Bestimmung der Flammenhöhe. Erschwerend kommt hinzu, dass es pro horizontaler Pixelreihe zwei Flammenoberflächen gibt, die sich in einem veränderlichen Abstand zueinander befinden. Exemplarisch ist die Pixelintensität einer Pixelzeile gegen die Pixelbreite in Abbildung 4.12 aufgetragen. Die Pixelbreite wurde bereits mit der durch das Lumineszenzmaximum bestimmten Mitte der Flamme korrigiert, so dass sich die Maxima bei ± 15 Pixeln befinden. Deutlich sind hier auch die Lumineszenzschultern zum Flammenäußeren hin zu erkennen, so dass die simultane Anpassung von vier Gauss-Funktionen theoretisch sinnvoll wäre. Auf Grund der geschilderten Schwierigkeiten (siehe Abschnitt zur Bestimmung der Flammenhöhe 4.5.3.3) werden jedoch nur zwei Gausskurven simultan angepasst. Da die Flammenoberfläche dennoch gut wiedergegeben wird und bei vier Gausskurven weitere, nicht passende, lokale Minima beim Fit häufiger auftauchen, wird auf diese reduzierte

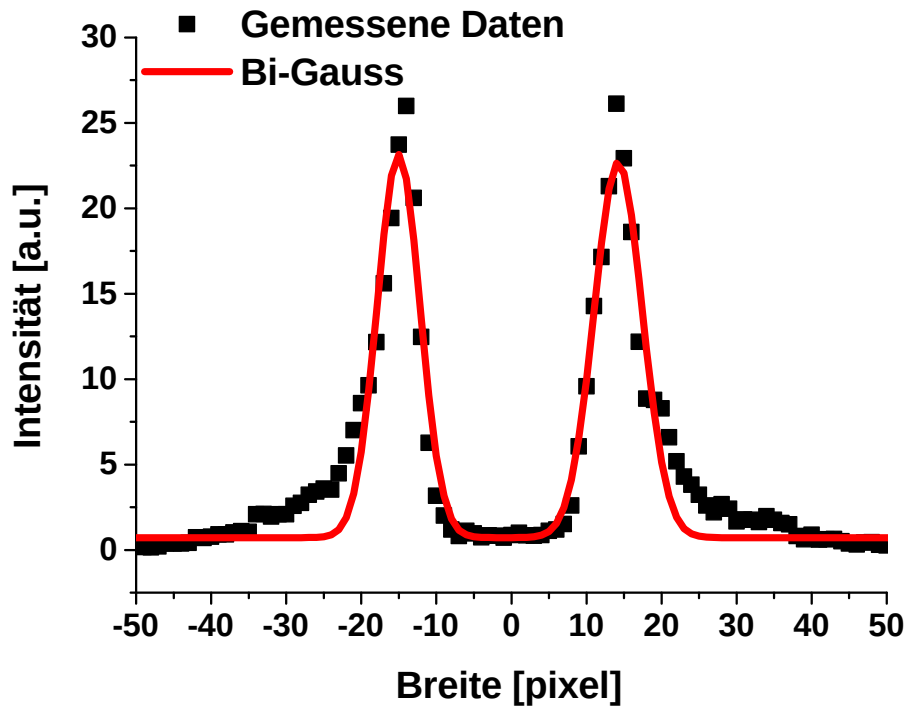


Abbildung 4.12: Typischer Intensitätsverlauf entlang einer horizontalen Pixelzeile über dem Flammenhalter.

Anpassung zurückgegriffen. Durch die Wahl dieser Bestimmungsmethode kommt es zu einem leichten systematischen Fehler in der Flammenbreite der sich jedoch nur auf wenige Zehntelmillimeter beläuft. Die Flammenbreite selbst wird als Differenz der Positionen der Gauss-Funktionen definiert.

Die Flammenbreite wird für jede horizontale Pixelzeile bestimmt. In Abbildung 4.13 ist exemplarisch die Flammenbreite gegen die Höhe über dem Flammenhalter (HAB) aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Bestimmung der Flammenbreite sehr robust arbeitet, so dass keine Anpassung manuell korrigiert werden muss. Die Bestimmung der Flammenbreite erfolgt im Bereich von 0 mm über dem Flammenhalter bis zu der bestimmten Flammenhöhe. Auffällig ist, dass die Flammenbreite bei der maximalen Flammenhöhe nicht, wie vielleicht zu erwarten wäre, auf null zurückgeht. Stattdessen beträgt die Restflammenbreite bei dieser Höhe 1 mm. Erklärt wird dies dadurch, dass die Flamme im Scheitelpunkt so stark gekrümmt ist, dass sie an dieser Stelle fast waagrecht verläuft. Daher ist auch eine Anpassung für größere Höhen als der Flammenhöhe nicht sinnvoll (siehe Abbildung 4.13).

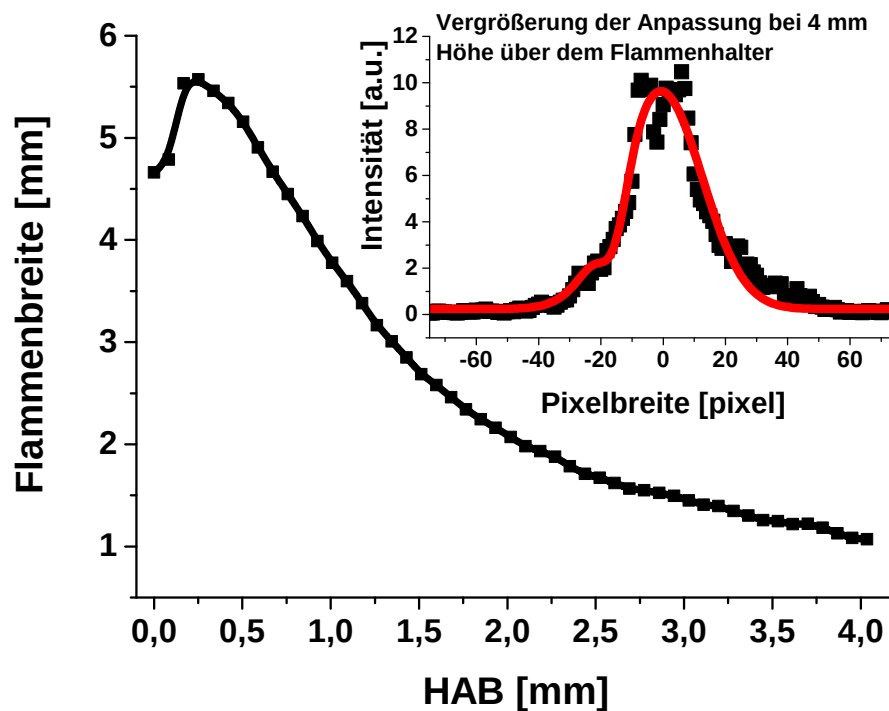


Abbildung 4.13: Flammenbreite in Abhängigkeit der Höhe über dem Flammenhalter.

Diskussionswürdig ist ebenfalls der Knick bei 0,16 mm über dem Flammenhalter. Wie zu einem späteren Zeitpunkt (siehe Abschnitt 4.5.3.5) diskutiert wird, ist dieser auf ein leichtes Abheben der Flamme vom Flammenhalter zurückzuführen. Dies ist auch so zu erwarten, da die Flamme durch den Wärmetransfer an den Flammenhalter gekühlt wird und deshalb dort erlischt. Während also sowohl die Ergebnisse bei sehr niedrigen und sehr hohen Höhen (jeweils wenige Zehntelmillimeter) fehlerbehaftet sind, so ist die Genauigkeit der Bestimmung der Flammenbreite über den Großteil der gesamten Flamme sehr hoch. Die Bestimmung der Flammenbreite erfolgt mit Hilfe der bereits zur Bestimmung der Flammenhöhe vorgestellten Anpassung zweier Gauss-Funktionen. Wie dort erfolgt zunächst die Schätzung der Startparameter für die Anpassung bevor der eigentliche Anpassungsvorgang startet.

```
def calc_flammenbreite_single(self, work_q, result_q, plotflag=False):
    """ Calculate the flame width by fitting two gauss
    ...
    while True:
        flammenmitte = int(self.flame_center)
        #Get task out of work queue
        index, roi = work_q.get()
        #Guess starting parameters for fit
        guessleft = np.argmax(roi[:flammenmitte])
        guessleftA = np.amax(roi[:flammenmitte])
```



```

guessright = np.argmax(roi[flammenmitte:]) + flammenmitte
guessrightA = np.amax(roi[flammenmitte:])

# fitting process
y = roi
__max = len(y)-1
x = np.linspace(0,__max, len(y))
n = 2 #2 gauss
b = 10
a = [guessleftA, guessrightA]
m = [guessleft, guessright] #da nur ein gaus nur ein eintrag
s = [10, 10]

__fp = self.workspace+'/flammenFlaecheBreiteGaussFit/'+str(self.att['basisname'])+'/'
if plotflag == True:
    if not os.path.exists(__fp):
        os.makedirs(__fp)
    __fp += ' Pixel='+str(index)

b, a, m, s = self.fitter.multi_gauss_fit(x, y, n, b, a, m, s, plotflag, savefp = __fp)
result_q.put([index, b, a, m, s])
work_q.task_done()

```

Die *work_q* und *results_q* Queues (Warteschlangen) ergeben sich aus der Parallelisierung. Letztlich wird zunächst ein Arbeitsauftrag, d.h. hier an welche Pixelzeile die Anpassung erfolgen soll, mit *work_q.get()* abgeholt. Dieser wird bearbeitet und das Ergebnis mit *result_q.put()* in die Ergebnis Queue eingetragen. Mit *work_q.task_done()* wird schließlich mitgeteilt, dass der Arbeitsschritt beendet ist und mit dem nächsten Arbeitsauftrag angefangen werden kann.

Die Parallelisierung lässt sich vereinfacht wie folgt beschreiben: Es werden so viele Arbeiter (*worker*) erzeugt wie es CPU-Kerne gibt, jeder Arbeitsauftrag der Warteschlange hinzugefügt, die Arbeiter gestartet und nach Abschluss aller Arbeitsaufträge die Ergebnisse aus der Ergebnisschlange herausgeholt. Da die Reihenfolge, bzw. das fertig werden jedes einzelnen Arbeiters nicht definiert ist, werden die Ergebnisse nach einem vorher mitgegebenem Index geordnet.

```

def calc_flammenbreite(self, plotflag=True):
    """ Calculate the flame width

    Creates:
        2D image

    """
    __arr = self.open_image()
    nullpunkt = int(self.zero)

    if 'flammenhoeheIndex' in self.att.keys():
        flammenhoehe = self.att['flammenhoeheIndex']
    else:

```

```
self.calc_flammenhoehe()

#schneide array zurecht:
if flammenhoehe < nullpunkt:
    _arr = _arr[flammenhoehe:nullpunkt, :]
else:
    _arr = _arr[nullpunkt:flammenhoehe, :]

#multiprocessing setup
num_workers = mp.cpu_count() #number of worker processes
work_q = mp.JoinableQueue() #work queue
result_q = mp.Queue() #Queue for results

#put tasks into work_q
for i in xrange(_arr.shape[0]):
    _troi = _arr[i, :]
    _work = (i, _troi)
    work_q.put(_work)

#setup workers
workers = []
for i in xrange(num_workers):
    workers.append(mp.Process(target=self.calc_flammenbreite_single,
                              args=(work_q, result_q)))

#start workers
for w in workers:
    #print w
    w.daemon = True
    w.start()
work_q.join()

#get results out of results_q
_tarr = []
n_result = result_q.qsize()
for result in xrange(n_result):
    _t = result_q.get()
    _tarr.append(_t)

#close queues
work_q.close()
result_q.close()
result_q.join_thread()

#terminate workers
for w in workers:
    w.terminate()

_tarr.sort() #returns sorted array

_tarea = [] #for calculation of the area
for item in _tarr:
    #print item[3]
    _tarea.append(item[3]) #amplitudenposition m

return _tarea
```

Aufgerufen wird die `calc_flammenbreite()` Funktion von der `calc_flammenoberflaecheGauss` Funktion, da die Position der Flammenfront sowohl zur Berechnung der Flammenbreite auf jeder Höhe benötigt wird, wie auch zur Bestimmung der Gesamtflammenoberfläche (siehe nächsten Abschnitt).

```
def calc_flammenoberflaecheGauss(self, plotflag = True):
    """ Calculate the flame area

    """

    aufloesung = float(self.resolution)

    _tarea = self.calc_flammenbreite()
    _tarea = np.array(_tarea)
    #print _tarea
    _left = _tarea[:,0]
    _right = _tarea[:,1]

    #calculating width
    _width = []
    for i in xrange(len(_left)):
        if _right[i] >= _left[i]:
            _width.append( [i/aufloesung, (_right[i] - _left[i]) / aufloesung] )
        else:
            _width.append( [i/aufloesung, (_left[i] - _right[i]) / aufloesung] )
    _width = np.array(_width)
    self.att['flammenbreite'] = _width
    self.calc_setOffDistance(_width)

    #Flammenvolumen
    #flammenvolumen = Volumen von flammenhöhe bis flammenhalter
    self.att['flammenVolumen'] = np.sum(_width[:,1]) * 1/aufloesung #für höhenauflösung bei
        volumenberechnung

    #bessere Methode um flammenfläche zu bestimmen
    a = _width[:,1]
    area = 0.0
    for i in xrange(len(a)-1):
        area += math.sqrt(((a[i+1]-a[i])/2)**2+(1/aufloesung)**2)*2 #da zwei haelften
    area += a[len(a)-1]
    self.att['flammenoberflaecheGauss'] = area
```

4.5.3.5 Abgehobenheit der Flamme

Als Abgehobenheit der Flamme, oder auch *stand-off-distance* (sof) genannt, wird die Entfernung zwischen Flamme und Flammenhalter verstanden (Visualisierung siehe Abbildung 4.8). Da die Bestimmung dieser Abgehobenheit sehr schwierig ist, wird sie hier als Position des Maximums der Flammenbreite verstanden, wie es z.B. in Abbildung 4.12 zu sehen ist. Dieser Punkt wurde gewählt, da an dieser Stelle die Anpassung noch sehr gut funktioniert

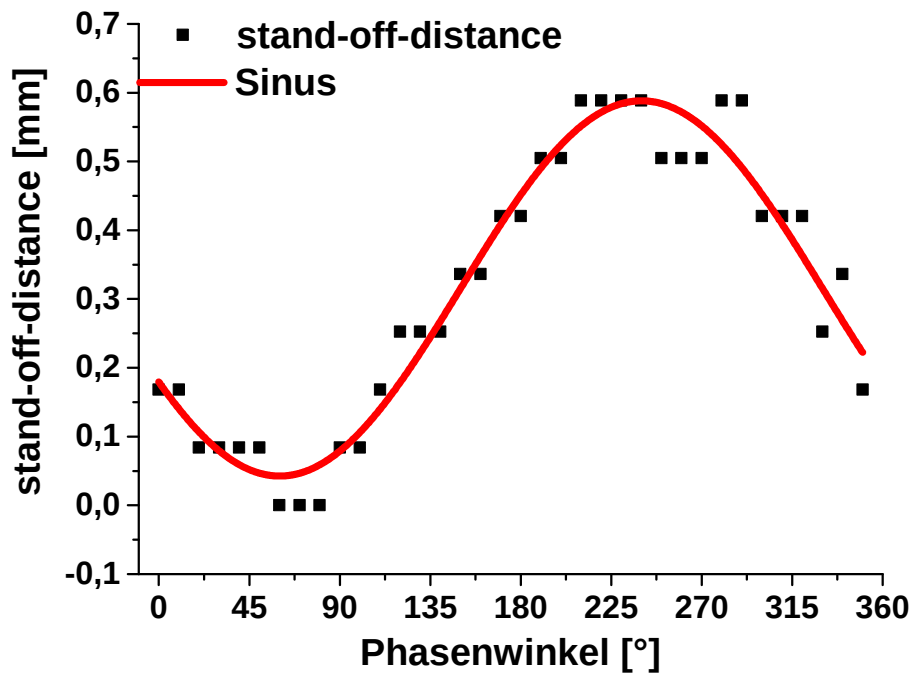


Abbildung 4.14: Abgehobenheit der Flamme gegen den Phasenwinkel einer akustisch angeregten Flamme.

und auch die Intensitätswerte hoch sind¹⁶. Bei niedrigeren Höhen fallen die Pixelintensitätswerte, mangels vorhandener Flamme an dieser Stelle, sehr schnell sehr stark ab, so dass der Fit ungenau wird. Da die so bestimmte Position mit der Position übereinstimmt, die auch visuell gewählt worden wäre, wird dieser Punkt als *stand-off-distance* definiert. In Abbildung 4.14 ist die typische *stand-off-distance* in Abhängigkeit des Phasenwinkels der Oszillation einer akustisch angeregten Flamme gezeigt. Die so schwankt in diesem Beispiel zwischen 0 und 0,58 mm. Wie in einem späteren Abschnitt diskutiert wird, ist ein solcher sinusartiger Verlauf der *stand-off-distance* zu erwarten. Obwohl sich die Schwankung damit nur in einem Bereich von 7 Pixeln bewegt, so ist sie doch signifikant und mit der vorhin beschriebenen Methode ausreichend gut zu bestimmen.

Die Umsetzung in Python ist einfach möglich, da das Maximum mit `np.amax()` sehr leicht bestimmt werden kann.

```
def calc_setOffDistance(self, width):
    """ Calculate the set-off-distance

    width (np.arr): flammenbreite gegen höhe
```

¹⁶Sie liegen mindestens eine Größenordnung über jedem beobachteten „Sockel“.

```

funktion sollte nur von calc_flammenflaecheGauss aufgerufen werden

makes:
flammenoberflaecheGauss-sof = flammenoberflächeGauss berechnet aber nur
bis zur sof höhe

flammenVolumen-sof = Flammenvolumen- Volumen von Brenneroberflaeche bis
sof hoehe

flammenVolumen-sof+sofRechteck = flammenVolumen-sof + Angenommenes
Rechteck von sof höhe bis Brenneroberflaeche als unverbranntes Volumen

***
aufloesung = float(self.resolution)
_imax = np.argmax(width[:, 1])
self.att['sof'] = _imax / aufloesung #set off distance als maximum der flammenbreite definiert
self.att['sof-breite'] = np.amax(width[:, 1])
_widthMod = width[_imax:,:]
self.att['flammenVolumen-sof'] = np.sum(_widthMod[:,1])*1/aufloesung
self.att['flammenVolumen-sof+sofRechteck'] = self.att['flammenVolumen-sof'] + _widthMod[0,1] * _imax
* 1/aufloesung

a = _widthMod[:,1]
area = 0.0
for i in xrange(len(a)-1):
    area += math.sqrt(((a[i+1]-a[i])/2)**2+(1/aufloesung)**2)*2 #da zwei haelften
area += a[len(a)-1]
self.att['flammenoberflaecheGauss-sof'] = area
self.att['flammenoberflaecheGauss-sof+gerade'] = area + self.att['sof']

```

4.5.3.6 Flammenoberfläche

Die Flammenoberfläche ist eine wichtige Kennzahl der Flamme, da sie mit der Wärmefreisetzung der Flamme im Zusammenhang steht (siehe Abschnitt 3.5). Dies macht so lange Sinn, wie davon ausgegangen werden kann, dass die Wärmefreisetzung an jeder Stelle der Flammenoberfläche gleich ist. Solche Annahmen werden in der Literatur häufig getroffen. Kopp-Vaughan [13] rekonstruiert beispielsweise die Flammenoberfläche aus einer mathematischen Beschreibung des OH-PLIF Bildes. Die Flammenoberfläche wird hier auf vier verschiedene Weisen bestimmt:

1. Die Anzahl der Pixel deren Intensität über dem Intensitätsdurchschnitt des Bildes liegt¹⁷.

¹⁷Diese Annahme ist gültig, sofern die Breite der Reaktionszone immer gleich ist.

2. Die Flammenoberfläche kann auch aus der Flammenbreite, d.h. als „Weg“ durch die Position der Maxima der Gauss-Funktionen bestimmt werden.
3. Wie Punkt 2, jedoch wird die Abgehobenheit der Flamme in der Bestimmung der Flammenoberfläche korrigiert. Die Korrektur erfolgt, indem die Flammenoberfläche vom Flammenhalter bis hin zur *stand-off-distance* nicht berücksichtigt wird.
4. Wie Punkt 3, jedoch wird die *stand-off-distance* zur Flammenoberfläche hinzuaddiert. Dadurch wird die Flamme imaginär bis zum Flammenhalter hin verlängert.

Die Flammenoberfläche A für den zweiten Fall berechnet sich nach Gleichung 4.4. Hierbei wird die Flammenoberfläche aus der vorangegangenen Flammenbreitenberechnung für jede Pixelzeile i rekonstruiert¹⁸. Die Berechnung erfolgt von der Höhe des Flammenhalters im Bild bis hin zur berechneten maximalen Flammenhöhe. Da, wie in Abschnitt 4.5.3.4 diskutiert, die Flammenspitze eine gewisse Breite aufweist, wird diese hinzuaddiert.

$$A = \sum_{i=1}^{n=F.\max} \sqrt{\left(\frac{(\text{Breite}_i - \text{Breite}_{i+1})}{2}\right)^2 + \left(\frac{1}{\text{Auflösung}}\right)^2} \cdot 2 + \text{Breite}_{F.\max} \quad (4.4)$$

Die Berechnung der mit der *stand-off-distance* korrigierten Flammenoberfläche erfolgt nach Gleichung 4.5. Einziger Unterschied zu Gleichung 4.4 besteht in dem Startpixel (=Höhe über Flammenhalter) der Summation. Hier wird erst ab der berechneten *stand-off-distance* mit der Berechnung der Flammenoberfläche gestartet.

$$A_{\text{korrr. sof}} = \sum_{i=\text{sof}}^{n=F.\max} \sqrt{\left(\frac{(\text{Breite}_i - \text{Breite}_{i+1})}{2}\right)^2 + \left(\frac{1}{\text{Auflösung}}\right)^2} \cdot 2 + \text{Breite}_{F.\max} \quad (4.5)$$

Da eine Korrektur der *stand-off-distance* in der Literatur jedoch nie erfolgt, kann sie anschließend wieder hinzuaddiert werden (Gleichung 4.6). Im Endeffekt wird hierdurch die

¹⁸Der erste Summand besteht aus dem Satz des Pythagoras, wo die beiden Katheten bekannt sind und die Hypotenuse berechnet wird. Der Faktor zwei ergibt sich daraus, dass die Oberflächenberechnung zunächst in der Wurzel nur für eine Flammenseite durchgeführt wird.

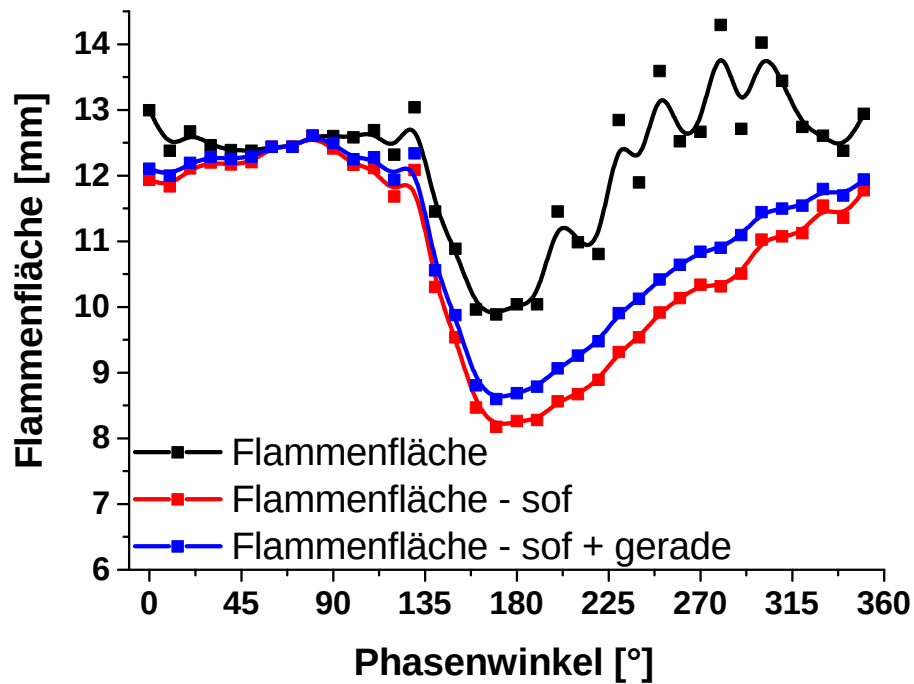


Abbildung 4.15: Typische Flammenoberflächen nach unterschiedlichen Berechnungsmethoden gegen den Phasenwinkel einer akustisch angeregten Flamme.

Flamme bis zum Flammenhalter hinunter verlängert, aber die Fehler durch eine falsche Anpassung in diesem Bereich korrigiert.

$$A_{\text{korr. sof + gerade}} = A_{\text{korr sof}} + 2 \cdot \text{sof} \quad (4.6)$$

In Abbildung 4.15 sind die Flammenoberflächen für die Berechnungsmethoden 2-4 aus der vorangegangenen Aufzählung dargestellt. Auffällig ist, dass alle drei Berechnungsmethoden bis zu einem Phasenwinkel von 130° sehr ähnliche Ergebnisse liefern, während zu höheren Phasenwinkeln hin die Kurven stark voneinander abweichen. Das Ergebnis ohne Korrektur der sof ist zudem nicht stetig, sondern stark verrauscht. Dieses Verhalten ist auf die fehlerhaften Anpassungen innerhalb der sof zurückzuführen, da die Oszillationen in den Berechnungsmethoden mit sof Korrektur (rot und blau) nicht auftreten. Die Berechnungsmethoden mit sof Korrektur unterscheiden sich nur minimal in ihrem generellem Verlauf (Differenz/2 siehe Abschnitt 4.5.3.5 bzw. Graph 4.14). Unterschiede ergeben sich nur durch die Abgehobenheit der Flamme die zwischen 140° und 340° Pha-

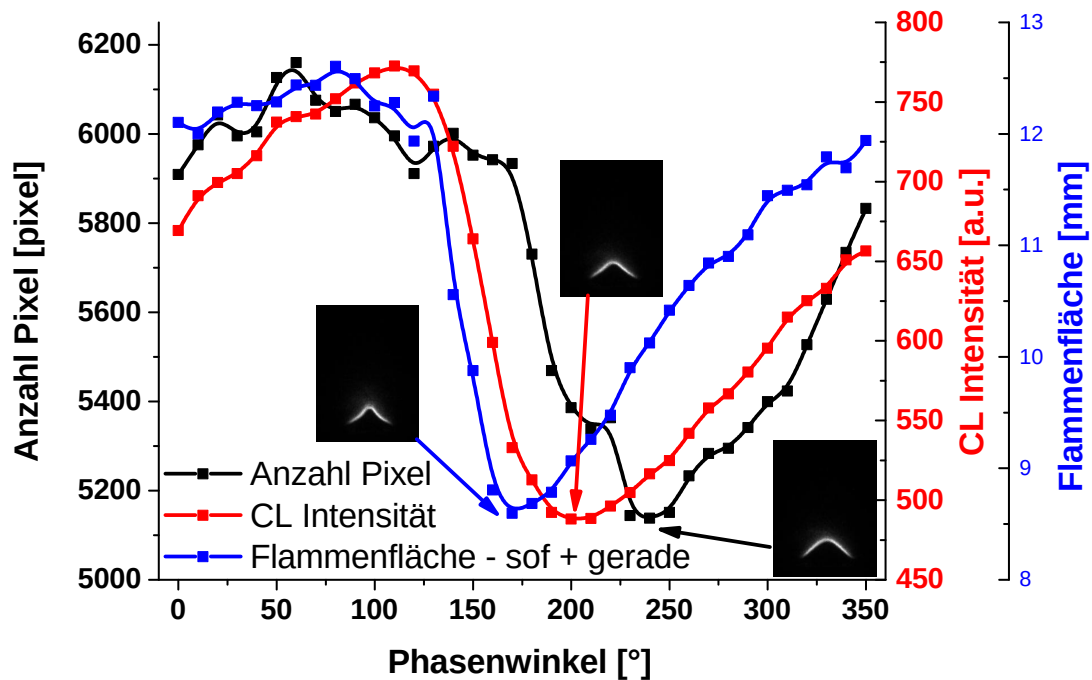


Abbildung 4.16: Typischer Verlauf der Anzahl der Pixel über dem Intensitätsmittelwert, der Chemilumineszenzintensität insgesamt und der korrigierten Flammenoberfläche.

senwinkel besonders groß ist. Durch diesen Vergleich zeigt sich, dass die Abgehobenheit der Flamme bei der Berechnung der Flammenoberfläche, zumindest für kleine Flammen, nicht vernachlässigt werden darf.

Neben der Berechnung der Flammenoberfläche über eine Anpassung der Flamme mittels Gauss-Funktionen, ist es naheliegend die Anzahl an Pixeln über einem gewissen Intensitätsschwellenwert als Maß für die Flammenoberfläche heranzuziehen. Denn ist die Flammenoberfläche immer gleich beschaffen, dann sollte jeder Millimeter Flammenoberfläche dieselbe Anzahl an Pixeln oberhalb des Schwellenwerts aufweisen. Als Schwellenwert wird hier die mittlere Intensität des jeweiligen Bildes herangezogen. Wie in Abbildung 4.16 gezeigt, ist dieser Zusammenhang nicht gegeben. Es ergibt sich ein deutlicher Unterschied im Verlauf der Anzahl der Pixel und der Flammenoberfläche, was sich vor allem in einem Phasenversatz von ca. 45° Phasenwinkel äußert. Dies wirft die Frage auf, welche Berechnungsmethode nun verwendet werden sollte. Beim Vergleich der Anzahl an Pixeln über dem Schwellenwert mit der Chemilumineszenzintensität der Bilder (d.h. beide Werte wurden aus dem selben Bild bestimmt) fällt zudem ebenfalls sowohl eine Phasenverschiebung

wie auch ein generell leicht unterschiedlicher Verlauf auf. Daraus kann gefolgert werden, dass die Anzahl an Pixeln über einem gewissen Schwellenwert nicht als proportionaler Wert, weder für die Flammenoberfläche noch für die Chemilumineszenzintensität, herangezogen werden kann. Bestätigt wird dies durch den visuellen Vergleich der Flammenbilder an den jeweiligen Verlaufsminima. So ist die Flamme bei einem Phasenwinkel von 240° größer als bei 170° Phasenwinkel, so dass der visuelle Eindruck mit der Berechnung der Flammenoberfläche über eine mathematische Anpassung qualitativ übereinstimmt. Dieses Ergebnis lässt sich durch eine unterschiedliche Breite der Reaktionszone in den aufgenommenen Bildern, sowohl auf Grund der inhomogenen Randbereiche, als auch durch den Tiefenfehler in Abhängigkeit der Flammenhöhe erklären (Abbildung 4.7).

4.5.3.7 Flammenvolumen

Als Flammenvolumen wird hier das Gasvolumen definiert, welches sich zwischen dem Flammenhalter und der Flammenfront befindet¹⁹. Daher ist das Flammenvolumen mit unverbranntem Frischgas gefüllt. Das Flammenvolumen V lässt sich einfach aus der Flammenbreite (siehe Kapitel 4.5.3.4) nach Gleichung 4.7 berechnen. Wie schon im Abschnitt zur Flammenoberfläche (Abschnitt 4.5.3.6) diskutiert, hat auch hier die *stand-off-distance* einen Einfluss auf die Berechnung des Flammenvolumens. Deshalb wird das Flammenvolumen unter Vernachlässigung des Volumens bis zur *stand-off-distance* berechnet (Gleichung 4.8). Da das Volumen zwischen Flammenhalter und *stand-off-distance* jedoch ebenfalls zur Flamme hinzugerechnet werden kann, wird ein Korrekturrechteck hinzuaddiert (Gleichung 4.9). Die Unterschiede sind ebenfalls in Abbildung 4.8 visualisiert.

$$V = \sum_{i=1}^n \text{Flammenbreite}_i / \text{Auflösung} \quad (4.7)$$

$$V_{\text{-sof}} = \sum_{i=\text{sof}}^n \text{Flammenbreite}_i / \text{Auflösung} \quad (4.8)$$

$$V_{\text{-sof} + \text{Rechteck}} = V_{\text{-sof}} + \text{Flammenbreite}_{\text{sof}} \cdot \text{sof} / \text{Auflösung} \quad (4.9)$$

¹⁹Da es sich um eine zweidimensionale Projektion der dreidimensionalen Flamme handelt, wird einheitlich eine Fläche erhalten. Diese ist allerdings, auf Grund der zweidimensionalität proportional zum Volumen, so dass der Begriff des Flammenvolumens hier verwendet werden darf.

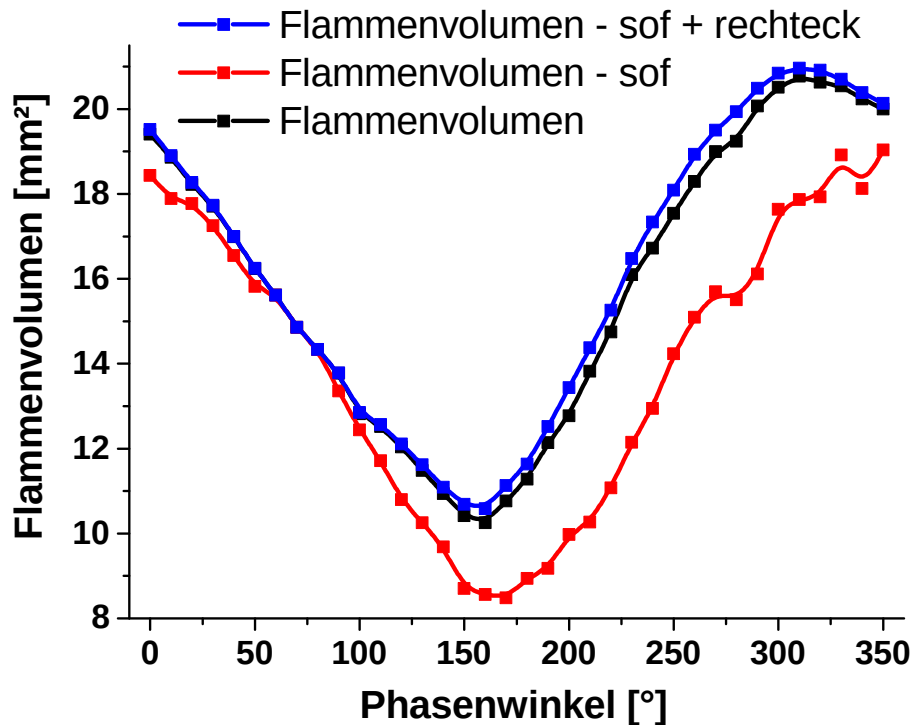


Abbildung 4.17: Vergleich typischer Flammenvolumenverläufe. Die *stand-off-distance* der Flamme wurde jeweils unterschiedlich in der Berechnung berücksichtigt. Die durchgezogenen Linien sind Spline Anpassungen an die berechneten Datenpunkte.

Ein typisches Ergebnis ist in Abbildung 4.17 gezeigt. Das Flammenvolumen, bei dessen Berechnung das Volumen unterhalb der *stand-off-distance* der Flamme nicht berücksichtigt wurde, zeigt dabei starke Abweichungen von dem ohne Korrekturen berechneten Flammenvolumen und dem Volumen mit angenommenem Korrekturrechteck der Flamme. Im Vergleich zu der Berechnung der Flammenoberfläche (siehe Abbildung 4.15) fällt zudem auf, dass hier die Vernachlässigung der sof zu einer deutlich höheren Abweichung führt. Dies ist vor allem dadurch zu erklären, dass zwar die sof nicht sonderlich hoch (<1 mm), die Flamme an dieser Stelle jedoch am breitesten ist, wodurch ein vergleichsweise großes Volumen entsteht. Auf Grund dieses großen Volumens fällt dann der, bei der Berechnung der Flammenoberfläche große, Fehler in der Berechnung der Flammenbreite weniger stark ins Gewicht. So sind die Kurven des unkorrigierten Flammenvolumens und die des mit einem Rechteck korrigierten Flammenvolumens fast deckungsgleich.

4.5.3.8 Fazit

In diesem Abschnitt sind verschiedene Flammenparameter beschrieben und verschiedene Berechnungsverfahren vorgestellt worden.

- **Lumineszenzintensität:** Die Chemilumineszenzintensität und damit die Wärme-freisetzung der Flamme lässt sich sehr gut aus den Bildern extrahieren. Als Größe hat sich hier die mittlere Pixelintensität des Bildes bewährt.
- **Flammenhöhe:** Zur Bestimmung der Flammenhöhe sollten immer zwei Gauss-Funktionen angepasst werden. Die Position der Gauss-Funktion mit der höheren Amplitude wird dann als Flammenhöhe definiert.
- **Flammenbreite:** Für die Bestimmung der Flammenbreite wird pro Flammenoberfläche lediglich eine Gauss-Funktion verwendet. Durch geschickte Wahl der Startparameter der Anpassung kann so die gesamte Flamme gut rekonstruiert werden.
- ***Stand off distance*:** Die Abgehobenheit der Flamme wird als Höhe der maximalen Flammenbreite definiert. Diese Definition stimmt gut mit der visuellen Definition überein.
- **Flammenoberfläche:** Die Flammenoberfläche wird mittels der in der Bestimmung der Flammenbreite durchgeführten Flammenrekonstruktion bestimmt. Hierbei ist eine Korrektur der *stand-off-distance* notwendig, welche durch die Annahme einer senkrechten Fortsetzung der Flamme bis zum Flammenhalter hin erfolgt.
- **Flammenvolumen:** Die Berechnung des Flammenvolumens basiert auf der bestimmten Flammenbreite. Auch hier ist eine Korrektur der fehlerhaften Flammenbreitenanpassung unterhalb der *stand-off-distance* notwendig. Dies geschieht durch die Addition einer entsprechenden Rechtecksfläche.

In Abbildung 4.18 sind alle wichtigen berechneten Kennzahlen exemplarisch für eine Flamme gegenüber gestellt. Es wird deutlich, dass die Verläufe der berechneten Größen sich teils

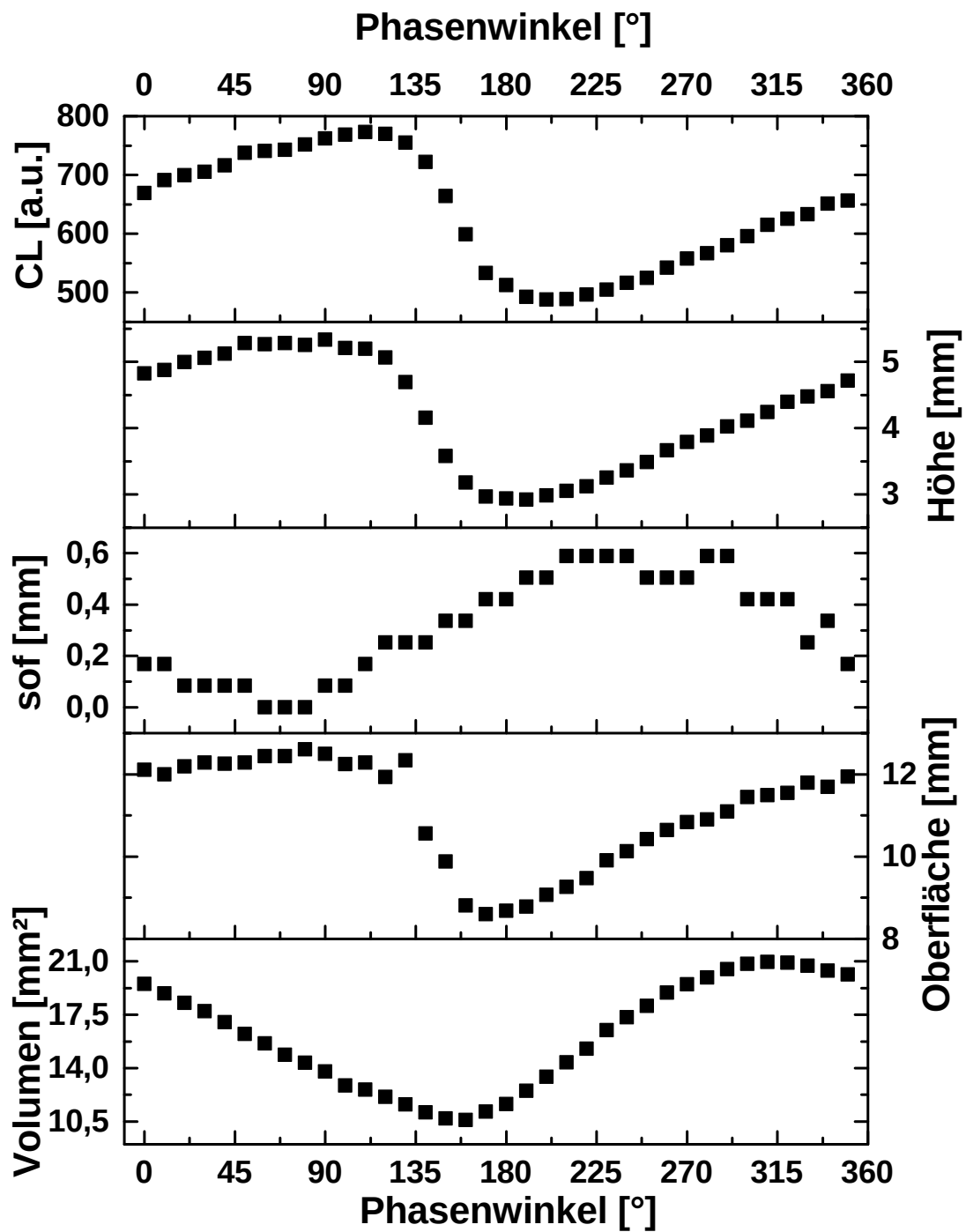


Abbildung 4.18: Vergleich aller berechneter Flammenparameter für eine typische, akustisch angeregte, Flamme.

stark voneinander unterscheiden. So ähneln sich die Verläufe der Chemilumineszenzintensität, der Flammenhöhe und der Flammenoberfläche stark. Beide haben ihr Maximum und Minimum an einer ähnlichen Position. Die *stand-off-distance* ist hierzu phasenverschoben und ähnelt deutlicher als z.B. der Chemilumineszenzverlauf einer Sinuskurve. Das Minimum des Verlaufs ist, als einzige der beobachteten Kennzahlen, mit 100° Phasenwinkel stark zu niedrigeren Winkeln hin verschoben. Der Verlauf der Flammenoberfläche ähnelt stark dem Flammenhöhenverlauf. So findet sich sowohl das Maximum wie auch das Minimum des Verlaufs beim gleichen Phasenwinkel. Das Flammenvolumen weicht stark vom Verlauf der Flammenoberfläche oder der Chemilumineszenz ab. So ähnelt der Verlauf wiederum einer Sinuskurve. Im Gegensatz zum sinusartigen Verlauf der *stand-off-distance* findet sich das Minimum des Verlaufs bei 170° Phasenwinkel und ist damit identisch mit dem Minimum der Flammenoberfläche und der Flammenhöhe. Das Maximum ist jedoch im Vergleich mit der Flammenoberfläche zu niedrigeren Phasenwinkeln verschoben, wodurch sich der sinusartige Verlauf ergibt.

4.6 Design eines Schlieren- und Schattenfotografiesystems

In diesem Abschnitt wird das im Rahmen dieser Arbeit²⁰ komplett neu, und in dieser Arbeitsgruppe erstmalig aufgebaute, Schlieren- und Schattenfotografieexperiment sowie dessen Optimierung beschrieben.

4.6.1 Aufbau

Das in dieser Arbeit verwendete System basiert auf der Konfiguration eines einfachen Schlierenexperiments wie es in Abbildung 3.8 skizziert ist. Allerdings wurde zur Verbesse-

²⁰Großer Dank gilt an dieser Stelle Julia Koppmann, die in ihrem Forschungspraktikum eine erste Version des Systems aufgebaut hat.

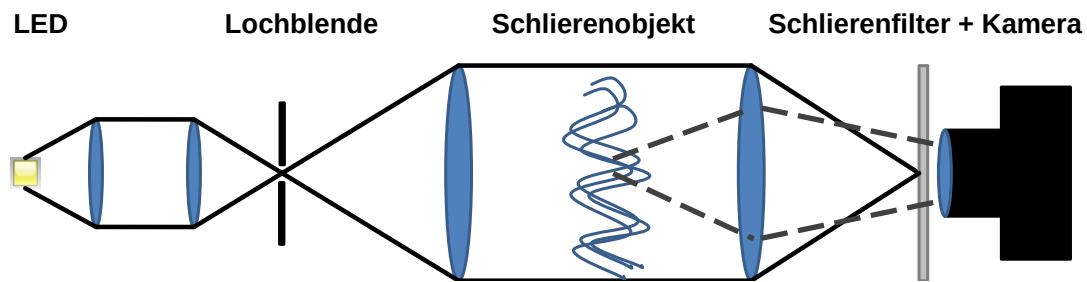


Abbildung 4.19: Optimierter Schlierenaufbau. Im Falle des fokussierten Schattenfotografieaufbaus wird auf den Schlierenfilter verzichtet.

ung der Strahlqualität eine Lochblende in den Aufbau integriert, so dass das in Abbildung 4.19 skizzierte System erhalten wird. Dessen Bestandteile werden im Folgenden einzeln diskutiert.

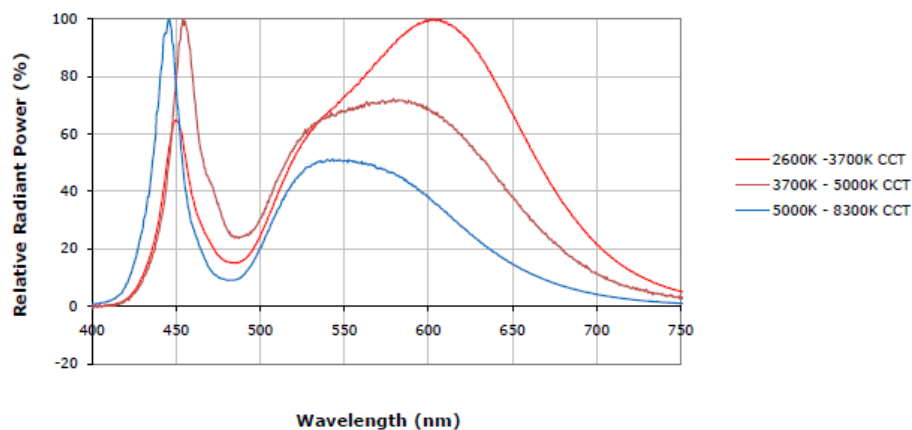


Abbildung 4.20: Spektrum der verwendeten LED Cree XM-L; entnommen aus [129].

Lichtquelle: Als Lichtquelle eignen sich prinzipiell alle Lampen. Da der Kontrast eines Schlierenbildes nach Gleichung 3.24 von der Belichtungsstärke der verwendeten Lichtquelle abhängt, sollte die verwendete Lampe möglichst viel Licht auf wenig Fläche abgeben, weshalb möglichst eine Punktlichtquelle verwendet werden sollte. Als kostengünstige Lichtquelle wurde zunächst eine Halogenlampe verwendet. Da eine Halogenlampe auf Grund der Glühwendel keine Punktlichtquelle ist und zudem nicht über die ganze Fläche gleichmäßig leuchtet, ist sie jedoch nur eine gute zweite Wahl. Während Settles et al. 2001 der Einsatz einer Leuchtdiode (LED) als Lichtquelle nicht geeignet erschien, hat sich dies auf

Grund des technischen Fortschritts in diesem Bereich geändert. So weist die hier verwendete Cree XM-L LED 1000 Lumen auf einer Fläche von 5x5 mm auf und wurde z.B. für den Einsatz in Straßenlaternen entwickelt. Zwar ist das von der LED emittierte Spektrum (siehe Abbildung 4.20) kein perfekter schwarzer Strahler, dennoch ist es als Schlierenlichtquelle gut geeignet.

Optimierung der Strahlqualität: Da die verwendete LED einen Strahlungswinkel von 120° aufweist und zudem mit 5x5 mm zwar klein, aber nicht klein genug ist, wird eine Lochblende in den Aufbau eingebracht. Zunächst wird das Licht mit einer Linse ($D = 25,4$ mm; $f = 100$ mm²¹) zunächst parallelisiert und mit einer identischen Linse auf eine Lochblende fokussiert. Dadurch ist es möglich die F-Zahl²² des Systems zu bestimmen und gleichzeitig durch die Wahl der Lochgröße die effektive Größe der Lichtquelle zu kontrollieren. Der Lochdurchmesser ist variabel. In dieser Arbeit wird jedoch meist ein Lochdurchmesser von 1 mm verwendet.

Messstrecke: Das aus der Lochblende austretende Licht wird durch eine Linse ($D = 50,8$ mm, $f = 500$ mm) parallelisiert. Zwischen dieser und der nächsten Linse kann ein beliebiges Schlierenobjekt eingefügt werden. Der Brenner wird so ausgerichtet, dass der Schlitz in Strahlrichtung verläuft. Die zweite Linse, mit der der Strahl auf die Schlierenkante fokussiert wird, wird ca. 5 cm hinter dem Brenner aufgestellt. Diese Entfernung ist für das Schlierenexperiment unerheblich, jedoch ist es hierdurch einfacher möglich, die Sensitivität des fokussierten Schattenfotosystemaufbaus zu kontrollieren.

Schlierenfilter: Als Schlierenfilter kommen sowohl Schlierenkanten (*knife-edge*), *Cut-outs*²³ und Farbfilter zum Einsatz. Die Orientierung aller verwendeten Schlierenfilter kann beliebig (vertikal oder horizontal) gewählt werden.

Kamera: Es werden mehrere verschiedene Kameras verwendet:

- **Mono CCD-Kamera (The Imaging Source DMK41BU02):** Eine triggerbare 8-bit (256 mögliche Intensitätsstufen) mono-CCD Kamera wird zusammen mit einem passendem Objektiv (50 mm) und kleinstmöglicher Blendenzahl ($F = 2,8$)

²¹Auf Grund der verwendeten anderen Linsen wäre eine Brennweite von 250 mm zum F-Zahl matching sinnvoll, jedoch stand nicht genügend Platz zur Verfügung.

²²Die F-Zahl, oder auch Blendenzahl, ist als Verhältnis der Brennweite f zum Durchmesser D definiert.

²³Ein Filter mit durchsichtigem „Loch“ in der Mitte, durch das der ungebrochene Lichtstrahl läuft.

verwendet. Vorteilhaft ist, dass sie mit bis zu 15 fps betrieben werden kann und daher viele Bilder in kurzer Zeit aufgenommen werden können. Auf Grund dieser Eigenschaften eignet sie sich gut zur Justage, oder aber auch zum Aufnehmen von einfachen Schwarz/Weiß-Schlierenbildern. Auf Grund der Triggerbarkeit lässt sich der Aufnahmezeitpunkt genau steuern, so dass auch die gesteuerte Aufnahme einer Flammenoszillation möglich ist.

- **Farb CCD-Kamera (The Imaging Source DFK41BU02):** Entspricht in allen Spezifikationen der mono CCD-Kamera, jedoch wird ein Farbchip verwendet. Daher eignet sich diese Kamera gut für die Aufnahme von Farbschlieren.
- **CMOS-High-Speed-Kamera (Casio EX-FH25):** Diese 8-bit Kamera kann auf Grund ihres CMOS-Chips bis zu 1000 fps in Farbe bei reduzierter Auflösung aufnehmen. Ein Nachteil ist, dass es sich um keine wissenschaftliche Kamera handelt und somit nicht alle Aufnahmeparameter selbst gewählt werden können. Sie ist daher weder fernsteuer- noch triggerbar.
- **iCCD-Kamera (Andor iStar 402):** Diese wissenschaftliche intensivierte CCD-Kamera weist eine 12 bit Dynamik auf. Auf Grund der Kühlung auf bis zu -30°C wird eine sehr gute Sensitivität und ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht.

4.6.2 Farbschlierenfilter

Die Herstellung eines guten Farbfilters ist eine besondere Herausforderung [130], da der Farbverlauf möglichst perfekt sein muss. Dies betrifft die exakte Farbzusammensetzung, Transparenz und, für einen gleichmäßigen Farbverlauf, genügend guter Auflösung bei digitalem Druck. Auf Grund schlechter Reproduzierbarkeit und Unsicherheit im Farbverlauf sind z.B. tintenstrahlbedruckte Projektorfolien nicht geeignet. Die Wahl fällt daher auf Dias. Während früher Farbverläufe abfotografiert wurden um ein entsprechendes Dia entwickeln zu können, ist es heutzutage möglich, diese Dias direkt mit Auflösungen von

5780 dpi bedrucken zu lassen, um so einen perfekten Farbverlauf zu gewährleisten²⁴.

Farben werden oft durch einen korrespondierende RGB Wert definiert. Der RGB-Wert beruht darauf, dass sich alle sichtbaren Farben durch eine Mischung der drei Farben Rot, Grün und Blau darstellen lassen. Um einen Regenbogenfilter herzustellen werden daher Rot, Grün und Blau miteinander kombiniert (siehe Abbildung 4.21), wobei allerdings nicht alle RGB Kombinationen verwendet werden. Denn auch wenn alle „Farben“ durch einen RGB-Wert definiert werden, so ist der Wert jedes einzelnen Anteils auch von der Intensität und Sättigung der Farbe abhängig. Daher ist einem RGB Wert in einer Farbschlierenaufnahme nicht zwingend ein Farbton und damit ein Auslenkungswinkel des Strahls zuzuordnen. Um dieses Problem zu umgehen, ist es möglich andere Farbräume zu verwenden. Als Farbraum wird daher auf den HSV-Raum (**H**ue, **S**aturation, **V**alue; Farbwert, Farbsättigung, Hellwert) zurückgegriffen, um so die drei Variablen des RGB-Raums auf die Hue-Variable des HSV-Raums reduzieren zu können²⁵.

Der Regenbogenfarbverlauf entspricht dann einem linearem Verlauf des Hue-Werts von 0-360°, wobei sowohl die Sättigung und die Helligkeit auf 1 ²⁶ festgelegt werden (Abbildung 4.21). Wird demnach eine Farbe im Farbschlierenbild detektiert, kann ihr Farbwert berechnet und damit die Auslenkung des Lichtstrahls bestimmt werden.

Die ideale Größe des Filters entspricht der maximalen Auslenkung von Schlieren im Fokus. Ist der Filter zu groß, wird nur ein geringer Farbbereich tatsächlich verwendet und das Bild erreicht keine volle Farbigkeit. Damit bleibt es hinter der erreichbaren Sensitivität zurück. Sollen die Farbschlieren zur quantitativen Analyse genutzt werden, ist zusätzlich zu beachten, dass der Farbverlauf durch das verwendete Untergrundmaterial (z.B. Diafilm) beeinflusst wird und zudem in der Auswertung auch das Lichtquellenspektrum berücksichtigt werden muss. In der Literatur wird deshalb z.B. eine kleine Linse mit langem Fokus

²⁴In dieser Arbeit wurden die Filter von wightslide.de bedruckt (Kleinbild 24x36 mm; 8192x5664 px; 5780 dpi).

²⁵Zudem entspricht der lineare Hue Verlauf gut der menschlichen Wahrnehmung von Farbe. Daher wird der HSV-Farbraum auch häufig zur Auswahl einer Farbe in Computerprogrammen verwendet.

²⁶Per Definition ist 1 die maximale Sättigung/Helligkeit. Aus diesem Grund ist auch der Farbton in Computerprogrammen als 1 und nicht 360° definiert.

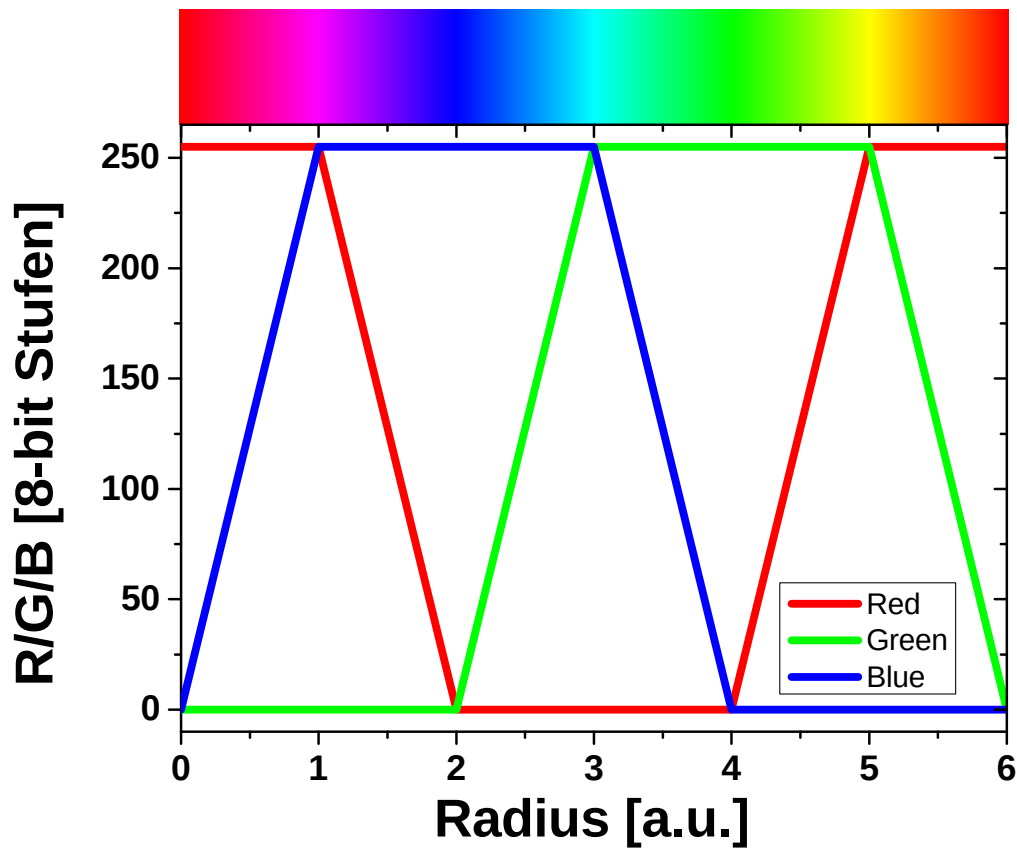


Abbildung 4.21: Farbverlauf des Filters nach Greenberg et al. [103] (oben) und die dazugehörige Kombination der RGB-Werte (unten)

als Kalibrationsobjekt verwendet, welche sich neben dem Schlierenobjekt im Bild befinden soll [130].

Trifft ein Lichtstrahl auf eine Brechungsindexänderung, wird er entsprechend abgelenkt. Das führt zu einem anderen Einfallswinkel auf der Linse und dadurch zum Strahlversatz d in der Filterebene. Wird der Maximalwinkel ε_{max} bestimmt, lässt sich also die nötige Größe des Farbverlaufs bestimmen. Dieser ist von großer Bedeutung für die Auswertbarkeit von Schlierenbildern, da Sensitivität verloren geht, wenn der RGB-Farbverlauf nicht vollständig ausgenutzt wird.

Zur Abschätzung der benötigten Filtergröße wird ein Brechungsindexfeld auf Basis einer perfekt symmetrischen Methanflamme mit einem maximalen Temperaturgradienten von $400\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{mm}$ abgeschätzt. Da bei einer symmetrischen Flamme und perfekt punktförmigem

Einfall des Lichtstrahls ein Teil der Brechung beim Austritt wieder rückgängig gemacht würde, wird hier nur der Weg vom Mittelpunkt der Flamme zum Rand berücksichtigt und somit der für die Filtergröße entscheidende Maximalwinkel betrachtet.

$$\tan \varepsilon_{max} = \int \nabla n \partial l \quad (4.10)$$

$$d = f_{L_2} \cdot \tan \varepsilon_{max} \quad (4.11)$$

Mit den Gleichungen 4.10 [102] und 4.11 wird ein maximaler Strahlversatz von $d = 2,5$ mm erhalten. Damit liegen die hier benötigten Filtergrößen im Bereich von Beispielen aus der Literatur [102, 131]. Daraufhin werden radiale und lineare Filter dieser Größenordnung angefertigt. Dafür wurde das Programm SUAP [132] verwendet, mit dem in frei wählbarer Pixelanzahl lineare und radiale Farbverläufe nach der Vorschrift von Greenberg et al. [103] hergestellt werden können. Für die radialen Farbverläufe können zusätzlich zu der Größe der Lichtquelle entsprechende „Bullseyes“²⁷ gewählt werden, sodass dem nicht gebrochenen Licht keine Farbcodierung zukommt.

4.6.3 Auswertung von Farbschlierenbildern

4.6.3.1 Kalibration

Für die Auswertung von Farbschlierenaufnahmen ist ein gleichmäßiger, definierter Hintergrund zwingend erforderlich. Der verwendete symmetrische Regenbogenfilter weist einen Farbverlauf von Hue = 1 (360°) nach Hue = 0 (0°) linear auf 2 mm auf. Um den 0,5 mm breiten Fokus horizontal mittig²⁸ zu platzieren, ist eine Justage auf die gleichmäßige Ausleuchtung des Hintergrunds im Kamerabild sinnvoll. Hierbei ist es notwendig die Justage

²⁷Wie beim Dart ist das Bullseye ein runder schwarzer Fleck in der Mitte des Filters, der den ungebrochenen Lichtstrahl blockt.

²⁸Der Filter wird so orientiert, dass der Farbverlauf horizontal verläuft, während er vertikal weit ausgedehnt ist. Dadurch ist es möglich, selektiv den Brechungsgradienten in horizontaler Richtung zu bestimmen.

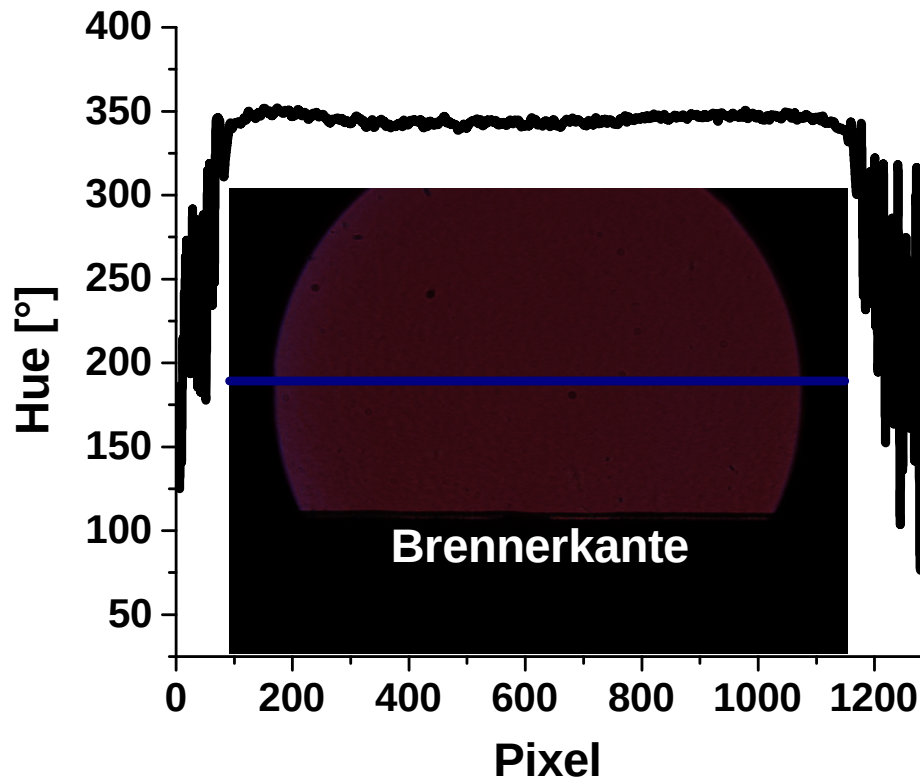


Abbildung 4.22: Berechneter Hue-Wert entlang der im Bild gezeigten blauen Linie. Die dunkelrote Fläche stellt den Sichtbereich dar. Dessen Größe wird an den Rändern durch die Größe der Linsen bestimmt.

durch Konvertierung des RGB-Bildes in den HSV-Farbraum und anschließende Analyse des Hue-Verlaufs sicherzustellen. Beispielhaft ist der Hue-Verlauf für eine Pixelzeile in Abbildung 4.22 gezeigt. Wie im dazugehörigen Bild zu sehen, ist der Hintergrund gleichmäßig Rot ausgeleuchtet. Der Farbton entspricht dabei ca. 350° . Die Abweichung vom Idealwert von 360° lässt sich durch die Ausdehnung des Fokus und der damit einhergehenden Ausleuchtung eines Teilbereichs des Gradienten erklären.

Neben einem gleichmäßigem Hintergrund ist eine möglichst genaue Kenntnis des Farbverlaufs des verwendeten Schlierenfilters notwendig. Zwar wird ein linearer Hue-Verlauf auf das Dia aufgedruckt, jedoch muss dies nicht dem tatsächlichen Verlauf im Schlierenaufbau entsprechen. Gründe sind, dass das Diamaterial selbst nicht perfekt durchsichtig ist,

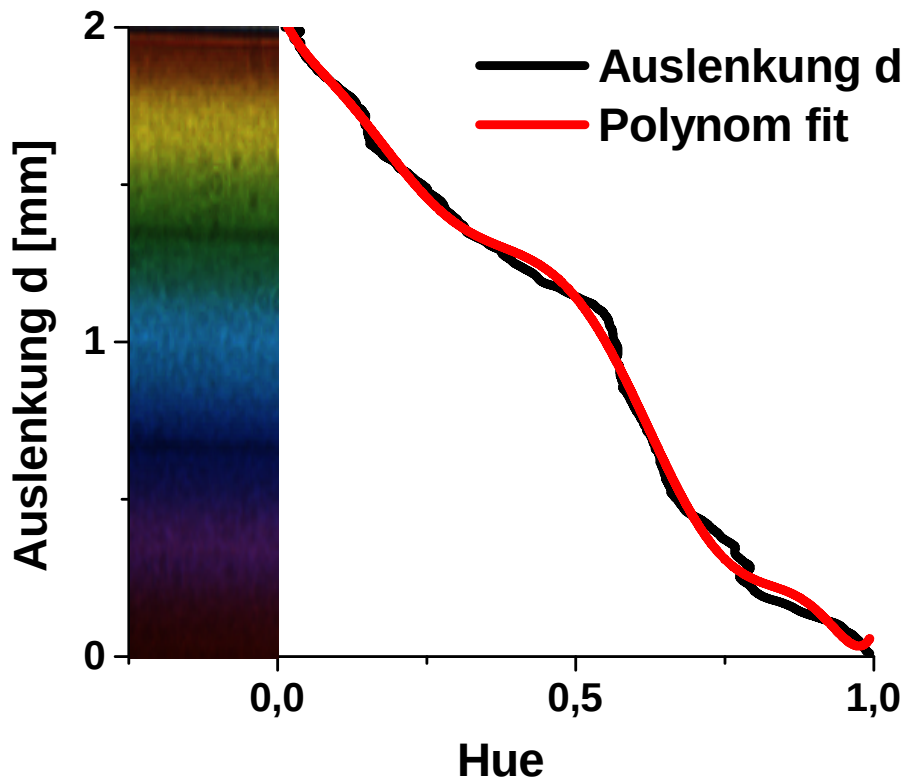


Abbildung 4.23: Abstand von der Filtermitte in Abhängigkeit des Hue-Werts.

die verwendete Farbe bzw. Farbmischung nicht perfekt ist und vor allem die Lichtquelle unterschiedlich stark in den verschiedenen Wellenlängenbereichen leuchtet (siehe Abbildung 4.20). Um diese Probleme zu umgehen, wird der Schlierenfilter in die Testsektion des Schlierenaufbaus eingebracht und ein Bild vom Farbverlauf des Filters²⁹ aufgenommen. In Abbildung 4.23 ist ein Ausschnitt dieses Bildes zusammen mit der Auslenkung des Strahls gegen den aus dem Bild berechneten Hue-Wert gezeigt. Eine Auslenkung von 0 mm entspricht dabei der Filtermitte. Maximal können mit diesem Filter demnach Strahlen detektiert werden, welche maximal 2 mm ausgelenkt werden. Wie in der dazugehörigen Auftragung zu sehen, sind einige kleine Abweichungen vom perfekten linearen Verlauf erkennbar. Insbesondere im Bereich von Hue = 0,5 (im hellblauen Farbbereich) gibt es eine deutliche Abweichung. Mit Hilfe der Anpassung eines Polynoms kann dieser Verlauf

²⁹Anstelle des eigentlich verwendeten 2 mm breiten Farbverlaufs kann, um eine bessere Auflösung zu erreichen, auch ein Filter mit breiterem (hier 10 mm) Farbverlauf verwendet werden.

ausreichend gut beschrieben werden. Mit dieser Kalibration ist im späteren Auswertungsverlauf eine Bestimmung der Auslenkung des Strahls aus dem berechnetem Hue-Wert möglich. Zur Verbesserung des Hue-Verlaufs wäre nun die Anfertigung eines neuen Dias mit korrigierten Farbwerten möglich.

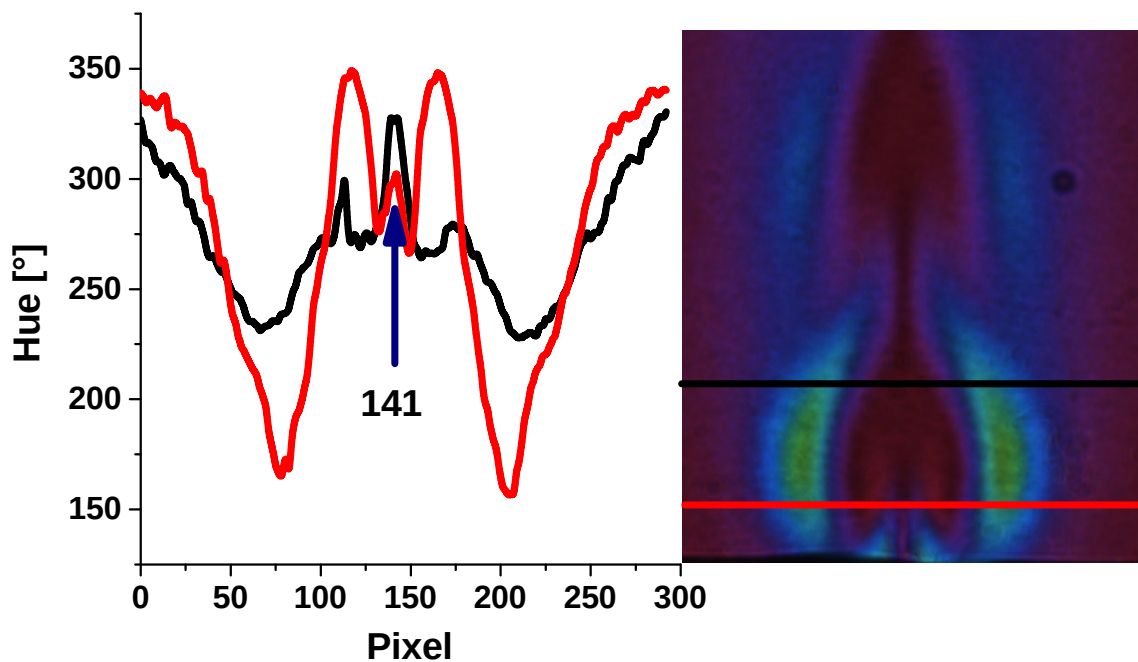


Abbildung 4.24: Die Mitte des Gasstroms entspricht dem lokalem Maximum des Hue-Werts. Die gezeigten Hue-Profile (links) entsprechen den im Bild gezeigten Linien (rechts).

Sowohl zur späteren Berechnung des Brechungsindex ist die Kenntnis der Bildauflösung als auch die Position der Mitte des Schlitzes notwendig. Zur Bestimmung der Auflösung wird ein Drahtgeflecht mit bekannter Maschenweite³⁰ verwendet. Da dieses Gitter sehr gleichmäßig aufgebaut ist und es in die Testsektion des Schlierenaufbaus eingebracht wird, lässt sich ein Interferogramm in der Schlierenfilterebene beobachten. Hieran ist gut ersichtlich, dass in der Schlierenfilterebene ein Bild der Lichtquelle und gleichzeitig die Fouriertransformation des Objekts in der Testsektion vorliegt. Da diese Fouriertransformation durch das Kameraobjektiv rückgängig gemacht wird, spielt dieses Interferogramm

³⁰Eine Maschenweite von 1 mm hat sich bewährt.

bei der eigentlichen Ortsauflösungsbestimmung keine Rolle³¹. Die Mitte des Schlitzes und damit die Mitte des Gasstroms lässt sich am genauesten mit Hilfe eines Farbschlierenbildes eines akustisch angeregten He/Luft-Stroms vor einem Luft-Hintergrund bestimmen³². In Abbildung 4.24 ist sowohl das Farbschlierenbild gezeigt als auch der berechnete Hue-Wert-Verlauf für die farblich korrespondierenden zwei Höhen über dem Flammenhalter dargestellt. Die Mitte des Gasstroms entspricht dem lokalem Hue-Maximum bei Pixel 141.

4.6.3.2 Farbschlierenintegration

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Farbschlierenbilder eines He/Luft-Stroms vor einem Luft Hintergrund aufgenommen. Auf Grund der für die Auswertung vielen Rechenschritte und der Menge an Farbschlierenbildern, bietet sich die Nutzung eines Computerprogramms an. Hier wurde ein in Python umgesetzter Algorithmus zur Bestimmung von absoluten Brechungsindices durch Integration des Brechungsindexgradienten entwickelt. Neben der möglichst genauen Berechnung des Brechungsindexfeldes stand auch eine möglichst automatisierte Verarbeitung großer Datenmengen im Vordergrund der Entwicklung.

Zunächst wird jedes Bild als *numpy array* geöffnet.

```
import helperfunctions as hf
#read image as an nparray
arr = hf.read_Image_nparray(image)
#transform rgb into hsv[0...1]
arr = hf.convert_rgb_to_hsv(arr)
```

Jedes aufgenommene Farbschlierenbild ist zunächst im RGB-Farbraum definiert. Die Umrechnung erfolgt dabei durch das *colorsys* Modul der *Python standard library* [133].

³¹Die meisten in dieser Arbeit dargestellten Farbschlierenbilder weisen eine Ortsauflösung von 18,7 Pixel/mm auf. Damit ist die von den Farbschlieren erreichte Ortsauflösung mit der der Chemilumineszenzaufnahmen vergleichbar.

³²Hier wurde der He/Luft-Strom (7 slm He; 5 slm Luft) mit 90 Hz und 32,3 Pa Kaltgasdruckamplitude angeregt.

```
def convert_rgb_to_hsv(nparray):
    """
    Returns nparray with calculated hue ranging from 0 to 1
    """
    #change max to maximal 1 for conversion
    nparray = nparray / 255. #for 8-bit case
    import colorsys
    r,g,b = np.rollaxis(nparray, axis = -1)
    rgb_to_hsv = np.vectorize(colorsys.rgb_to_hsv)
    h,s,v = rgb_to_hsv(r,g,b)
    nparray = np.dstack((h,s,v))
    return nparray
```

Zurückgegeben wird dafür ein *numpy array* mit den entsprechenden Werten im HSV-Farbraum, wobei sowohl H, S und V zwischen 0 und 1 liegen. Da die Sättigung S und der Dunkelwert V nicht benötigt werden, wird lediglich mit dem Farbton H weiter gerechnet.

```
from collections import OrderedDict
results = OrderedDict()
#just take the hue dimension
arr = arr[:, :, 0]
results['hue'] = arr
#transform hue into distance d[mm]
arr = hf.transform_hue_d(kalib, arr)
results['auslenkung'] = arr
```

Auf Grund der vorangegangenen Kalibration (Abschnitt 4.6.3.1) kann nun die Auslenkung des Lichtstrahls von der Filtermitte berechnet werden. Bei dem aufgeführten *results* Objekt handelt es sich um ein geordnetes *Dictionary*, in welchem (Zwischen-)Ergebnisse hinterlegt werden, um sie am Ende einfach abspeichern zu können.

```
def transform_hue_d(kalib, arr):
    """
    kalib (nparray): calibration factor for poly9
    arr (nparray): hue value array you want to convert
    """
```



```

poly = np.polynomial.polynomial.polyval
#actual hue value replacement with d values
for v in np.nditer(arr, op_flags=['readwrite']):
    v[...] = poly(v, kalib)
return arr

```

Die Funktion *transform_hue_d* benötigt eine Liste mit den Faktoren für ein entsprechend langes Polynom, hier ein Polynom neunter Ordnung d.h. zehn Faktoren, und die Matrix mit den Hue Werten. Anstatt ein neues Array zu erstellen, werden die Werte in den einzelnen Zellen verändert und die fertig berechnete Matrix an das Hauptprogramm zurückgegeben. Mittels der Gleichung

$$d = \frac{f_2}{\epsilon} \quad (4.12)$$

kann aus der Auslenkung d mit Hilfe der Fokusslänge der zweiten Linse im Aufbau auf den Auslenkungswinkel ϵ zurückgerechnet werden.

```

#Settles Buch Glg2.6 S.36
#d = f2 * epsilon (focus lens 2 * diffraction angle)
f = 500 #mm
arr = arr/f #epsilon
results['epsilon'] = arr

```

Der Auslenkungswinkel ϵ kann nach

$$\epsilon_y = \frac{L}{n_0} \frac{dn}{dy} \quad (4.13)$$

in den Brechungsindexgradienten $\frac{dn}{dy}$ umgerechnet werden.

```

#Brechungsindex Luft = 1.000292
n_L = 1.000292
#Settles Buch glg 2.5 S. 27
#epsilon_y=L/n0 * dn/dy
L = 60 #mm; length of schlieren object; slit length
arr = arr / L * n_L #dn/dy
#helium has lower refractive index than air
#n_He = 1.000034912

```

```
#gradients are negative
arr = -1 * arr
results['ny'] = arr
```

Durch Integration wird dann das Brechungsindexfeld erhalten, wobei als Integrationskonstante C an den Rändern des Bildes der Brechungsindex gleich dem Brechungsindex von Luft gesetzt wird. Die Integration erfolgt jeweils von den Rändern des Bildes aus bis in die Mitte des Gasstroms. Die Definition der Randbedingung an nur einer Seite des Bildes ist ungenügend, da die Farbschlieren nicht das Vorzeichen des Brechungsindexgradienten liefern³³. Durch Integration wird dann das Brechungsindexfeld erhalten, wobei als Integrationskonstante C an den Rändern des Bildes der Brechungsindex gleich dem Brechungsindex von Luft gesetzt wird. Die Integration erfolgt jeweils von den Rändern des Bildes aus bis in die Mitte des Gasstroms. Die Definition der Randbedingung an nur einer Seite des Bildes ist ungenügend, da die Farbschlieren nicht das Vorzeichen des Brechungsindexgradienten liefern³⁴.

```
reso = 18.7 #px/mm
#Integration from left to middle
#array for integrated values
arr_l_int = np.zeros((arr.shape[0], mitte))
#for every horizontal pixel row
for hoehe in range(arr.shape[0]):
    y = arr[hoehe, :mitte]
    #setting boundary
    arr_l_int[hoehe, 0] = n_L
    #from left to middle
    for x in xrange(1, len(y)):
        arr_l_int[hoehe, x] = arr_l_int[hoehe, x-1] + y[x] / reso
results['integrated_left'] = arr_l_int
```

³³Alternativ könnte auch in der Mitte das Vorzeichen geändert werden. So ist es allerdings leichter, die Abweichung aus dem Vergleich der Integration von links mit der von rechts abzuschätzen. Diese Abweichung kann dann als „Güte“ der Integration aufgefasst werden.

³⁴Alternativ könnte auch in der Mitte das Vorzeichen geändert werden. So ist es allerdings leichter, die Abweichung aus dem Vergleich der Integration von links mit der von rechts abzuschätzen. Diese Abweichung kann dann als „Güte“ der Integration aufgefasst werden.

```

#Integration from right to middle
#array for integrated values
arr_r_int = np.zeros((arr.shape[0], arr.shape[1] - mitte))
#for every horizontal pixel row
for hoehe in range(arr.shape[0]):
    y = arr[hoehe, mitte:]
    #setting boundary
    arr_r_int[hoehe, len(y)-1] = n_L
    #from left to middle
    for x in xrange(len(y)-2, -1, -1):
        arr_r_int[hoehe, x] = arr_r_int[hoehe, x+1] + y[x] / reso
results['integrated_right'] = arr_r_int

#putting both integrated sides together
arr_int = np.zeros((arr.shape[0], arr.shape[1]))
arr_int[:, :mitte] = arr_l_int
arr_int[:, mitte:] = arr_r_int
results['integrated_combined'] = arr_int

```

Aus dem Brechungsindexfeld lässt sich abschließend ein Molenbruchfeld berechnen. Der Molenbruch χ ist über die Stoffmenge n allgemein nach

$$\chi_i = \frac{n_i}{\sum_{j=1}^m n_j} \quad (4.14)$$

definiert.

```

#calculate fuel molefraction
n_L = 1.000292
n_He = 1.000034912
n_m = (5*n_L + 7*n_He) / 12 #1.000142032 #n_mixture
arr_int_m = (n_L - arr_int) / (n_L - n_m)
results['integrated_molefraction'] = arr_int_m

```

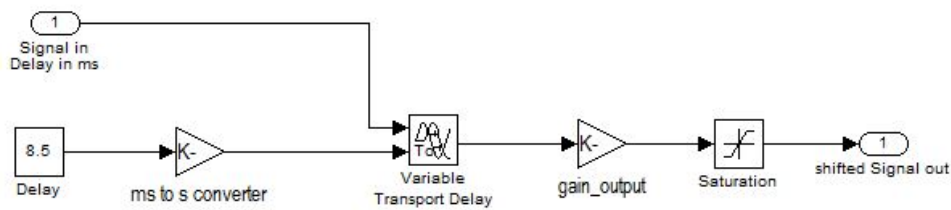


Abbildung 4.25: Einfacher Phasenregler zur Regelung der Verbrennungsinstationarität mit Hilfe eines Lautsprechers.

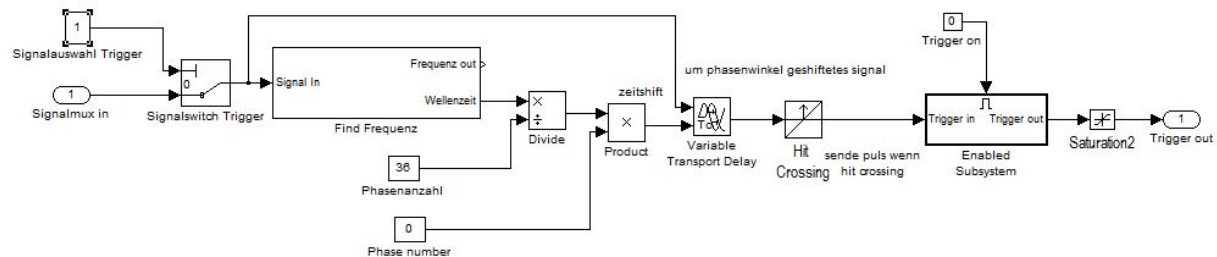


Abbildung 4.26: Schema zur Erzeugung eines Triggersignals für die verwendete iStar Kamera bezogen auf den positiven Nulldurchgang eines Eingangssignals.

4.7 Signalerfassung, -steuerung und Triggerung

Die Signalerfassung erfolgt in Echtzeit³⁵ durch an eine dSpace box (Modell: ds1103) angeschlossenen Analog-Digital Wandler (AD-Wandler). Die Zeitauflösung der Signalaufnahme und Verarbeitung wird durch die auf der dSpace box laufende Matlab/Simulink Simulation³⁶ festgelegt. Der Vorteil dieser Lösung ist, dass das aufgenommene Signal in Echtzeit verarbeitet und so für eine Regelung bzw. eine Triggerung verwendet werden kann. Zusätzlich können Steuerungssignale generiert werden, mit denen in dieser Arbeit der Lautsprecher und der Hochspannungsverstärker angesprochen werden.

Das verwendete Matlab/Simulink Programm lässt sich grob in folgende Teile gliedern:

³⁵Echtzeitfähig beschreibt in dieser Arbeit, dass garantiert pro definierter Zeiteinheit ein Messpunkt aufgenommen und verarbeitet wird. Ein gewöhnlicher PC erfüllt diese Anforderung nicht, weshalb auf spezielle Hardware zurückgegriffen werden muss.

³⁶Grundsätzlich wird in dieser Arbeit in Simulationszeitschritten von 0,1 ms gearbeitet.

- **Signalerfassung und Speicherung:** Um Daten an den an die dSpace box angeschlossenen PC übertragen und speichern zu können, müssen diese Signale explizit erfasst werden³⁷.
- **Signalgenerator für den Lautsprecher:** Es können frei wählbare Frequenzen mit variabler Amplitude generiert werden. Zusätzlich ist der Signalgenerator so gestaltet, dass auch ein Frequenzsweep, d.h. das automatische Durchfahren eines definierten Frequenzbereichs, zur Detektion der Eigenfrequenz des Systems durchgeführt werden kann.
- **Regelung:** Nach Auswahl auf das zu regelnde Signal erfolgt die Umsetzung des Signals in einem Phasenregler. Dieses Steuersignal kann dann an den angeschlossenen Lautsprecher ausgegeben werden (siehe Abbildung 4.25).
- **Signalgenerator für den Hochspannungsverstärker:** Für den angeschlossenen Hochspannungsverstärker müssen ebenfalls Steuerungssignale generiert werden, welche dann vom Hochspannungsverstärker verstärkt werden. Aufbauend auf dem Signalgenerator für den Lautsprecher werden hier zusätzlich zu Sinusschwingungen auch Rechtecks- und Sägezahnschwingungen generiert werden.
- **Triggerung:** Um phasenaufgelöste Aufnahmen mit entsprechenden triggerbaren Kameras durchführen zu können, muss das aufgenommene Signal in Echtzeit verarbeitet und ein definiertes Triggersignal generiert werden. Die Triggerung erfolgt in dieser Arbeit immer im Bezug auf den ansteigenden Nulldurchgang des Lautsprecher- oder Chemilumineszenzsignals (siehe Abbildung 4.26).

³⁷Die Signalaufnahme und Verarbeitung geschieht kontinuierlich und ist nicht auf Signale des angeschlossenen PCs angewiesen. Jedoch kann mit Hilfe eines ControlDesk Interfaces explizit eine Aufnahme (Messung) von einstellbarer Dauer gestartet werden. Hierbei werden dann alle vorher definierten Variablen die an einer Schnittstelle im Modell anliegen, welche sich im Interface wiederfinden muss, übertragen. Daher ist zur simultanen Detektion aller Signale (und nicht nur des einen Signals was z.B. für die Regelung verwendet wird) das Einfügen eines Displays / Scopes für jeden aufgenommenen Datenkanal im Modell notwendig.

5 Charakterisierung oszillierender Flammen mittels Chemilumineszenz

Grundlegendes Ziel dieser Arbeit ist die Charakterisierung von Verbrennungsinstationaritäten. In diesem Kapitel wird zunächst das akustische Feld der Brennkammer untersucht, um vor diesem Hintergrund das Oszillationsverhalten der Flamme diskutieren zu können. Hierzu wird insbesondere auf zweidimensionale Chemilumineszenzbilder zurückgegriffen, um ein umfassendes Verständnis der oszillierenden Flamme zu erhalten.

5.1 Untersuchte Flammen

Es wurden die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Flammen in der in Abbildung 4.1 gezeigten Brennkammer vermessen. Die einzige stabile Flamme ist eine Flamme mit einer Stöchiometrie von $\phi = 0,75$ und einem Gesamtfluss (G.F.) von 10 Standardlitern pro Minute (slm)¹. Diese Flamme eignet sich daher, um sie gezielt akustisch mit Hilfe des am unteren Ende der Brennkammer befindlichen Lautsprechers anzuregen. Hierdurch wird es möglich, die Antwort der Flamme auf eine definierte akustische Anregung zu untersuchen. Um den Einfluss der Stöchiometrie auf die Flammenoszillation zu untersuchen, wird sie in Schritten von $\Delta\phi = 0,01$ bis zu einer Stöchiometrie von $\phi = 0,86$ erhöht. Da neben der Stöchiometrie auch die Gasgeschwindigkeit einen entscheidenden Einfluss auf die Flammenform und damit auf das Flammenverhalten hat, wird diese bei einer Stöchiometrie

¹Bei niedrigen Stöchiometrien oder höheren Flussgeschwindigkeiten verlöscht die Flamme. Eine Stöchiometrie von $\phi = 0,75$ stellt unter diesen Bedingungen somit die magere Verlöschungsgrenze dar.

von 0,8 von 9,5 slm auf bis zu 13,5 slm erhöht².

Fehlerbetrachtung: Da die betrachteten Flammen sich alle in einem sehr kleinen Stöchiometriebereich befinden und die Stöchiometrie in sehr kleinen Schritten erhöht wird, ist eine Fehlerbetrachtung notwendig. Die hier verwendeten Massenflussregler (MFCs; Modelle 1179B23CM1BV und 1179B24CM1BV) weisen eine absolute Genauigkeit von 1 % und eine Reproduzierbarkeit von 0,2 % des Maximalflusses auf. Demzufolge können alle untersuchten Flammen eine annähernd konstante Verschiebung in jede Stöchiometrierichtung aufweisen, während die relative Lage der eingestellten Stöchiometrien zueinander vergleichsweise genau ist. Basierend auf Gleichung 3.6 lässt sich der Fehler in der Stöchiometrie $\Delta\phi$ nach:

$$\Delta\phi = \left| \frac{d\phi}{dM} \cdot \Delta M \right| + \left| \frac{d\phi}{dL} \cdot \Delta L \right| = \left| \frac{1}{L} \cdot \frac{1}{k} \cdot \Delta M \right| + \left| \frac{-1}{L^2} \cdot \frac{1}{k} \cdot \Delta L \right| \quad (5.1)$$

berechnen. Da die Fehler des Methan- ΔM und Luftflusses ΔL von der absoluten Skala des verwendeten MFCs (Methan: 1,44 slm; Luft: 20 slm) abhängen³, werden absolute Fehler in der Stöchiometrie von $\Delta\phi_a = 0,024$ und $\Delta\phi_a = 0,04$ gefunden. Der Fehler in der Reproduzierbarkeit und damit auch der Genauigkeit zwischen den einzelnen untersuchten Flammen beträgt dagegen nur $\Delta\phi_r = 0,005$ und $\Delta\phi_r = 0,008$. Demzufolge ist die eingestellte absolute Stöchiometrie relativ ungenau, jedoch die relativen Stöchiometrieangaben sehr genau, so dass die im folgenden diskutierten Trends als genau einzuschätzen sind.

²Als Flussgeschwindigkeit kann lediglich der Fluss in slm eingestellt werden. Da sich slm allerdings auf 0°C als Referenztemperatur beziehen, ist eine Korrektur erforderlich um die tatsächliche Flussgeschwindigkeit bei der gewünschten Temperatur zu erhalten.

³Die angegebenen Fehler stammen vom Hersteller. Diese sind jedoch nur bei regelmäßig kalibrierten und gewarteten MFCs gültig.

Tabelle 5.1: Verwendete Flammenbedingungen. Dargestellt ist die Stöchiometrie ϕ , der verwendete Gesamtfluss (G.F.), der auf die Laborbedingungen korrigierte Gesamtfluss, die daraus berechnete Flussgeschwindigkeit v , der Fluss an Methan und Luft die Leistung, und die berechnete Reynoldszahl Re .

ϕ	G.F. [slm]	G.F. [l/min]	v [cm/s]	Methan [l/min]	Luft [l/min]	Leistung [kW]	Re
0,75	10,00	10,82	71,41	0,755	10,067	0,50	179
0,76	10,00	10,82	71,41	0,764	10,057	0,50	179
0,77	10,00	10,82	71,41	0,774	10,048	0,51	179
0,78	10,00	10,82	71,41	0,783	10,039	0,52	179
0,79	10,00	10,82	71,41	0,792	10,030	0,52	179
0,80	10,00	10,82	71,41	0,802	10,020	0,53	179
0,82	10,00	10,82	71,41	0,820	10,002	0,54	179
0,84	10,00	10,82	71,41	0,839	9,983	0,55	179
0,86	10,00	10,82	71,41	0,857	9,965	0,57	179
0,80	9,50	10,28	67,84	0,762	9,519	0,50	170
0,80	10,00	10,82	71,41	0,802	10,020	0,53	179
0,80	10,50	11,36	74,98	0,842	10,521	0,56	187
0,80	11,00	11,90	78,55	0,882	11,022	0,58	196
0,80	11,50	12,45	82,12	0,922	11,523	0,61	205
0,80	12,00	12,99	85,70	0,962	12,024	0,64	214
0,80	12,50	13,53	89,27	1,002	12,525	0,66	223
0,80	13,00	14,07	92,84	1,042	13,026	0,69	232
0,80	13,50	14,61	96,41	1,082	13,527	0,71	241

5.2 Temperaturmessungen

Temperaturmessungen an verschiedenen Stellen innerhalb der Brennkammer liefern wichtige Daten zur Charakterisierung der experimentellen Bedingungen und sind daher für eine Simulation unerlässlich. Weiterhin lassen konstante Temperaturen auf konstante Betriebsbedingungen schließen. Hier wurde als sensitive Temperaturmessgröße zur Bestimmung konstanter Verbrennungsbedingungen die Gastemperatur 0,8 cm unterhalb des Schlitzes des Flammenhalters genommen (siehe Abb. 4.4). Der gemessene Temperaturverlauf während der Messung (Flammenbedingungen siehe Abschnitt 5.1) ist in Abbildung 5.1 gezeigt.

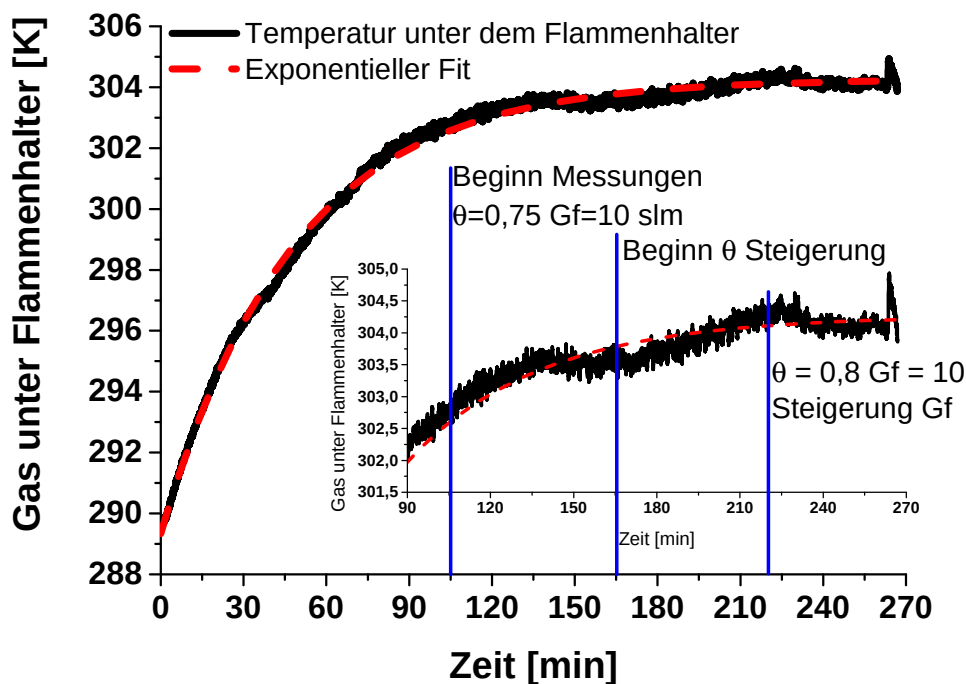


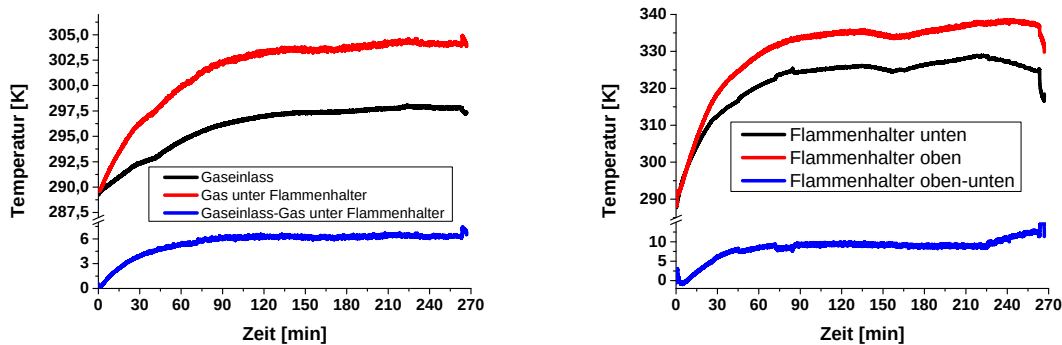
Abbildung 5.1: Gastemperatur unterhalb des Flammenhalters im Verlauf der Messung.

Es zeigt sich, dass sich das Temperaturgleichgewicht nur sehr langsam einstellt. Der Temperaturverlauf kann zudem durch einen inversen exponentiellen Abfall angepasst werden. Als Endtemperatur gibt die Anpassung eine Temperatur von 304,26 K an. Nach 105 min, also zu einem Zeitpunkt, an dem sich die Temperatur um nicht mehr als 0,1 K in 10 min ändert, wird mit den Messungen begonnen. Als Flamme wurde eine unter diesen Be-

dingungen stabile Flamme mit $\phi = 0,75$ und einer Flussgeschwindigkeit von 62,46 cm/s (10 slm) gewählt. Diese wurde mit 90 Hz angeregt, wobei nach jeder einzelnen Messreihe die Flamme weiterhin stabil war, weswegen die Annahme konstanter Bedingungen richtig ist. Die Überprüfung dieser Annahme ist sehr wichtig, da nach der Zündung z.B. auch die Flamme mit $\phi = 0,84$ stabil war und erst im Verlauf des Experiments instabil wurde. Auf der anderen Seite sind Flammen, die zu Beginn des Experiments bereits Verbrennungsinstabilitäten zeigen, unter konstanten Bedingungen nicht mehr brennbar, da sie sich auf Grund der hohen Oszillationsstärke selber auslöschten⁴. Nach 165 min wurde bei konstanter Flussgeschwindigkeit die Stöchiometrie der Flamme schrittweise von 0,75 auf 0,86 erhöht. Dies ist auch als leichter Anstieg im Temperaturverlauf um insgesamt 0,7 K bemerkbar. Der Anstieg wird dabei durch die Leistungssteigerung der Flamme um 13,5% (0,5014 kW auf 0,5691 kW) erklärt. Nach 220 min wird bei einer konstanten Stöchiometrie von 0,8 die mittlere Flussgeschwindigkeit von 59,33 cm/s (10 slm) auf 84,32 cm/s (13,5 slm) erhöht. Auffällig ist, dass sich die Temperatur kaum ändert, obwohl diese Messreihe mit einer Leistungssteigerung der Flamme von 42,1% einhergeht. Da gleichzeitig jedoch die Flammenhöhe zunimmt und sich damit nicht die Kontaktfläche der Flamme zum Flammenhalter ändert, hat diese Leistungssteigerung keinen signifikanten Einfluss auf die gemessene Temperatur an dieser Stelle.

Sehr interessant ist ebenfalls der Temperaturvergleich zwischen der Temperatur direkt am Gaseinlass und der Temperatur unter dem Flammenhalter (Abbildung 5.2). Da sich die Thermoelemente nur 5,5 cm voneinander entfernt auf der gleichen Höhe befinden, werden gleiche Temperaturen erwartet. Wie in Abbildung 5.2 a ersichtlich, ist dies nicht der Fall. Bei gleich bleibenden Bedingungen stellt sich eine Temperaturdifferenz von 6,2 K ein, d.h. das einströmende Frischgas wird bereits im unteren Teil der Brennkammer vom Flammenhalter erwärmt.

⁴Da dieses Verhalten stark von den Anfangsbedingungen abhängig ist, macht es auch einen Unterschied, ob das Experiment im kalten Winter oder heißem Sommer durchgeführt wird.



(a) Temperaturverlauf der Gastemperatur beim Einlass in die Brennkammer und unterhalb des Flammenhalters. (b) Vergleich des Temperaturverlaufs oberhalb und unterhalb des Flammenhalters.

Abbildung 5.2

5.3 Akustische Identifikation der Brennkammer

Um die Brennkammer akustisch zu identifizieren werden Frequenzgänge bei verschiedenen Lautsprecheramplituden gemessen. Hierzu wird eine Sinusschwingung beliebiger Frequenz und Amplitude durch die dSpace box generiert. Die Ausgabe wird durch einen in der Arbeitsgruppe vorhandenen Verstärker verstärkt bevor es den Lautsprecher erreicht⁵. Die Frequenz des Signals wird zwischen 50 und 400 Hz in 5 Hz-Schritten bei gleichbleibender Amplitude variiert. Je nach Frequenz wird diese von der Brennkammer unterschiedlich gedämpft, so dass eine Identifikation der Eigenfrequenz(en) der Brennkammer möglich ist.

Ein gemessener Frequenzgang mit einer Signalamplitude von 0,9 V an der dSpace box ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Deutlich zu sehen ist die Eigenfrequenz der Brennkammer von 90 Hz sowie die 5 Hz Schrittweite des Frequenzgangs. Die Peaks bei mehr als 150 Hz sind dabei auf zufällige Erhöhungen bzw. Verringerung des absoluten Druckes in der Brennkammer zurückzuführen. In der Vergrößerung ist zudem der Sprung von 80 auf 85 Hz im zeitlichen Verlauf dargestellt. Deutlich zu sehen ist der graduelle Anstieg in der Druckamplitude

⁵Siehe auch Kapitel 4.3

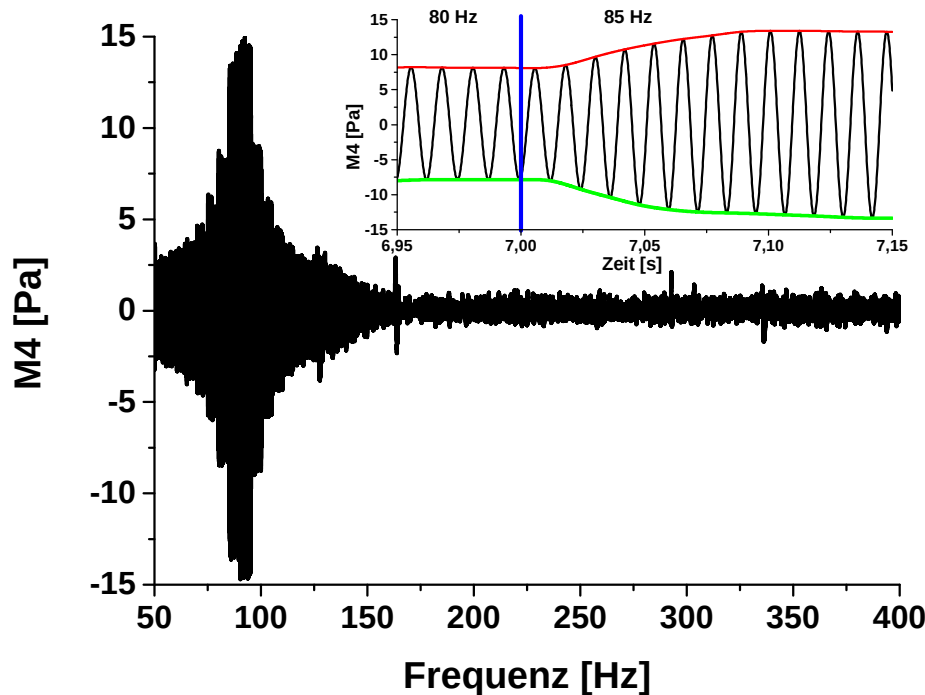


Abbildung 5.3: Frequenzgang gemessen mit einem Mikrofon am Flammenhalter. An dieser Stelle würde ansonsten die Flamme brennen.

von 8,1 auf 13,4 Pa innerhalb von ca. 0,1 s. Dies verdeutlicht, dass der Lautsprecher der entsprechenden Mode in der Brennkammer solange Energie hinzufügt bis ein neues Gleichgewicht erreicht ist.

Aufschlussreich ist auch hier der Vergleich der Mikrofone untereinander (Abbildung 5.4). Mikrofon 1 und 2 befinden sich beide in der unteren Hälfte der Brennkammer in einem Abstand von 5 cm zueinander und zeigen ein identisches Verhalten. Beide weisen einen kleinen Peak bei 90 Hz und einen deutlich stärker ausgeprägten bei 140 Hz auf. Mikrofon 4 befindet sich im oberen Bereich der Brennkammer an der Position, an der sich sonst die Flamme befinden würde. Es zeigt dabei einen gänzlich anderen Frequenzgangsverlauf wie Mikrofon 1 und 2 mit einem deutlichen Peak bei 90 Hz. Der „Peak“ bei 140 Hz äußert sich lediglich in einer breiten Schulter. Zurückzuführen ist dies auf den stark dämpfenden Effekt des 3 cm dicken Flammenhalters, der als Tiefpassfilter fungiert und sehr effektiv die höheren Frequenzen dämpft und dadurch die Eigenfrequenz der Brennkammer auf

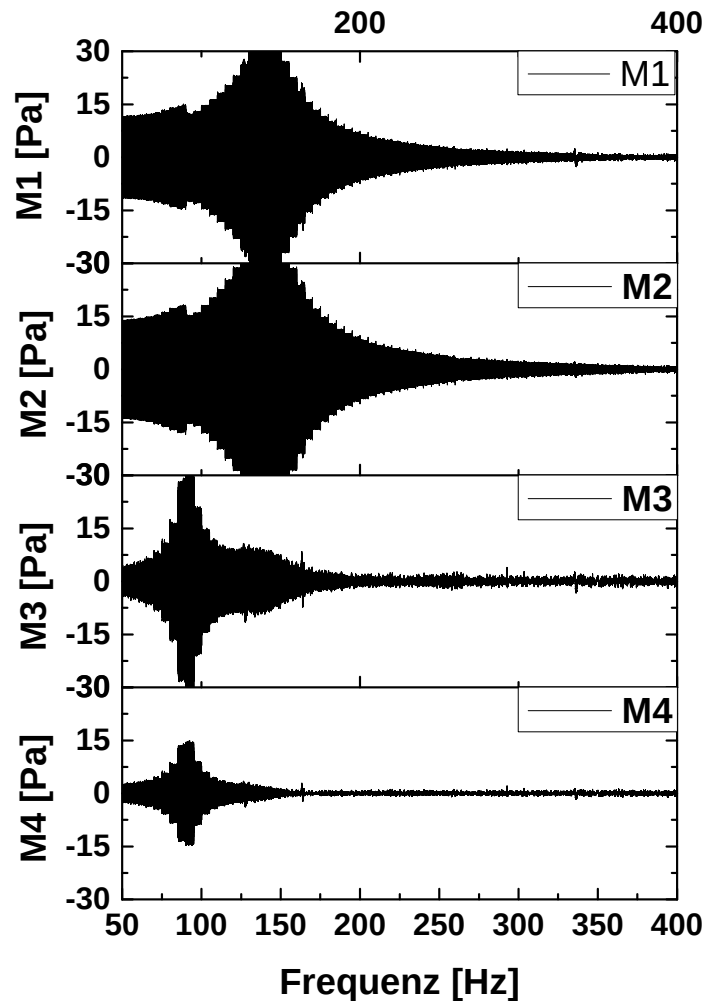


Abbildung 5.4: Frequenzgangvergleich der verschiedenen Mikrofone

niedrige Frequenzen festlegt. Die Dämpfung von höheren Frequenzen ist sehr effektiv, da auch keinerlei Peaks bei den höheren Harmonischen der Grundschiwingung zu erkennen sind. Der Frequenzgang von Mikrofon 3 hat einen sehr ähnlichen Verlauf wie der von Mikrofon 4. Dies ist auch zu erwarten, da sich Mikrofon 3 nur 3 cm höher befindet. Allerdings fällt auf, dass die gemessenen Druckamplituden von Mikrofon 3 etwa doppelt so hoch sind wie die von Mikrofon 4. Zum einen kann dies ein Effekt des 30 cm langen Rohres (Durchmesser 5 mm) sein an dem das Mikrofon befestigt ist. Zum anderen kann die stehende Welle innerhalb der Brennkammer dort einfach etwas stärker ausgeprägt sein wie direkt am Schlitz des Flammenhalters. Wird die Frequenz einer selbstständig oszillierenden Flamme gemessen, so schwingt diese mit 90,3 Hz, was genau der Frequenz

entspricht, die nach den Frequenzgangsmessungen von Mikrofon 3 und 4 erwartet wird. Insgesamt darf die Bedeutung der Frequenzgangsmessungen von Mikrofon 1 und 2 nicht zu hoch eingeschätzt werden, da berücksichtigt werden muss, dass sich der Lautsprecher am unteren Ende der Brennkammer und damit unterhalb des als Tiefpassfilters wirkenden Flammenhalters befindet. Dies erklärt zumindest zum Teil auch die starken Peaks bei 140 Hz.

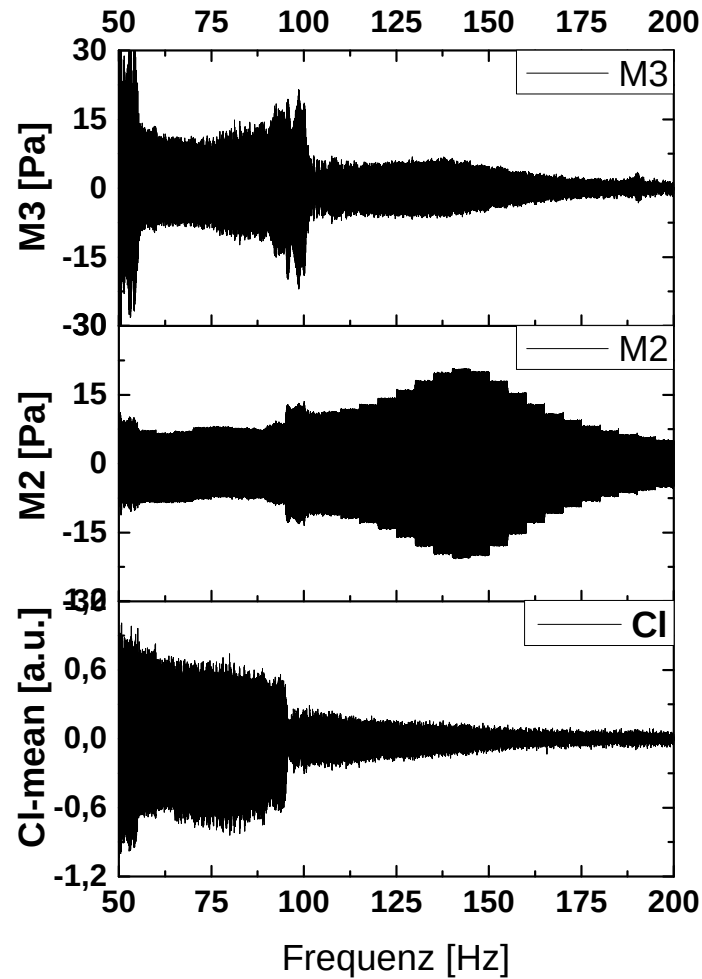


Abbildung 5.5: Frequenzgang mit stabiler Flamme ($\phi = 0,75$ G.F. = 10 slm) ohne Regelung.

Natürlich ist es nicht zwingend erforderlich einen Frequenzgang nur ohne Flamme zu messen. In Abbildung 5.5 ist ein Frequenzgang gezeigt, der mit einer eigentlich stabilen Flamme ($\phi = 0,75$; Gesamtfluss = 10 slm) durchgeführt wurde. Zu sehen ist, dass die

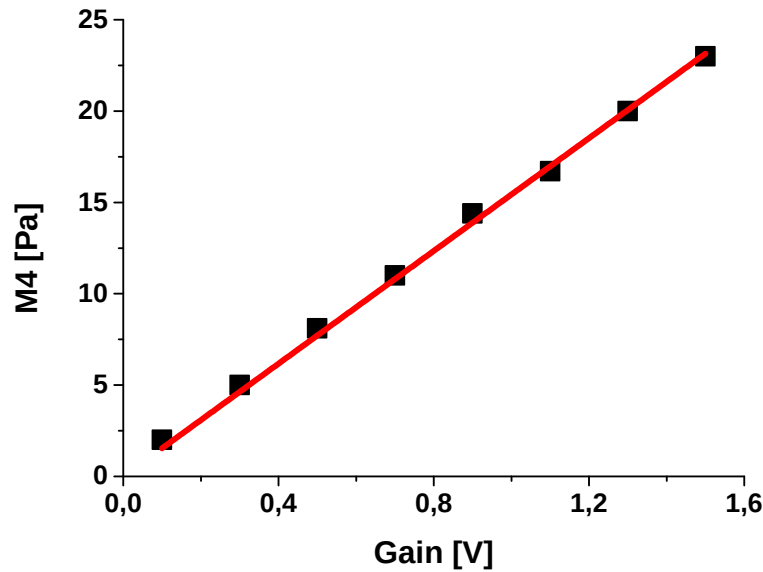


Abbildung 5.6: Am Flammenhalteraussgang gemessene Druckamplitude bei 90 Hz in Abhängigkeit des von der dSpace box ausgegebenen Spannungsamplitude.

Chemilumineszenzintensität bis zu einer Frequenz von 95 Hz stark oszilliert und danach die Oszillationsstärke abrupt abnimmt. Dies ist unerwartet, da der Abfall im Frequenzgang ohne Flamme (Abbildung 5.4., Mikrofon 4) deutlich flacher ist. Dennoch scheint die Flamme tieferen Frequenzen sehr gut folgen zu können. Ähnlich wie das Chemilumineszenzsignal zeigt das Signal von Mikrofon 3 einen scharfen Abbruch bei 100 Hz, der nicht im Frequenzgang ohne Flamme zu sehen ist. Dies zeigt, dass die Flamme in der Lage ist, ankommende Druckwellen selektiv zu verstärken, weshalb ein „*forcing*“ bzw. eine Regelung mit anderen Frequenzen wenig sinnvoll erscheint. Mikrofon 2 zeigt einen starken Peak bei 140 Hz, wie es auch schon im Frequenzgang ohne Flamme zu sehen ist. Hier zeigt sich aber, dass diese Eigenfrequenz für die Charakterisierung der Verbrennungsinstationarität irrelevant ist, da diese nicht von der Flamme verstärkt wird.

Nachdem die Eigenfrequenz der Brennkammer bestimmt wurde, ist die Leistung des Lautsprechers bei dieser Frequenz in Abhängigkeit der von der dSpace box angelegten Spannung interessant. Erforderlich ist dieses Wissen sowohl für eine lautsprecherbasierte Regelung, als auch für die gezielte Anregung einer stabilen Flamme. Die Auftragung der von Mikrofon 4 gemessenen Druckamplitude bei 90 Hz gegen die angelegte Spannung ist

in Abbildung 5.6 gezeigt. Es ergibt sich ein linearer Zusammenhang mit einer Steigung von $15,4 \frac{\text{Pa}}{\text{V}}$. Hieraus kann dann für beliebige Lautsprechereinstellungen die Kaltgasdruckschwankung am Schlitzausgang berechnet werden.

5.4 Allgemeine Phasenlage der Signale zueinander

Soll eine bestehende akustische Schwingung von der Flamme verstärkt werden, so muss sich nach dem Rayleigh-Kriterium (siehe Gleichung 3.9) die Wärmefreisetzungsschwankung der Flamme mit der Druckschwankung am Ort der Flamme positiv überlappen. Daher sind nicht nur die Amplituden bei der Messung der Frequenzgänge von Interesse, sondern auch die relative Phasenlage der Signale zueinander.

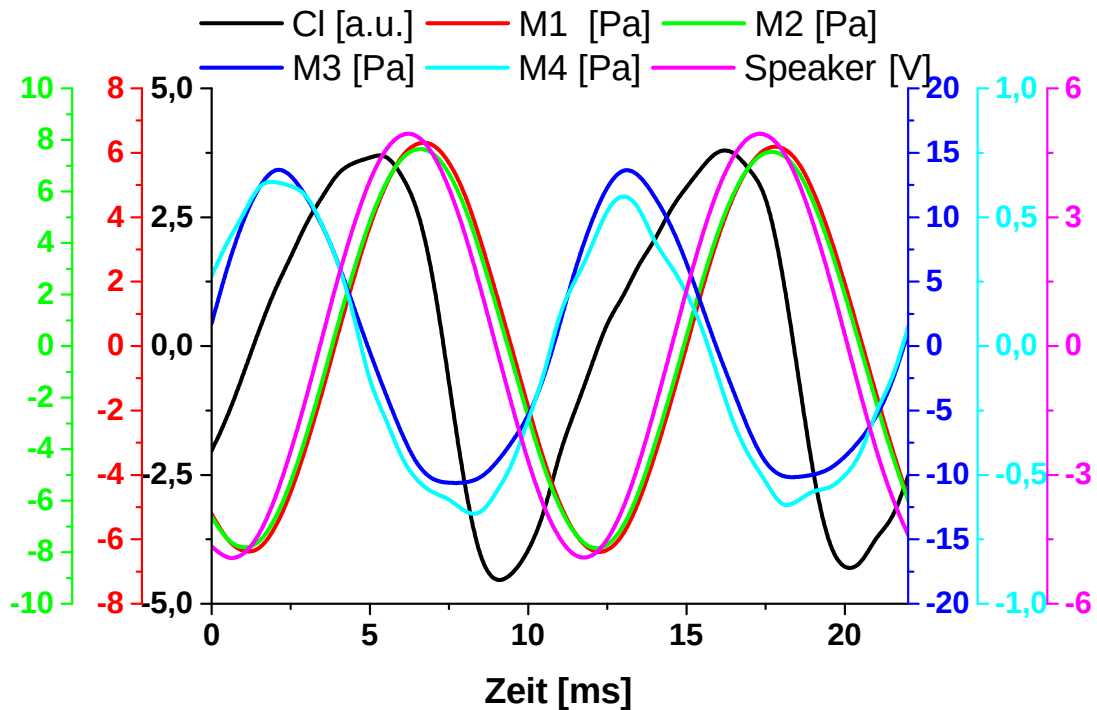


Abbildung 5.7: Verschiedene Signale in Abhängigkeit der Zeit für eine mit 7,7 Pa angeregte stabile Flamme.

Wird eine stabile Flamme mit 7,7 Pa von einem Lautsprecher akustisch angeregt, so wird der in Abbildung 5.7 gezeigte Signalverlauf gefunden. Die pinkefarbende Kurve gibt das

an den Lautsprecher gesendete Steuerungssignal wieder. Leicht phasenverschoben hierzu sind die Signale der, in der unteren Brennkammerhälfte befindlichen, Mikrofone 1 und 2 in rot und grün zu sehen. Da beide Mikrofone sich nur 7 cm von einander entfernt befinden⁶, lässt sich kein Phasenunterschied zwischen ihnen erkennen. Mit einem zeitlichen Versatz von 6,5 ms folgen die Signale der Mikrofone 3 und 4. Aufgrund der schlechten zeitlichen Auflösung der Detektion lässt sich auch hier kein deutlicher Phasenversatz detektieren. Die ca. 6,5 ms Zeitversatz zwischen den Mikrofonpaaren 1+2 und 3+4 entspricht einem Phasenversatz von 210° . Dies deutet darauf hin, dass an dem Flammenhalter ein Phasensprung erfolgt, da der Phasenunterschied nicht durch die Laufzeit der Schallwelle erklärt werden kann. Auffällig ist zudem, dass sowohl das Lautsprechersignal, als auch das Signal der Mikrofone 1 und 2 sinusförmig ist, während die Signale der Mikrofone 3 und 4 weitere Schultern aufweisen.

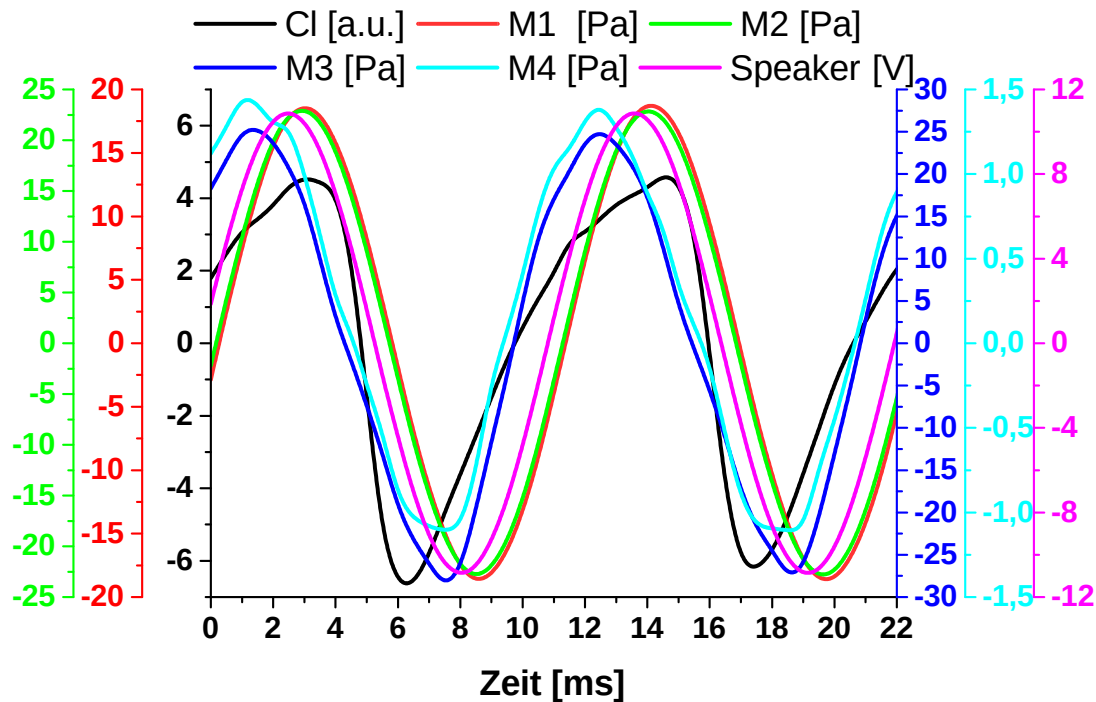


Abbildung 5.8: Verschiedene Signale in Abhängigkeit der Zeit für eine mit 16,9 Pa angeregte stabile Flamme.

⁶Bei einer Schallgeschwindigkeit von 343 m/s benötigt der Schall 0,3 ms für 10 cm Weglänge. Da die Signaldetektion eine zeitliche Auflösung von 0,5 ms hat, können Unterschiede in der Phasenlage der Mikrofone zueinander vernachlässigt werden.

Wird die gleiche stabile Flamme mit 16,9 Pa angeregt (Abbildung 5.8), also mehr als doppelt so stark wie zuvor diskutiert, so lässt sich generell ein sehr ähnliches Signalbild wie in Abbildung 5.7 beobachten. Auffällig ist jedoch, dass sich zwar die Phasenlage zwischen dem Lautsprechersignal sowie den Mikrofonen 1 und 2 nicht geändert hat, aber dafür die Signale von Mikrofon 3 und 4 „gewandert“ sind und nun einen deutlich höheren Phasenversatz zu Mikrofon 1 und 2 aufweisen. Weiterhin fällt auf, dass die Signale von Mikrofon 3 und 4 deutlich stärker „verformt“ erscheinen. Insbesondere eine Schulter im Bereich des abfallenden Chemilumineszenzsignals ist auffällig.

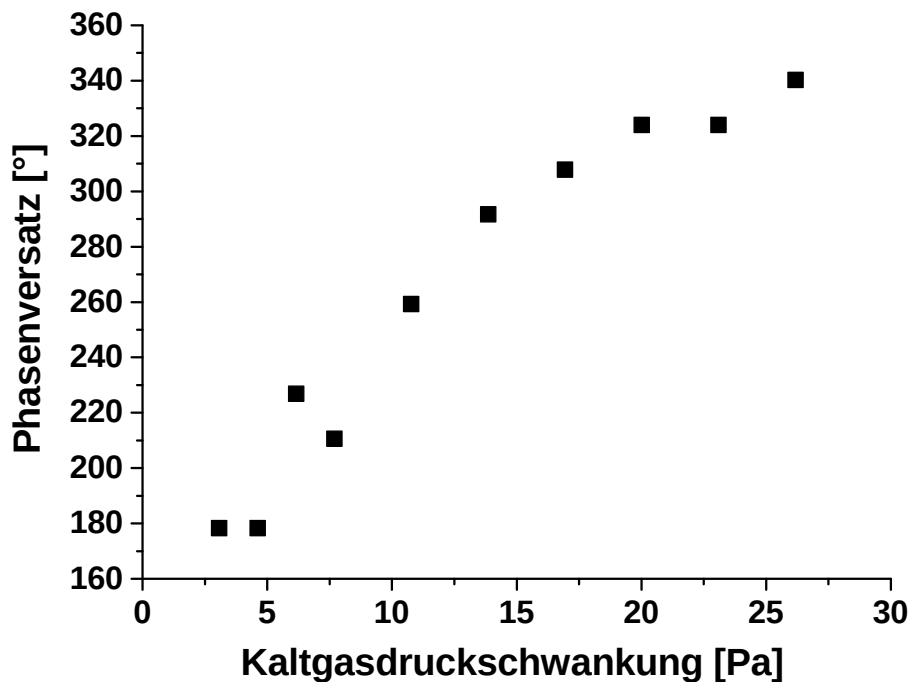


Abbildung 5.9: Phasenversatz zwischen den Signalen der Mikrofone 3 und 2 in Abhängigkeit der eingesetzten Kaltgasdruckschwankung.

Wird die zeitliche Differenz zwischen dem Maximum des Signals von Mikrofon 3 zu 2 als Phasenversatz der Signale zueinander definiert⁷, so steigt der Phasenversatz von 180° bei niedrigen Kaltgasdruckschwankungen auf bis zu 340° an. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 5.9 veranschaulicht. Eine Möglichkeit zur Erklärung dieses Verhaltens ist, dass die Flamme mit zunehmendem eingesetzten Schalldruck stärker auf die Anregung reagiert und dabei ihrerseits die eingehende Druckwelle verstärkt. Dadurch verändert sich das

⁷Hierbei wird der nicht sinusförmige Signalverlauf von Mikrofon 3 vernachlässigt.

Schalldruckverhältnis der beiden miteinander gekoppelten Brennkammerhälften, welche als Helmholtzresonatoren⁸ beschrieben werden können. Dadurch könnte die Kopplung der beiden Resonatoren verändert werden, was zu dem beobachteten Verhalten führen könnte. Da die Kopplung von Helmholtzresonatoren und deren Resonanzverhalten sehr komplex ist und Thema ganze Doktorarbeiten sind (siehe Dissertation von Christian Bender 2011 KIT [134]), kann im Rahmen dieser Arbeit nicht näher darauf eingegangen werden.

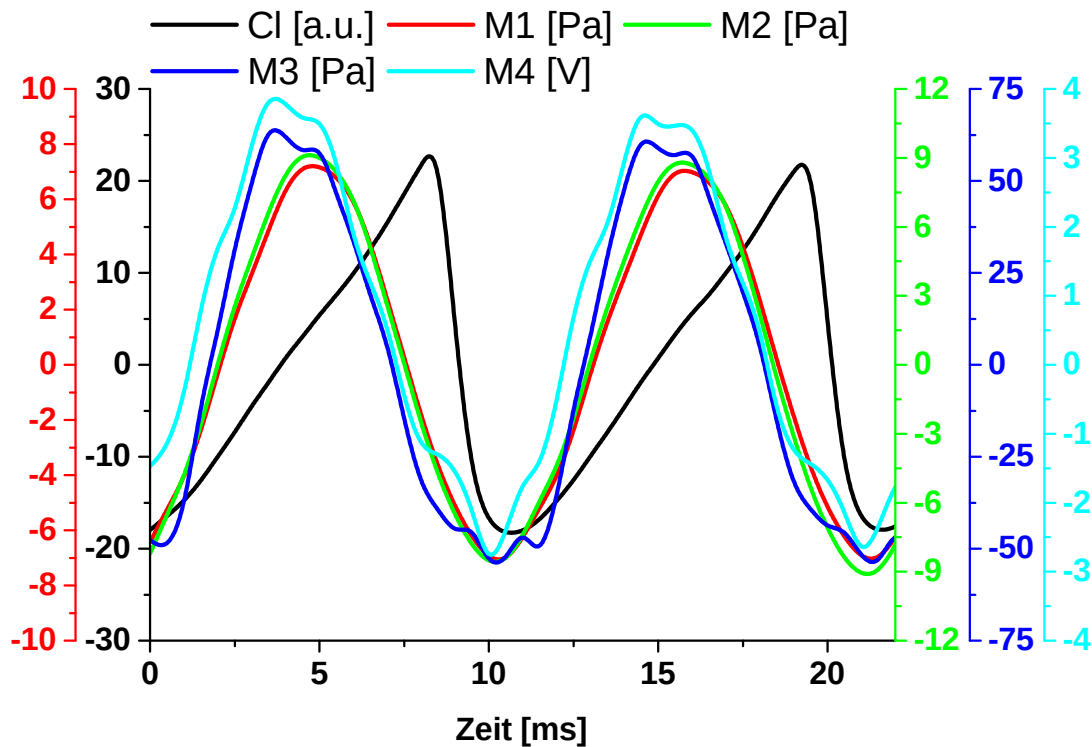


Abbildung 5.10: Verschiedene Signale in Abhängigkeit der Zeit für eine selbstständig oszillierende Flamme.

Wird das Verhalten einer selbstständig oszillierenden Flamme beobachtet, so wird der in Abbildung 5.10 gezeigte Signalverlauf gefunden. Auch hier finden sich die Signalpaare von den Mikrofonen 1+2 bzw. 3+4. Zwischen diesen Signalpaaren wird ein Signalversatz im Bereich von 340° bis 360° gefunden. Bei den Signalen von Mikrophon 3 und 4 fällt zudem auf, dass sie sehr stark von einer Sinusform abweichen und einige Schultern aufweisen.

⁸Ein Helmholtzresonator ist ein akustischer Resonator, der durch eine definierte Eigenfrequenz charakterisiert ist.

Hingewiesen sei an dieser Stelle auf die kleine Schulter bei 9 ms im Signal von Mikrofon 3, also genau zu dem Zeitpunkt in dem das Chemilumineszenzsignal abfällt.

5.5 Phasenlage beim Anschwingen des Systems

Anschwingen des Systems nach einer akustische Anregung mit unterschiedlichen Kaltgasdruckamplituden (0 ms = Anregungsstart):

— Chemilumineszenz — Mikrofon 2
— Mikrofon 3 — Lautsprecher

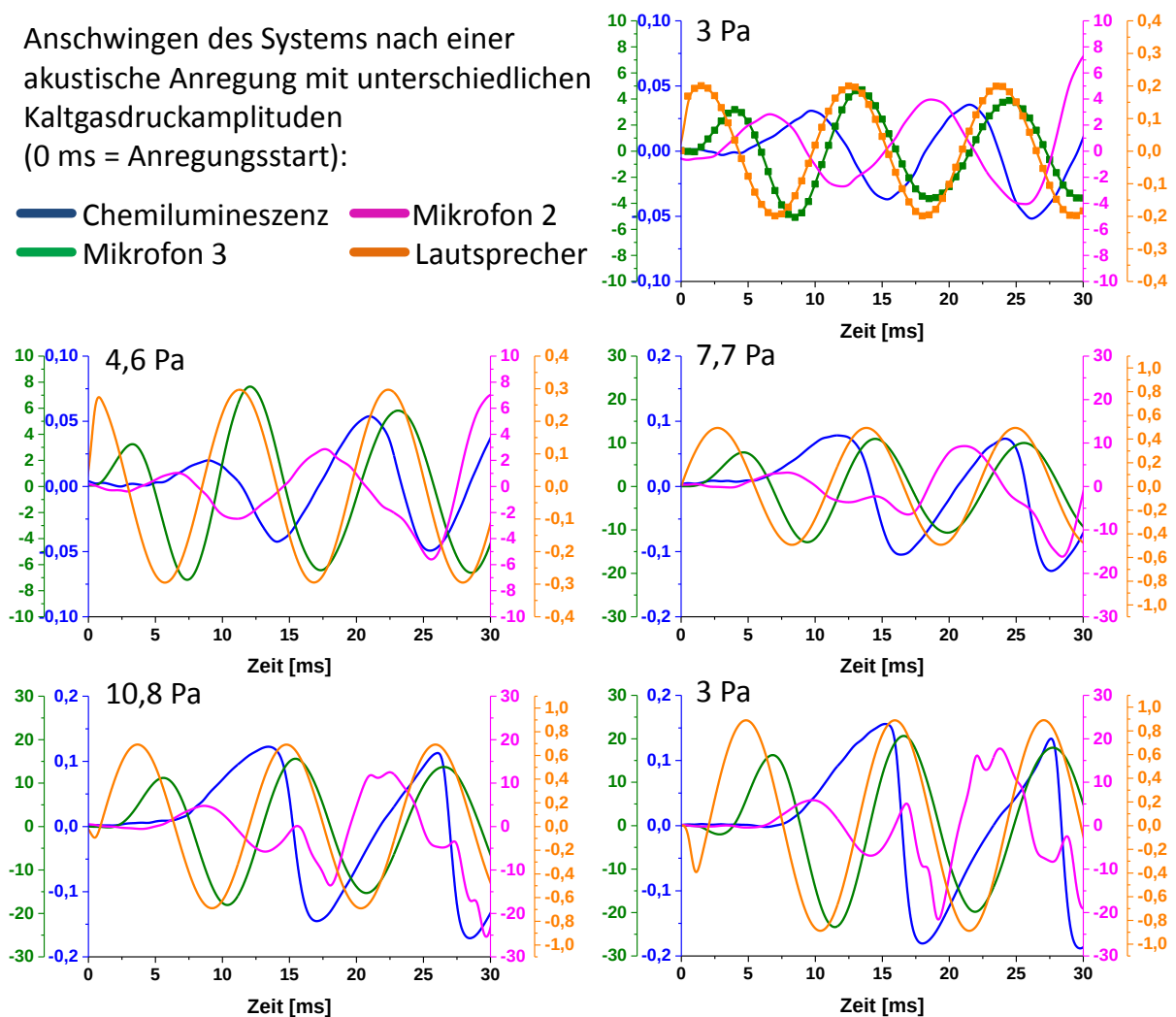


Abbildung 5.11

Um die relative Phasenlage der aufgezeichneten Signale, insbesondere des Signals von Mikrofon 3, besser zu verstehen, wird eine stabile Flamme akustisch angeregt. Diese Anregung wird dabei während einer Messperiode gestartet um so das „Anschwingen“ der

verschiedenen Signale verfolgen zu können. In Abbildung 5.11 sind die ersten 30 ms der Anregung einer stabilen Flamme gezeigt, d.h. vorher sind alle Signale konstant null⁹.

Zunächst soll die Signalantwort auf eine Anregung mit einer Kaltgasdruckamplitude von 3 Pa untersucht werden. Das an den Lautsprecher gesendete Signal ist in orange gezeigt und das von Mikrofon 2 (M2) detektierte Signal in grün. Zu erkennen ist ein zunächst groß erscheinender Versatz der Signale zueinander und dass das Signal von M2 nicht sofort seine maximale Stärke erreicht. Beide Effekte können durch die Trägheit des Lautsprechers erklärt werden, da das Lautsprechersignal bereits mit 0,16 V startet. Auf die Peaks des Lautsprecher- und M2-Signals folgt der Peak des M3-Signals. Zusammen mit dem Anstieg des M3-Signals steigt das Chemilumineszenzsignal der Flamme langsam an, wobei die maximale Wärmefreisetzung (d.h. der Peak des Chemilumineszenzsignals) erst 3 ms später detektiert wird. Im weiteren Zeitverlauf vergrößert sich der Phasenversatz zwischen M3 und M2 etwas. Wichtig ist, dass die Amplitude des M2-Signals weitestgehend konstant ist, während die Amplituden des M3 und Chemilumineszenzsignals erst ab ca. 60 ms ihre endgültigen Amplituden erreichen (nicht gezeigt) und das Signal von M3 relativ glatt aussieht.

Ein sehr ähnliches Signalverhalten wird bei einer Anregung der gleichen Flamme mit 4,6 Pa gefunden. Auffällig ist lediglich, dass das M3-Signal, welches sich nur 2,5 cm oberhalb des Flammenhalters befindet, mehrere Schultern aufzuweisen scheint. Hingewiesen sei auf die Schultern bei 13 und 23 ms, welche genau da zu beobachten sind, wo das Chemilumineszenzsignal stark abnimmt.

Bei einer Anregung der Flamme mit 7,7 Pa sind diese Schultern im M3-Signal bereits deutlich stärker ausgeprägt. Hier lassen sich nun zum ersten Mal die Schultern gut von den durch den Lautsprecher hervorgerufenen Druckschwankungen unterscheiden. So sind die Druckschwankungspeaks bei 8 und 21 ms auf den Lautsprecher zurückzuführen, während die ehemaligen Schultern bei 15 und 26 ms scheinbar auf die Flamme zurückzuführen sind. Diese Vermutung ist sehr wahrscheinlich zutreffend, da die Schultern genau da erscheinen,

⁹Auf die Darstellung des Verlaufs der Signale von M1 und M4 wird aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet, da diese annähernd deckungsgleich mit den Signalen von M2 bzw. M3 sind.

wo das Chemilumineszenzsignal stark abnimmt. Talei et al. [135] hat als Ergebnis seiner Simulationen¹⁰ festgestellt, dass die in diesem Moment von der Flamme abgegebenen akustischen Wellen sehr stark sind. Daher ist es durchaus wahrscheinlich, dass diese Welle hier detektiert werden kann.

Wird die Anregungsstärke auf 10,8 Pa weiter erhöht, so wird die Schulter zum deutlich sichtbaren Peak, welcher in der ersten Oszillationsperiode ähnlich stark ausgeprägt ist wie der durch den Lautsprecher hervorgerufene Peak. Im M3-Signalverlauf fallen weitere Schultern auf, deren Ursache jedoch nicht eindeutig geklärt werden kann. Allerdings ist es nicht unwahrscheinlich, dass auch diese Schultern auf die Flamme, oder Reflektionen des durch die Flamme erzeugten Druckpeaks zurückzuführen sind.

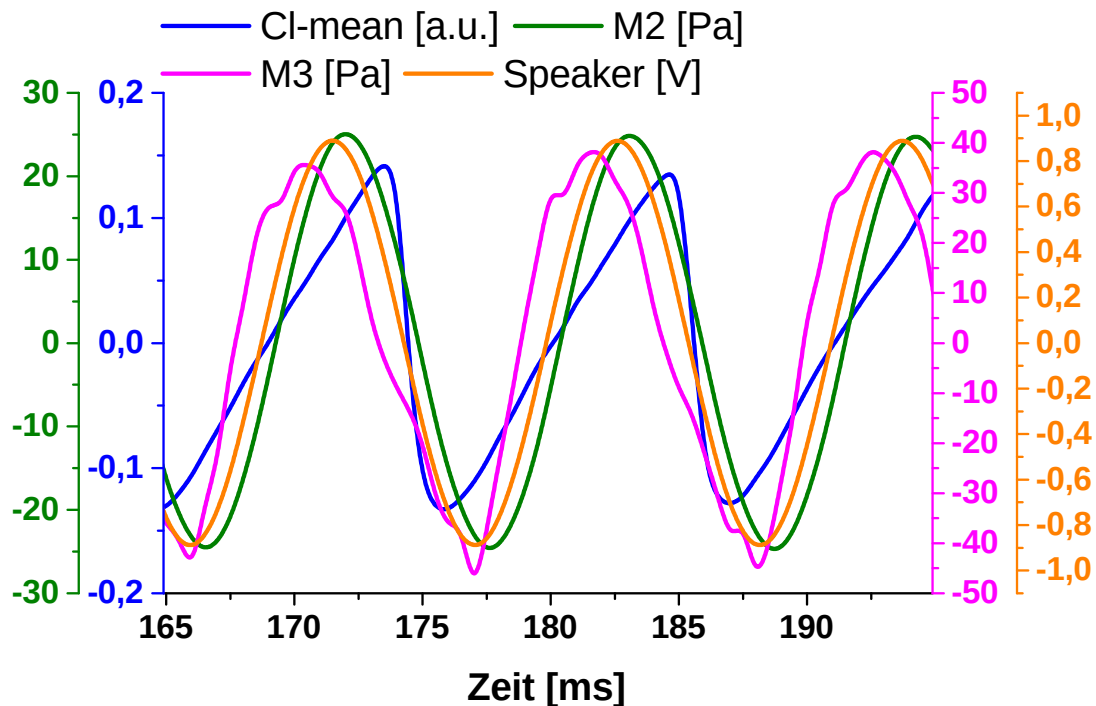


Abbildung 5.12: Verschiedene Signale in Abhängigkeit der Zeit für eine mit 13,8 Pa angeregte stabile Flamme.

Besonders deutlich sind die Druckschwankungspeaks im M3-Signal bei einer Anregungsstärke von 13,8 Pa erkennbar. Hier ist nicht nur der erste von der Flamme hervorgerufene

¹⁰Wie später gezeigt werden wird, ist dies der Zeitpunkt in dem große Flammenflächen vernichtet werden bzw. sich ein Flammenball von der Flammenspitze abspaltet.

Peak bei 17 ms als eigenständiger Peak zu erkennen, sondern auch der zweite bei 28 ms. Wird der weitere zeitliche Verlauf betrachtet, in dem die Signale ihre endgültigen Amplituden erreicht haben, so bleibt der von der Flamme hervorgerufene Peak immer noch als Schulter zu erkennen (z.B. in Abbildung 5.12 bei 175 und 186 ms)¹¹.

Es lässt sich festhalten, dass die von der Flamme ausgesendete Druckwelle vom Mikrofon 3 detektiert werden kann, auch wenn sie im späteren Signalverlauf nur noch als kleine Schulter sichtbar ist. Dementsprechend ist das von Mikrofon 3 detektierte Signal nicht etwa verrauscht, sondern ist direkt mit der Druckwellenerzeugung der Flamme korreliert. Anzumerken ist hier, dass die Druckwelle durch den Verlauf des Chemilumineszenzsignals vorhergesagt werden kann. Somit kann die plötzliche Verringerung des Chemilumineszenzsignals, welches zeitlich vor der Druckwelle detektiert wird, als Zeitpunkt der Erschaffung der Druckwelle angenommen werden. Daher eignet sich das Chemilumineszenzsignal deutlich besser als das Mikrofonsignal als Regelgröße, da es nicht nur schneller auf Änderungen in den Verbrennungsbedingungen reagiert, sondern auch die Druckwellenerzeugung der Flamme vorhersagen kann.

5.6 Wirkungsweise eines Phasenreglers

Nachdem im vorherigem Abschnitt das Aussehen der Signale, insbesondere des M3-Signals, verstanden werden konnte, soll nur die Wirkungsweise eines auf dem M3-Signal als Regelgröße basierenden Phasenreglers betrachtet werden. In Abbildung 5.13 ist der Signalverlauf einer selbstständig oszillierenden Flamme gezeigt. Bei 0 ms wird der Phasenregler aktiviert. Der Phasenregler sendet dabei das vorher aufgezeichnete Signal von M3 mit 8,8 ms Zeitversatz (entspricht nicht ganz einer Oszillationsperiode; z.B. findet sich der M3 Peak bei 0 ms im Lautsprechersignal bei 8 ms wieder) und einem Korrekturfaktor (*gain*) an den Lautsprecher. Werden die Peaks bei etwa 10 ms genauer betrachtet, so fällt auf, dass das M2-Signal sehr schnell auf den Lautsprecher reagiert, so wie es von den bisher diskutierten Fällen auch erwartet wird. Wichtig ist auch zu beachten, dass bei 0 ms das

¹¹Im Vergleich zu Abbildung 5.11 ist die für das M3 veränderte Achse zu beachten.

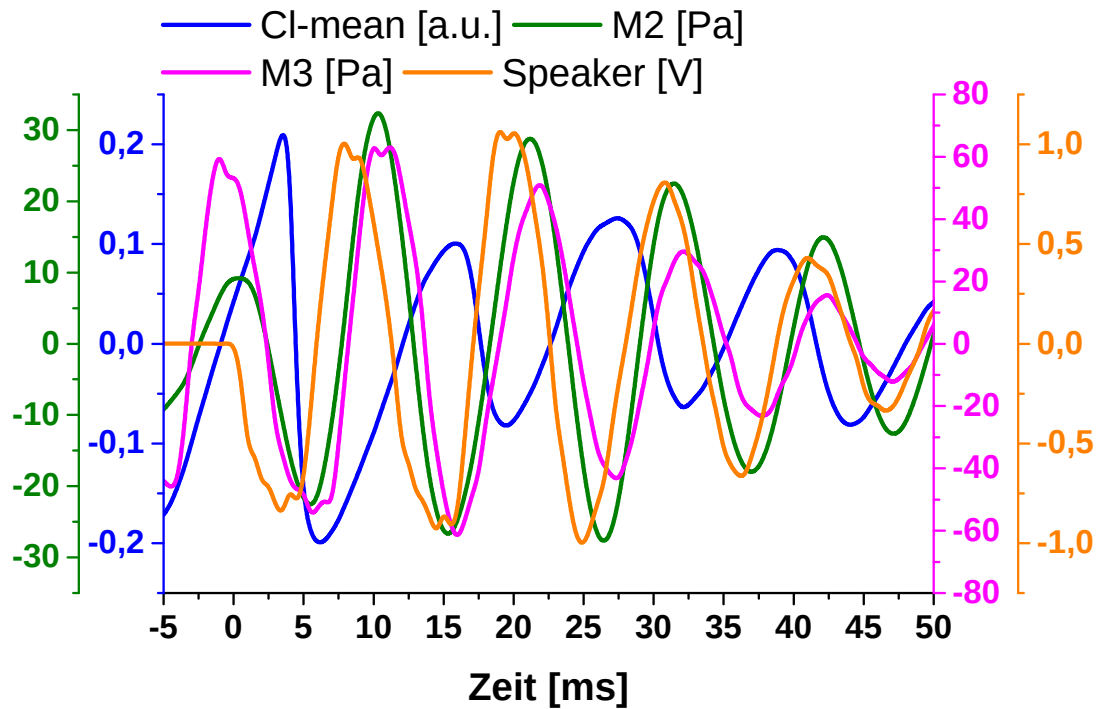


Abbildung 5.13: Verschiedene Signale in Abhängigkeit der Zeit für eine selbstständig oszillierende Flamme. Bei 0 ms wird der Phasenregler eingeschaltet, welcher das M3-Signal mit 8,8 ms Zeitversatz an den Lautsprecher sendet.

M3-Signal zeitlich vor dem M2-Signal seinen Peak hat, was ebenfalls mit dem vorher diskutierten übereinstimmt. Interessanterweise folgt auf das M2-Signal nun das M3-Signal, welches auch die charakteristische Struktur des Lautsprechers aufweist. Damit wird in diesem Fall nicht der große Phasenversatz zwischen M3 und M2 gefunden, wie es bei der akustischen Anregung einer stabilen Flamme der Fall ist (siehe Abschnitt 5.4). Wird dem Verlauf des M3-Signals weiter gefolgt, so wird festgestellt, dass es die charakteristischen Schultern verliert und sich eher einer Sinuskurve annähert. Dies deutet darauf hin, dass die vom Lautsprecher ausgesendete Druckwelle die Druckwellengeneration der Flamme, welche die Schultern im M3-Signal verursacht, beeinflusst. Dadurch ist die Flamme nicht mehr in der Lage der akustischen Oszillation Energie hinzuzufügen. Dies wiederum hat zur Folge, dass die akustischen Schwingungen in der Brennkammer auf Grund der sonstigen Verlustprozesse zum Erliegen kommen.

5.7 Korrelation zeit- und phasenaufgelöster Chemilumineszenzmessungen

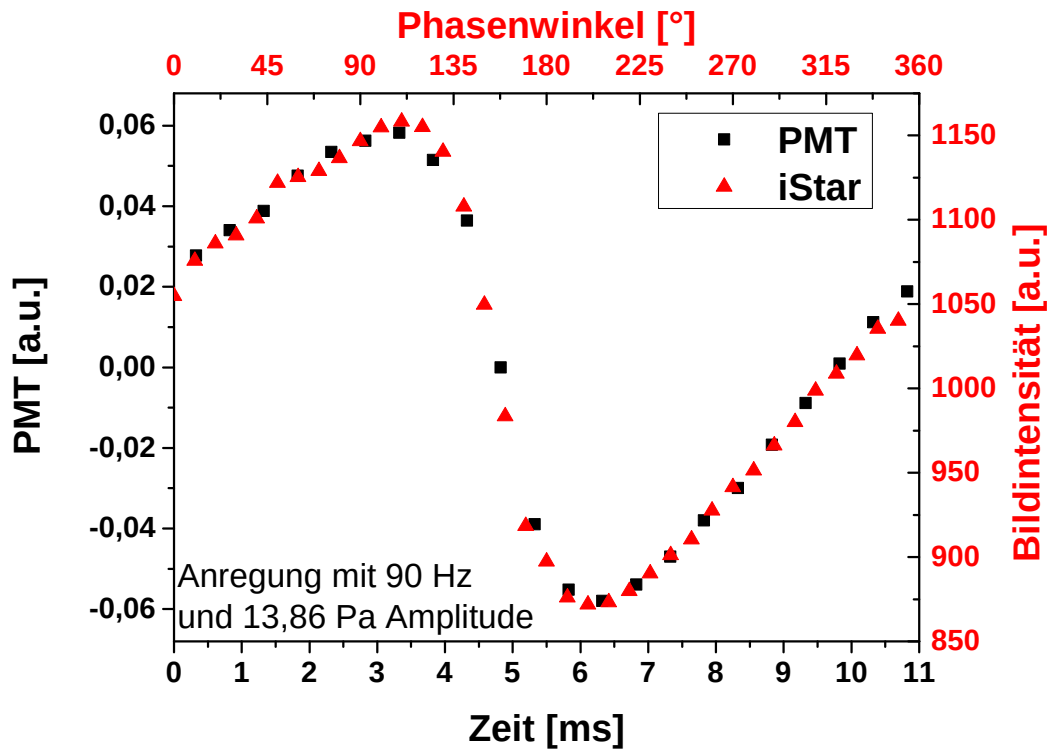


Abbildung 5.14: Chemilumineszenzmessung im Vergleich: Zeitaufgelöste Photomultiplermessung im Vergleich mit phasenaufgelösten 2D-Bildern der iCCD Kamera.

Die Chemilumineszenz und damit auch die Wärmefreisetzung der Flamme wird mit zwei unterschiedlichen Methoden gemessen. Zum einen wird ¹² die integrale Chemilumineszenz mit einem Photomultiplier (PMT; siehe Aufbau 4.5) und einer Quarzfiber in Echtzeit gemessen. Zum anderen erfolgt die phasenaufgelöste Aufnahme der OH*-Chemilumineszenz mit einer intensivierten CCD Kamera. Die Triggerung erfolgt, wenn durch das Matlab/Simulink Modell ein Nulldurchgang des Photomultiplier Chemilumineszenzsignals detektiert wird. In Abbildung 5.14 ist der Vergleich dieser beiden Messmethoden abgebildet (für die Flammen $\phi = 0,75$, GF=10). Die Zeitachse entspricht dabei einer Oszillationsperiode. Es zeigt sich, dass beide Messmethoden den selben Verlauf haben und die Wärmefreisetzungs-

¹²Die zeitliche Auflösung wird durch die Simulationsschrittwerte des Simulinkmodells auf der dSpace box bestimmt.

schwankungen der Flamme gleich gut wiedergeben.

Damit konnte gezeigt werden, dass zum Vergleich mit der Simulation die phasenaufgelösten Bilder herangezogen werden können, während für die Regelung die Photomultipliermessungen verwendet werden können.

5.8 Akustische Anregung einer stabilen Flamme

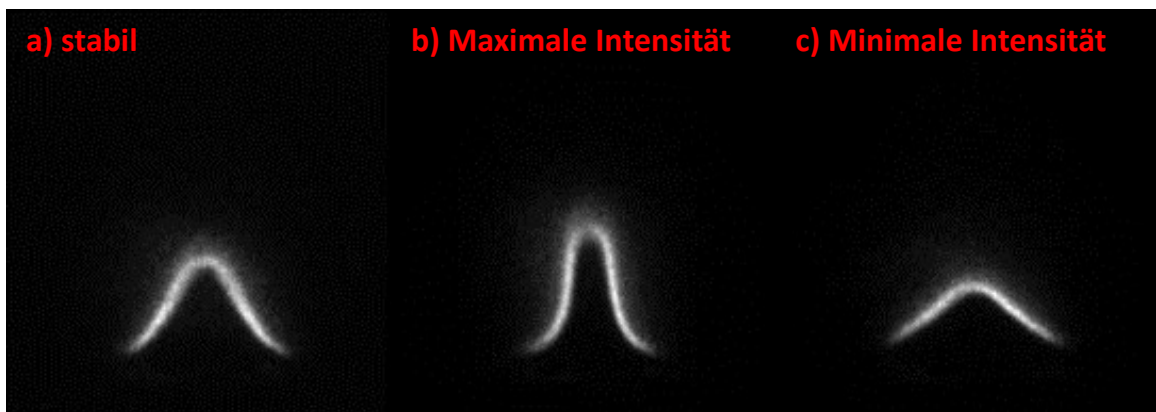


Abbildung 5.15: Flamme mit $\phi = 0,75$ und einem Gesamtfluss von 10 slm. Stabil (a) und mit akustischer Anregung (b und c).

Als einzige der in Abschnitt 5.1 aufgeführten Flammen ist die Flamme mit $\phi = 0,75$ und einem Gesamtfluss von 10 slm stabil (siehe Abbildung 5.15 a), d.h. sie zeigt keine selbstständigen Oszillationen. Daher eignet sich diese Flamme, um sie gezielt mit der Eigenfrequenz der Brennkammer von 90 Hz anzuregen. Dadurch ist es möglich, die Flammenoszillation unter verschiedenen akustischen Bedingungen zu untersuchen, ohne dass sich die Randbedingungen zwischen den unterschiedlichen Messungen ändern. Dadurch lassen sich alle beobachteten Änderungen direkt auf die Flammenoszillation zurückführen.

Wird eine stabile Flamme akustisch angeregt, durchläuft sie eine periodische Änderung, die eine Verstärkung der eingehenden Druckwelle bewirken kann. Dargestellt ist dies in Abbildung 5.16. Abgebildet sind die, durch *Fast Fourier Transformation* (FFT) erhaltenen, Frequenzspektren der Mikrofone M2 und M3. Während sich M2 unterhalb des

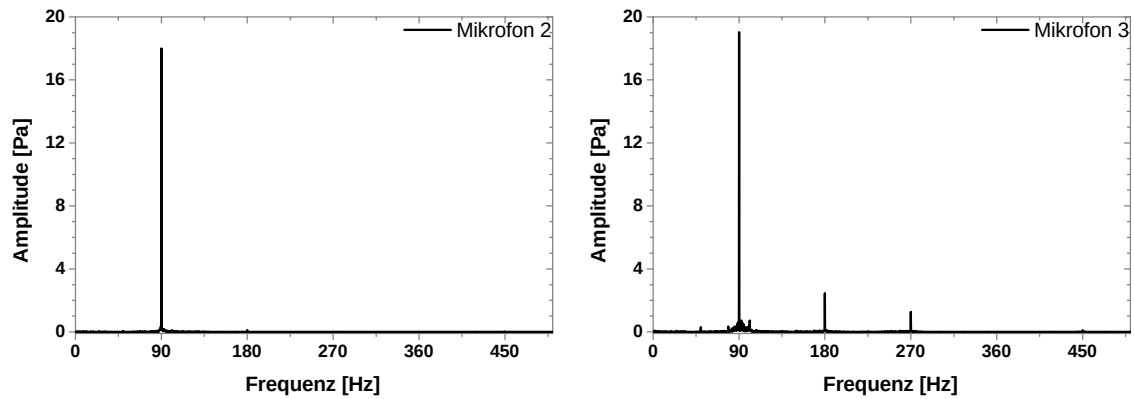


Abbildung 5.16: Frequenzspektren des M2- (links) und M3-Signals (rechts) für eine mit 13,86 Pa akustisch angeregte stabile Flamme.

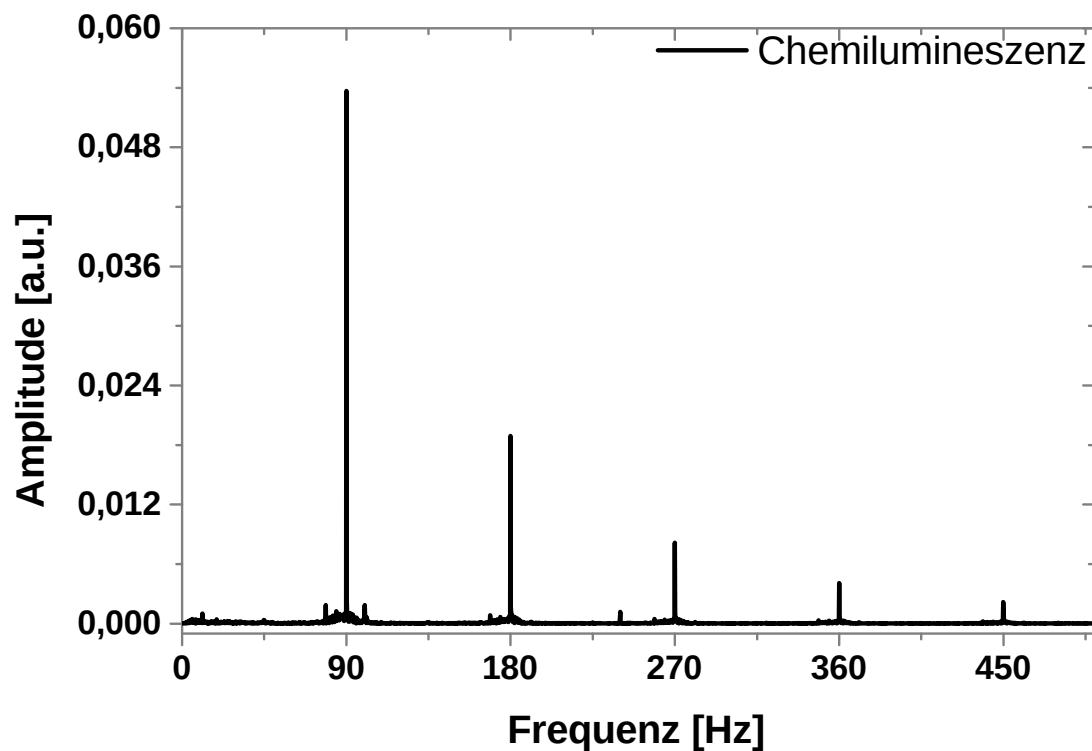
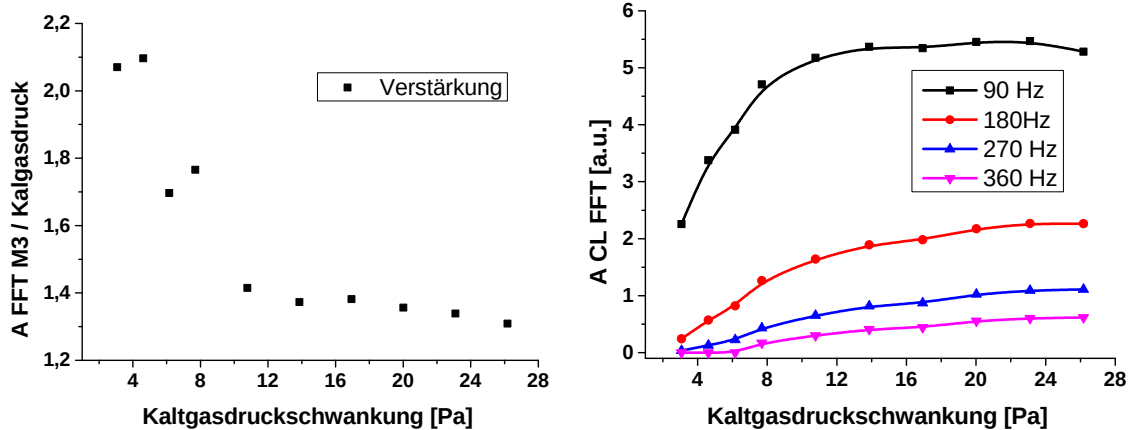


Abbildung 5.17: Frequenzspektrum des PMT Chemilumineszenzsignals der mit 13,86 Pa angeregten stabilen Flamme.

Flammenhalters befindet, befindet sich M3 oberhalb des Flammenhalters. Wird die Flamme mit 90 Hz angeregt, so ist diese Frequenz als einzige in dem Frequenzspektrum des Mikrofons M2 zu sehen. Im Gegensatz hierzu tauchen in dem Frequenzspektrum des Mikrofons M3 die höheren Harmonischen der 90 Hz Grundschiwingung bei 180 und 270 Hz auf. Ihr Vorhandensein muss daher auf die Flamme zurückzuführen sein. Dies wird durch das Frequenzspektrum des Chemilumineszenzsignals (Abbildung 5.17) bestätigt, da hier die höheren Harmonischen mit deutlich höheren Amplituden auftreten als in dem Frequenzspektrum des Mikrofons M3.



(a) FFT Amplitude des Mikrofons M3 normiert auf die Kaltgasdruckschwankung am Flammenschlitzausgang in Abhängigkeit der Stärke der Anregung der Flamme. (b) FFT Amplitude der Chemilumineszenz für verschiedene Frequenzen in Abhängigkeit der Stärke der Anregung der Flamme.

Abbildung 5.18

In Abbildung 5.18 a ist Amplitude der 90 Hz Schwingung des Mikrofons M3, normiert auf die eingesetzte Kaltgasdruckschwankung, in Abhängigkeit der eingestrahnten Druckschwankungsamplitude gezeigt. Da die Grundschiwingung im M3-Signal stark dominiert, kann hieraus geschlossen werden, dass die Flamme insbesondere schwach eingehende Druckwellen verstärkt. Bei hohen Kaltgasdruckamplituden wird hingegen eine schwächere Verstärkung der Druckwelle durch die Flamme gefunden. Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, ist dies durch den *limit-cycle* der Flamme zu erklären.

Diese Beobachtung deckt sich mit dem Verlauf der Amplituden im Frequenzspektrum des Chemilumineszenzsignals. Hier steigt die Amplitude der 90 Hz Schwingung bis zu einer Kaltgasdruckschwankung von ca. 12 Pa sigmoidal an, woraufhin sie in ein Plateau übergeht. Gleichzeitig steigen die Amplituden der höheren Harmonischen der 90 Hz Grundschwingungen weiter an. Dieses Verhalten ist durch eine Änderung der Signalform zu erklären. Bei niedrigen Kaltgasdruckamplituden ist das beobachtete Signal sinusförmig, während bei höheren Anregungsamplituden eine sägezahnähnliche Signalform gefunden wird.

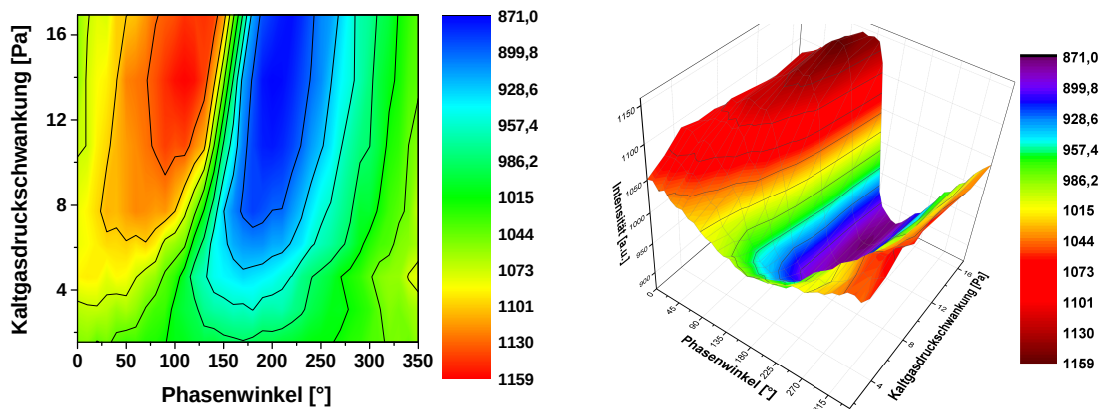


Abbildung 5.19: Bildintensität in Abhängigkeit des Phasenwinkels und der eingesetzten Kaltgasdruckschwankung.

Da die FFT lediglich eine Rekonstruktion eines sich zeitlich wiederholenden Signals im Frequenzraum darstellt, werden die phasenaufgelösten Chemilumineszenzaufnahmen in Abhängigkeit der Kaltgasdruckschwankungsamplitude betrachtet, um diesen Verlauf genauer zu verstehen. In Abbildung 5.19 ist dieser Verlauf sowohl als zwei- wie auch als dreidimensionale Abbildung gezeigt. Die 90 Hz Grundschwingung ist hier in dem dreidimensionalen Plot gut bei der niedrigsten Kaltgasdruckschwankung zu erkennen. Zu höheren Anregungsamplituden hin fällt in beiden Plots auf, dass sich die Form verändert. Dies betrifft sowohl eine Steigerung bzw. Reduzierung der Intensität (siehe Farbcodierung), als auch eine Phasenverschiebung der Maximums- bzw. Minimumsposition. Die Phasenverschiebung hat zur Folge, dass das Intensitätsmaximum und -minimum während eines

Oszillationszyklusses näher zusammenrücken. Das ist in der zweidimensionalen Abbildung durch die bei einem Phasenwinkel von 150° näher zusammenrückenden Höhenlinien zu erkennen, was auch einen starken Intensitätsabfall kennzeichnet. Das Intensitätsmaximum verschiebt sich dabei von 20° Phasenwinkel hin zu 130° Phasenwinkel, während sich das Intensitätsminimum nur von 150° zu 220° Phasenwinkel verschiebt. Dabei erfolgt die größte Annäherung bis zu einer Anregungsstärke von ca. 8 Pa. Ab dieser Anregungsstärke verschieben sich sowohl Intensitätsmaximum wie -minimum zusammen zu höheren Phasenwinkeln hin, so dass die Differenz mit ca. 90° konstant bleibt. Diese Anregungsstärke ist die gleiche, ab der auch die 90 Hz Amplituden der FFTs des Chemilumineszenzsignals konstant bleiben. Demnach geht die Annäherung der Extrempunkte des Oszillationszyklus mit einer verstärkten 90 Hz Chemilumineszenzschwingung einher.

Da es, wie in Abbildung 5.19 zu sehen, starke Änderungen im integralen Chemilumineszenzverhalten der Flamme gibt, wird das Flammenverhalten genauer betrachtet. Hierzu ist in Abbildung 5.20 der phasenaufgelöste Chemilumineszenzverlauf für Kaltgasdruckamplituden von 4,6 (a und c) und 13,8 Pa (b und d) gezeigt. In Bild a und b ist die vertikal integrierte Chemilumineszenz höhenaufgelöst in Abhängigkeit des Phasenwinkels gezeigt und gibt daher Aufschluss in welcher Höhe über dem Flammenhalter (HAB) die Wärmefreisetzung erfolgt. Würde sich die Flamme nicht in ihrer Form verändern, wären in den Bildern horizontale Konturlinien zu erkennen. In diesem, akustisch angeregten Fall zeigt sich eine deutliche Verschiebung der Wärmefreisetzung in Abhängigkeit der HAB. Rote Bereiche geben Höhen starker Wärmefreisetzung wieder, während violette und blaue Bereiche Orte mit niedriger bzw. keiner Wärmefreisetzung kennzeichnen. Orte hoher Wärmefreisetzung finden sich dabei insbesondere bei höheren HAB, da dort die Flamme annähernd horizontal verläuft und sich somit viel Flammenoberfläche auf gleicher Höhe befindet.

Eine erhöhte Anregungsstärke führt zu einer starken Höhenveränderung der Flamme während eines Oszillationszyklusses. Dies ist gut im Chemilumineszenzverlauf bei großen HAB erkennbar. Gleichzeitig schwankt auch der Wärmefreisetzung der Flamme in der Nähe des Flammenhalters (niedrige HAB) stärker. Beide Effekte, die nicht in Phase zueinander sind, bewirken, dass sich die Wärmefreisetzung der Flamme stärker in der Höhe während eines

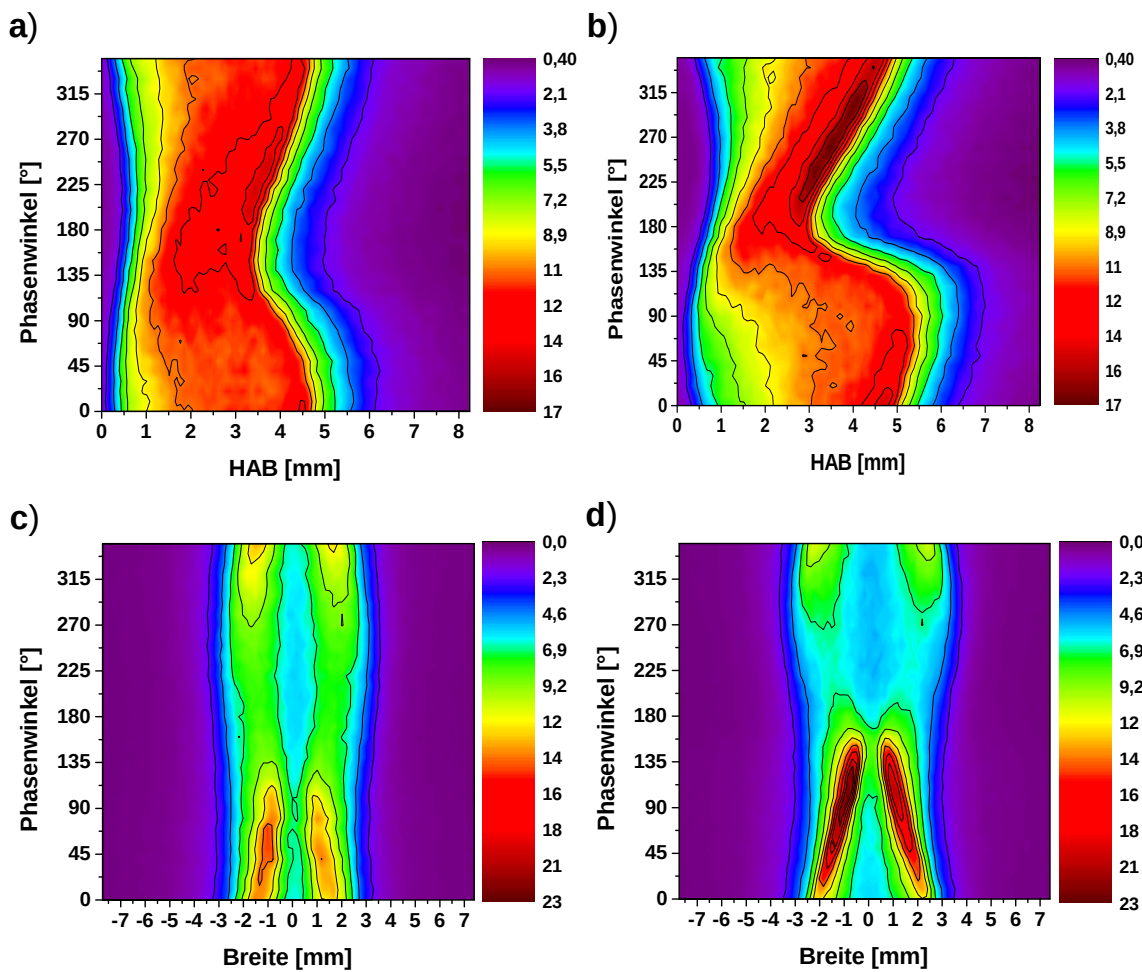


Abbildung 5.20: Vertikal (oben) und horizontal (unten) über das Bild integrierte Chemilumineszenzintensität in Abhängigkeit der Höhe über dem Brenner bzw. des Abstands vom Flammenmittelpunkt und in Abhängigkeit des Phasenwinkels. Die Flamme wurde mit 4,6 Pa (links) und 13,8 Pa (rechts) Kaltgasdruckamplitude angeregt.

Oszillationszyklusses verändert. So verteilt sich die Wärmefreisetzung der Flamme bei z.B. 90° Phasenwinkel in Bild b über ca. 6 mm, während bei 180° Phasenwinkel die Wärme innerhalb von 3 mm abgegeben wird. Die Verteilung der Wärmefreisetzung in Abhängigkeit der Flammenbreite ist in Bild c und d abgebildet. Es lässt sich erkennen, dass die maximale Wärmefreisetzung zunächst in den äußeren Flammenbereichen stattfindet (z.B. bei 320° in Bild d) und sich dann stetig verjüngt (z.B. bis zu einem Phasenwinkel von 150° in Bild d). D.h. die Flamme wird während sie größer wird auch immer schmaler. Wenn die Flammenhöhe wieder kleiner wird, so wird auch die Flamme im Mittel wieder breiter.

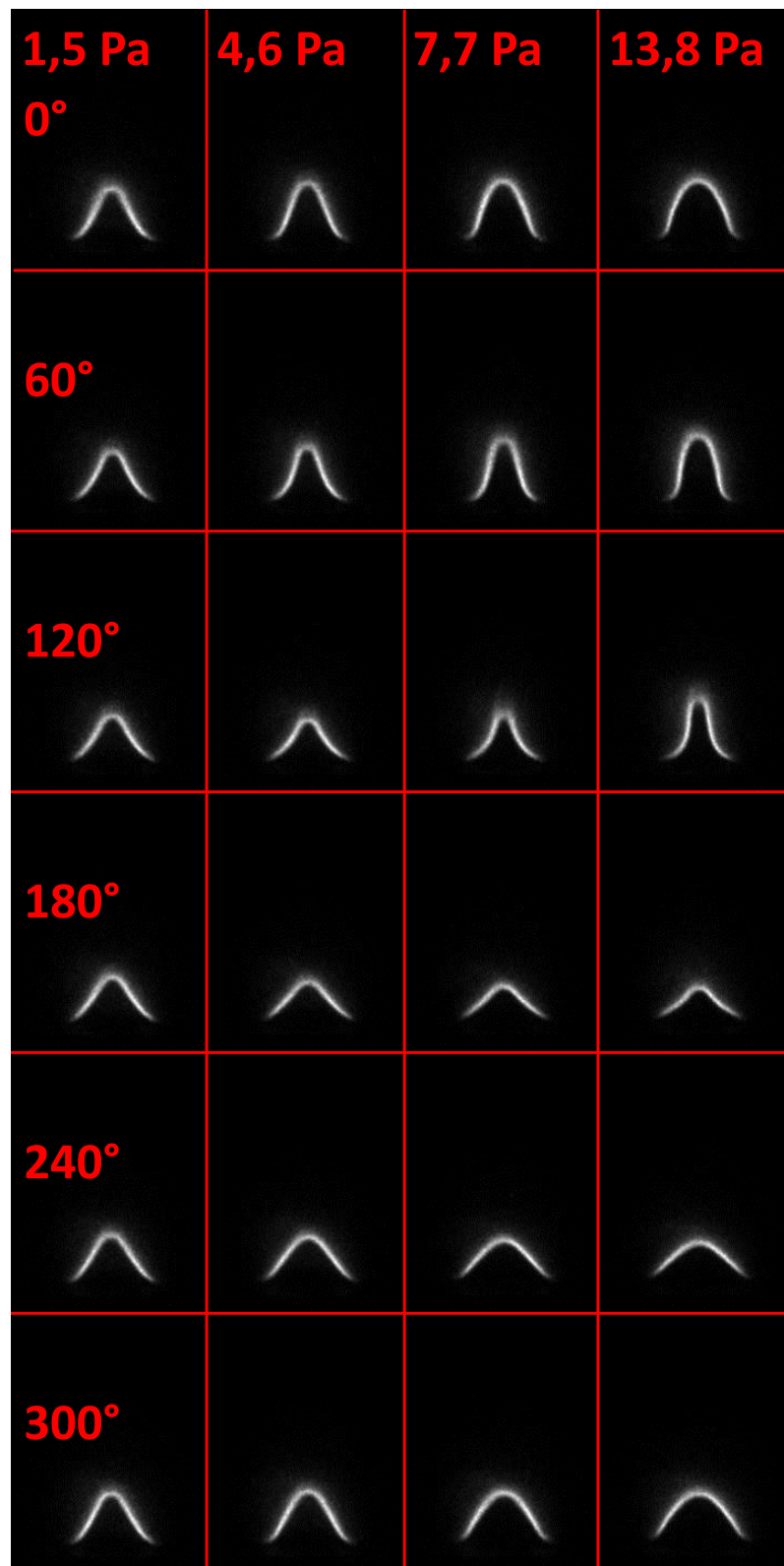
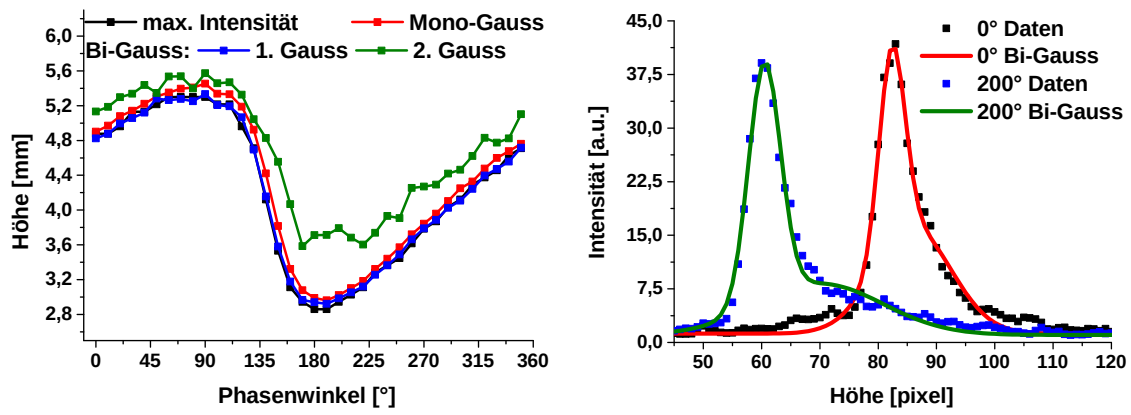


Abbildung 5.21: Phasenaufgelöste Chemilumineszenzbilder einer mit unterschiedlicher Anregungsamplitude angeregten stabilen Flamme.



(a) Flammenhöhe in Abhängigkeit des Phasenwinkels (13,8 Pa Anregungsamplitude). (b) Vergleich der Anpassung mit den Originaldaten für verschiedene Phasenwinkel (13,8 Pa Anregungsamplitude).

Abbildung 5.22

Dieses Verhalten lässt sich auch in den phasenaufgelösten Bildern (Abbildung 5.21) wiederfinden. So erinnert die Flammenform bei einem Phasenwinkel von 0° an einen breiten Zuckerhut, der bis zu einem Phasenwinkel von 120° schmaler und minimal höher wird. Die größte Flammenformveränderung tritt zwischen 120° und 180° Phasenwinkel auf. Hier erfolgt ein schnelles Ausbrennen des hohen und schmalen „Flammenkegels“, so dass nur noch ein kleiner „Rest“ übrig bleibt. Dieser Zeitpunkt entspricht der minimalen Flammenhöhe in einem Oszillationszyklus und entspricht damit auch der starken örtlichen Veränderung der Wärmefreisetzung wie er in Abbildung 5.20 abgebildet ist. Hiernach erfolgt ein starkes Wachstum der Flamme, das mit einer Verbreiterung der Flamme einhergeht.

Wie in Abschnitt 4.5.3.3 beschrieben, kann die Flammenhöhe auf verschiedene Arten bestimmt werden. Die Ergebnisse für die mit 13,8 Pa angeregte Flamme sind in Abbildung 5.22 gezeigt. Die am einfachsten zu bestimmende Flammenhöhe wird bei Annahme des Intensitätsmaximums als Flammenhöhe erhalten. Im Vergleich mit den durch Gauss-Anpassungen bestimmten Flammenhöhen werden generell die niedrigsten Flammenhöhen erhalten. Die Höhen schwanken zwischen 5,3 und 2,8 mm. Die Bestimmung der Flammenhöhe durch Anpassung einer Gauss-Funktion liefert eine ca. 0,15 mm größere Flamme. Wie in Abschnitt 4.5.3 gezeigt, ist dies auf geringe Mengen an Lumineszenz oberhalb der Flam-

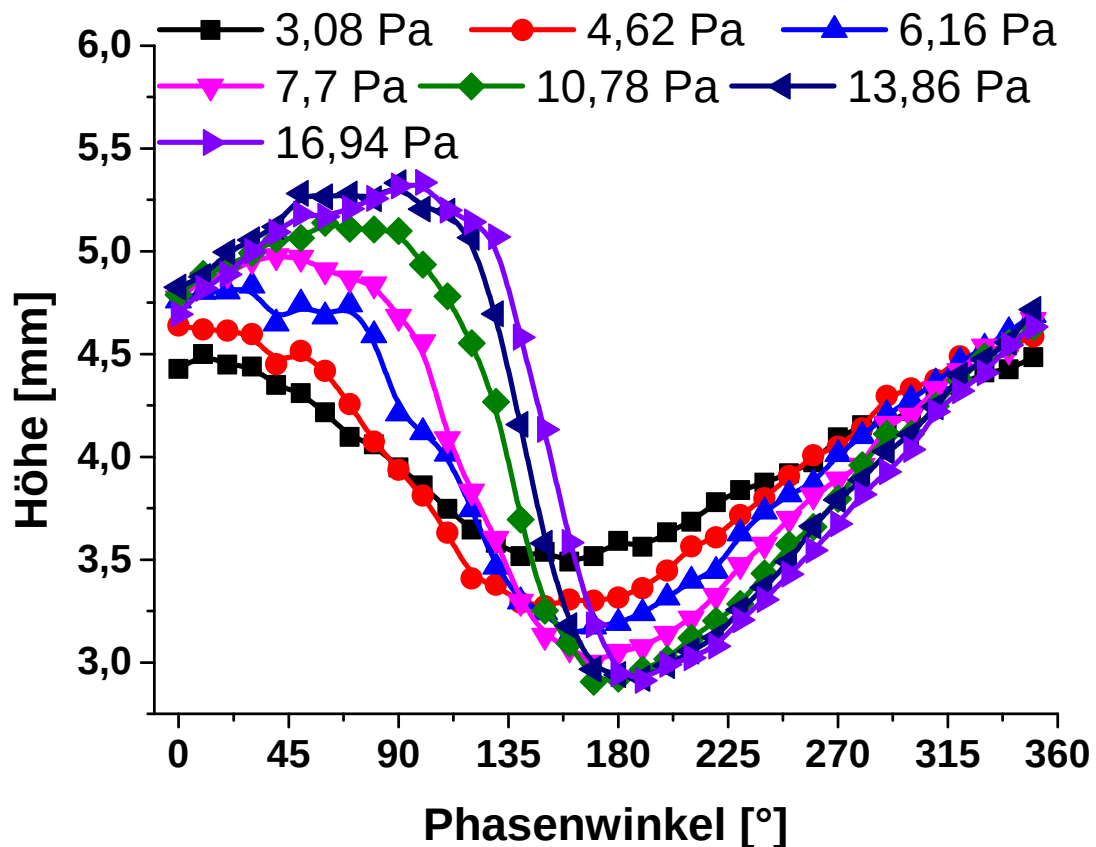


Abbildung 5.23: Flammenhöhe in Abhängigkeit des Phasenwinkels für verschiedene Anregungsstärken.

me zurückzuführen. Dies kann durch die gleichzeitige Anpassung zweier Gauss-Kurven korrigiert werden. Die so erhaltenen Höhen der stärkeren der beiden Gauss-Funktionen stimmen ausgezeichnet mit denen über das Intensitätsmaxima der Flamme bestimmten Höhen überein (siehe Abbildung 5.22). Die zweite Gauss-Anpassung gleicht hierbei erfolgreich die restliche Lumineszenz aus. Während eine Abweichung in den Höhen der Gauss-Funktionen von 0,3 mm für weite Teile der Oszillationsperiode gefunden wird, gibt es eine starke Abweichung zwischen 140° und 220° Phasenwinkel. Dieses Verhalten kann auf den schnellen Ausbrand der Flamme zurückgeführt werden, bei der die Wärmefreisetzung der Flamme über einen weiten vertikalen Bereich verteilt ist.

In Abbildung 5.23 ist die Flammenhöhe für verschiedene Anregungsstärken in Abhängigkeit des Phasenwinkels gezeigt. Eine Auswahl dazugehöriger phasenaufgelöster Chemilumineszenzaufnahmen ist in Abbildung 5.21 dargestellt. Wie auch schon bei der Diskussion

der Wärmefreisetzung der Flamme festgestellt, fällt eine Verschiebung des Maximums und Minimums der Flammenhöhe zu höheren Phasenwinkeln auf, wobei sich die Extrempunkte immer weiter annähern. Festzuhalten ist, dass sich hierbei nur die Amplitude der Flammenhöhenschwankung erhöht und verschiebt, sich jedoch die mittlere Flammenhöhe von $4,10 \pm 0,10$ mm nicht signifikant zwischen den verschiedenen Anregungsstärken unterscheidet.

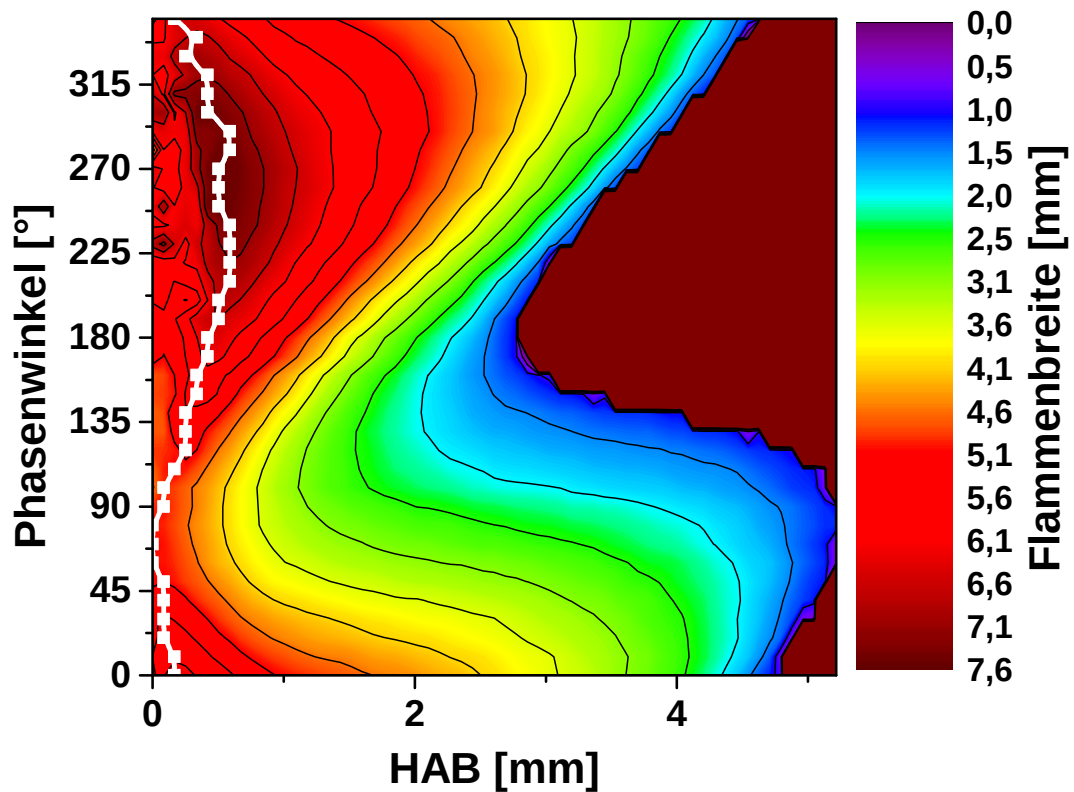


Abbildung 5.24: 2D-Plot der Flammenbreite gegen den Phasenwinkel und der Höhe über dem Flammenhalter (HAB). Die weißen Punkte geben die Höhe der berechneten *stand-off-distance* wieder (13,8 Pa Anregungsamplitude).

Auch wenn das offensichtlichste Merkmal die Änderung in der Flammenhöhe während einer Oszillationsperiode ist, so ändert sich auch die Flammenbreite deutlich (siehe Flammenbilder in Abbildung 5.21). Wie in Abschnitt 4.5.3.4 beschrieben, lässt sich die Flammenbreite durch eine Bestimmung der Position der Flammenoberfläche berechnen. Die Flammenbreite ist dann der Abstand der Flammenoberflächen zueinander. Die Berech-

nung erfolgt dabei automatisch für alle Höhen zwischen dem Flammenhalter und der Flammenhöhe. Die Flammenbreitenbestimmung wird für alle Phasenwinkel einer Oszillationsperiode wiederholt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.24 als zweidimensionale Abbildung gezeigt. Farbcodiert ist die Flammenbreite gegen die Höhe über dem Flammenhalter und dem Phasenwinkel aufgetragen. Aus der Farbcodierung lässt sich herauslesen, dass die Flammenbreite an der Basis zwischen ca. 4,5 mm und 8 mm schwankt. Weiterhin lässt sich in dieser Abbildung auch gut der Verlauf der Flammenhöhe verfolgen. Auffallend ist, dass die eingezeichneten Konturlinien bei niedrigen HAB einen deutlich sinusartigeren Verlauf aufweisen wie direkt an der Flammenspitze (bei großen HAB). In Abbildung 5.25 ist ein dreidimensionaler Plot der gleichen Flamme gezeigt. Im Vergleich zur 2D-Abbildung ist hier der sinusartige Verlauf der Flammenbreite an der Flammenbasis viel besser erkennbar. Weiterhin wird deutlicher, wie stark die Änderungen in der Flammengeometrie während einer Oszillationsperiode sind.

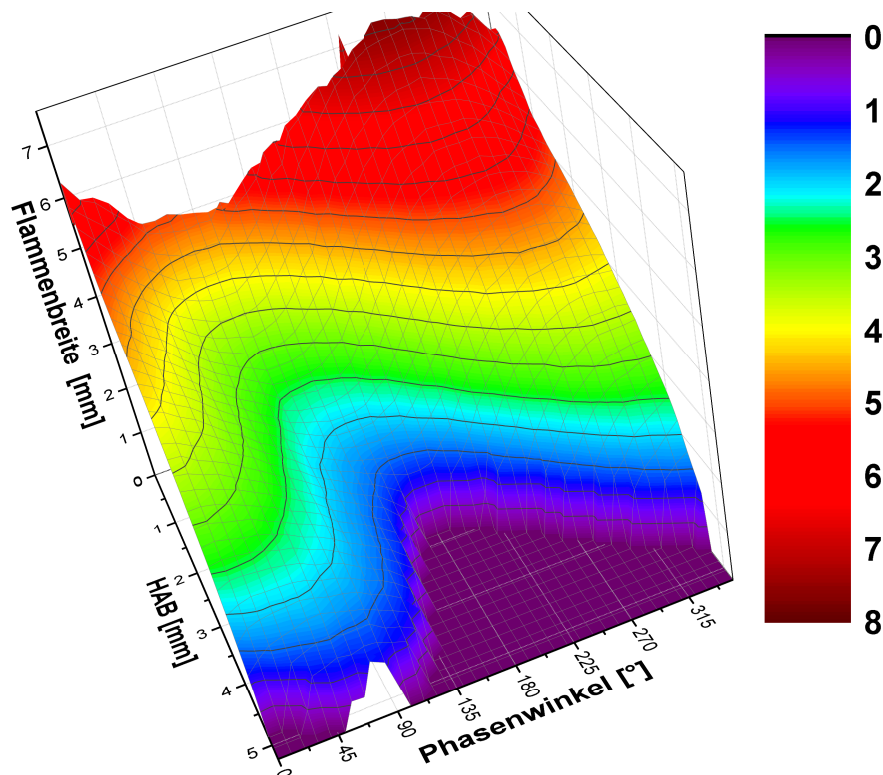


Abbildung 5.25: 3D-Darstellung der Flammenbreite gegen den Phasenwinkel und der Höhe über dem Flammenhalter (HAB) (13,8 Pa Anregungsamplitude).

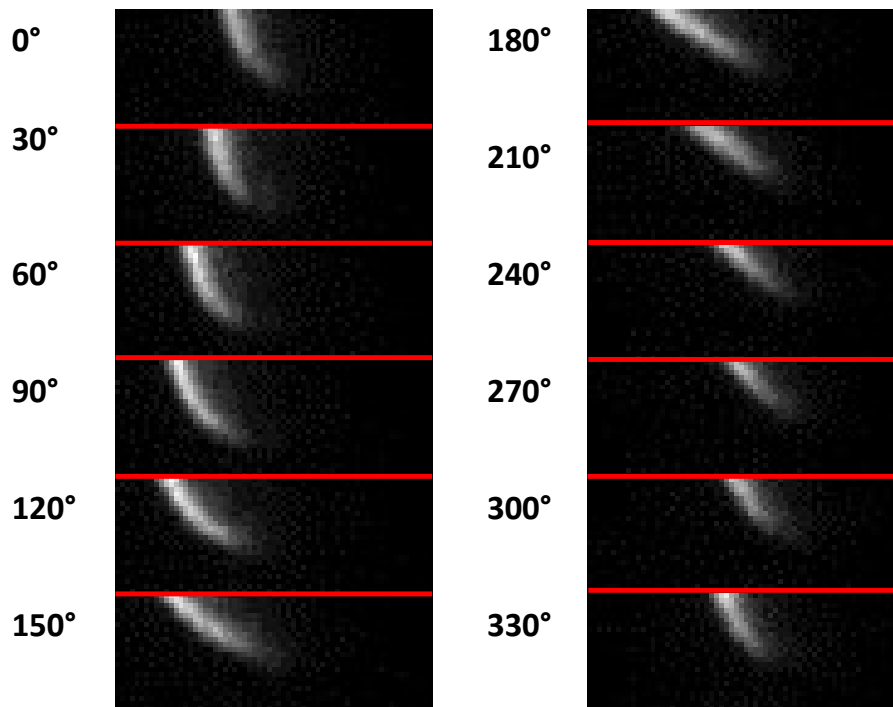


Abbildung 5.26: Ausschnitt aus der rechten Flammenbasis in Abhängigkeit der Phase (13,8 Pa Anregungsamplitude).

Der sinusartige Verlauf der Flammenbreite wird durch die durchwandernde Druckwelle erklärt. Hierbei befördert die akustische Druckwelle vermehrt Frischgas durch den Flammenhalter hindurch. Da die Flammengeschwindigkeit annähernd konstant ist (modifiziert durch die Flammenkrümmung) führt eine Erhöhung des Frischgasstroms zu einer Verbreiterung der Flamme. Fällt die nachströmende Frischgasgeschwindigkeit jedoch unter die lokale Flammengeschwindigkeit, so verringert sich die Flammenbreite an dieser Stelle.

Wie von Altay et. al. [81] beschrieben, ist der Wärmeverlust der Flamme dafür verantwortlich, dass sich die Flamme ein kleines Stück oberhalb des Flammenhalters stabilisiert. Wie Altay et. al. weiter ausführt, ist die Veränderung der *stand-off-distance* der Flamme nur eine Reaktion auf die Geschwindigkeitsoszillation, was zu einer fixen Amplitude der Oszillation führt. Mit Wärmeverlust an den Brenner, während die Flamme sich vom/zum Flammenhalter hin bewegt, kommt es zu einer Erhöhung/Reduzierung der Flammengeschwindigkeit. Hierdurch wird die Flammenbewegung verstärkt. Um diesen Effekt zu

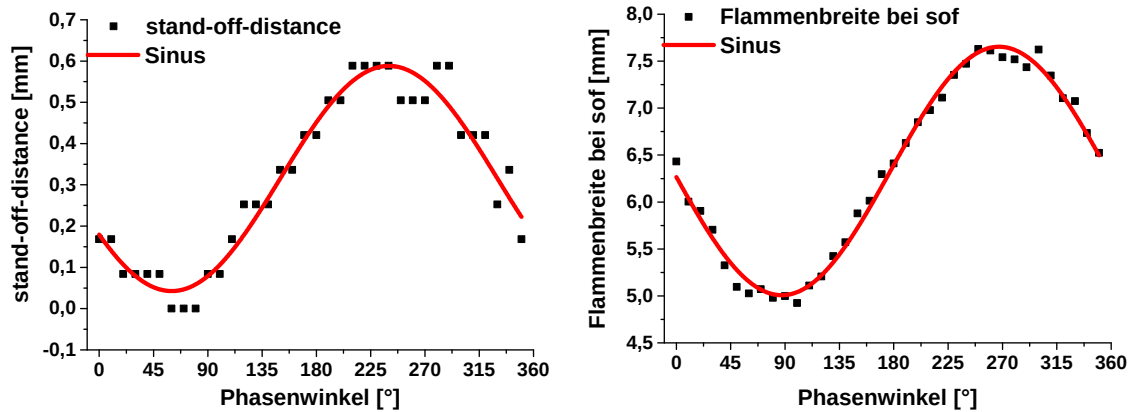


Abbildung 5.27: Abgehobenheit der Flamme (links) und Flammenbreite an der Flammenbasis (rechts) im Vergleich für eine mit 13,8 Pa angeregte Flamme.

untersuchen, sind in Abbildung 5.26 Ausschnitte aus der rechten Flanke der Flamme am Aufsetzpunkt gezeigt. Bewegt sich die Flammenbasis in den Bildern nach links, so führt dies zu einer geringeren Flammenbreite (und umgekehrt). Vergrößert sich bei der Veränderung der Flammenbreite die Fläche des Flammenhalters unterhalb der Flamme, so wird damit auch die maximal übertragbare Wärme der Flamme an den Flammenhalter vergrößert. Werden z.B. die Bilder bei 0° und 180° Phasenwinkel miteinander verglichen, so ist die Flamme bei 0° deutlich schmaler, während die Flamme bei 180° deutlich breiter ist. Diese Veränderung der Flammenbreite geht mit einer Änderung im Anstellwinkel der Flamme auf dem Flammenhalter einher. Während die Flamme bei 0° nur einen minimalen Sockel aufweist und fast senkrecht nach oben ragt, verläuft der Anstieg der Flamme bei 180° eher linear in einem Winkel von ca. 45° . Demnach könnte insgesamt bei 180° mehr Wärme an den Flammenhalter abgegeben werden als bei 0° . Neben der Fläche der Flamme über dem Flammenhalter muss allerdings auch der Abstand der Flamme vom Flammenhalter beachtet werden. Wie in den Bildern ebenfalls zu erkennen ist, verändert sich dieser ebenfalls während eines Oszillationszyklusses.

In Abbildung 5.27 sind in Abhängigkeit des Phasenwinkels der Oszillation die *stand-off-distance* und die Flammenbreite am Aufsetzpunkt, der mit einer Kaltgasdruckamplitude von 13,8 Pa angeregten Flamme, aufgeführt. Die *stand-off-distance* oszilliert dabei zwi-

schen einem Abstand von annähernd 0 mm bei einem Phasenwinkel von 50° und 0,6 mm bei 240° Phasenwinkel. Gleichzeitig schwankt die Flammenbreite an der Basis zwischen 5 mm bei einem Phasenwinkel von 110° und 7,5 mm bei 250° . Wird die 4 mm Schlitzbreite abgezogen, so ergibt sich ein Faktor 3,5 zwischen der maximalen und minimalen von der Flamme überdeckten Flammenhalterfläche. Eine breitere Flamme ist damit auch stärker abgehoben, während eine schmale Flamme auf dem Flammenhalter aufsitzt. Da sich beide Effekte aber zumindest teilweise aufheben, ist die Schwankung der Wärmeübertragung an den Flammenhalter jedoch nur schwer abzuschätzen, weshalb hier ein Vergleich mit der Simulation notwendig ist.

Für die Diskussion um die Bedeutung des Wärmetransfers an den Flammenhalter ist hierbei auch ein Vergleich mit der Flammenhöhe erforderlich (siehe Abbildung 5.22). Während die Flammenhöhe bei einem Phasenwinkel von ca. 140° stark abfällt, steigt die *stand-off-distance* und die Flammenbreite zu diesem Zeitpunkt an. Auch wenn es auf Grund des nicht sinusförmigen Verlaufs der Flammenhöhe schwierig ist einen Phasenversatz anzugeben, so liegt dieser doch etwa zwischen 140 und 180° Phasenwinkel. Während die Flamme also klein ist, ist sie gleichzeitig breit und abgehoben, aber wenn die Flamme groß ist, sie eher schmal und niedrig auf dem Flammenhalter aufsitzend ist. Inwieweit beide Effekte sich gegenseitig bedingen und ob dies hauptsächlich auf den Wärmetransfer an den Flammenhalter zurückzuführen ist, oder doch hauptsächlich strömungsbedingt ist, muss ein Vergleich mit der Simulation zeigen.

Da sowohl die *stand-off-distance* als auch die Breite an der Flammenbasis während eines Oszillationszyklusses durch einen Sinus beschrieben werden kann, wird die Amplitude der Schwingung in Abhängigkeit der Anregungsstärke betrachtet (Abbildung 5.28). Die Amplitude der Schwingungen steigt dabei monoton mit der Anregungsstärke an, wobei der Verlauf durch eine logistische Funktion¹³ wiedergegeben werden kann. Basierend auf der Anpassung ergibt sich eine maximale Amplitude der *stand-off-distance* Schwankung von 0,43 mm, während die Breite maximal um 1,52 mm schwankt. Dieses Verhalten zeigt wieder einmal das *limit-cycle* Verhalten der Flamme, d.h. die Oszillationsstärke erhöht

¹³Die angepasste Funktion geht durch den Nullpunkt.

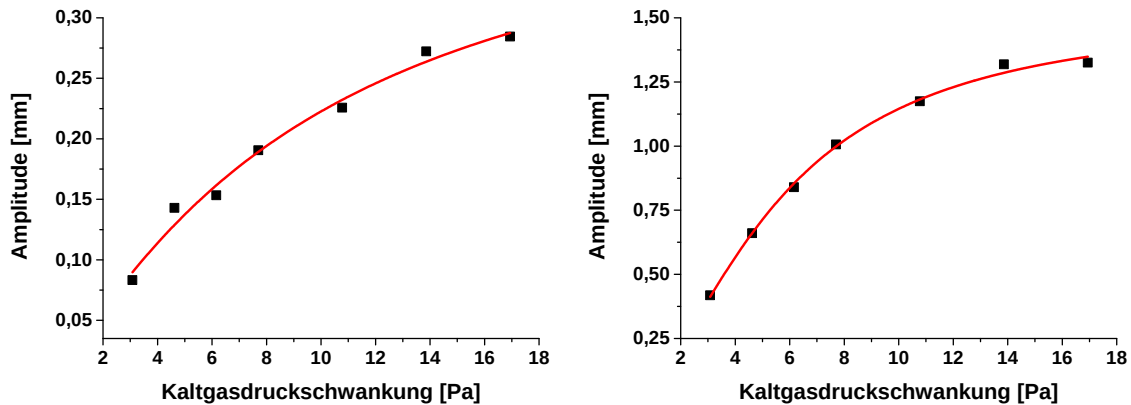


Abbildung 5.28: Amplitude der *stand-off-distance* (links) und Breite an der Flammenbasis (rechts) in Abhängigkeit der Kaltgasdruckschwankungsamplitude sowie eine logistische Anpassung (rot).

sich zunächst stark, bis ein Plateau erreicht wird.

Die Veränderung der Flammenoberfläche während eines Oszillationszyklusses (Abbildung 5.29 links oben) erinnert stark an den Verlauf der Flammenhöhe (siehe Abbildung 5.23). D.h. die Oszillationsstärke nimmt mit zunehmender Anregungsstärke zu, wobei der Verlauf durch einen starken Abfall der Flammenfläche bei einem Phasenwinkel zwischen 20° und 140° gekennzeichnet ist worauf ein fast linearer Anstieg erfolgt. Die Ähnlichkeit zum Verlauf der Flammenhöhe wird dadurch erklärt, dass sich die Flamme während eines Oszillationszyklusses immer weiter nach oben hin streckt und dabei neue Oberfläche an den Seiten generiert. Der Abfall der Oberfläche geht demnach mit dem Ausbrand der Flamme einher, bei der sich die Flammenwände von links und rechts in der Mitte vereinen und so schlagartig den oberen Teil der Flamme vernichten. Damit einhergehend ist auch das Erreichen des minimalen Flammenvolumens während eines Oszillationszyklusses (Abbildung 5.29 oben rechts). Die Änderung des Flammenvolumens lässt sich hierbei gut durch eine Sinuskurve annähern, so dass der Anstieg des Flammenvolumens im Vergleich zur Fläche schneller erfolgt und das Maximum etwa 120° Phasenwinkel früher erreicht wird. Hierauf sinkt das Flammenvolumen wieder, wobei die Flammenoberfläche weiter steigt. Dies lässt sich dahingehend interpretieren, dass ab diesem Zeitpunkt mehr Frischgas ver-

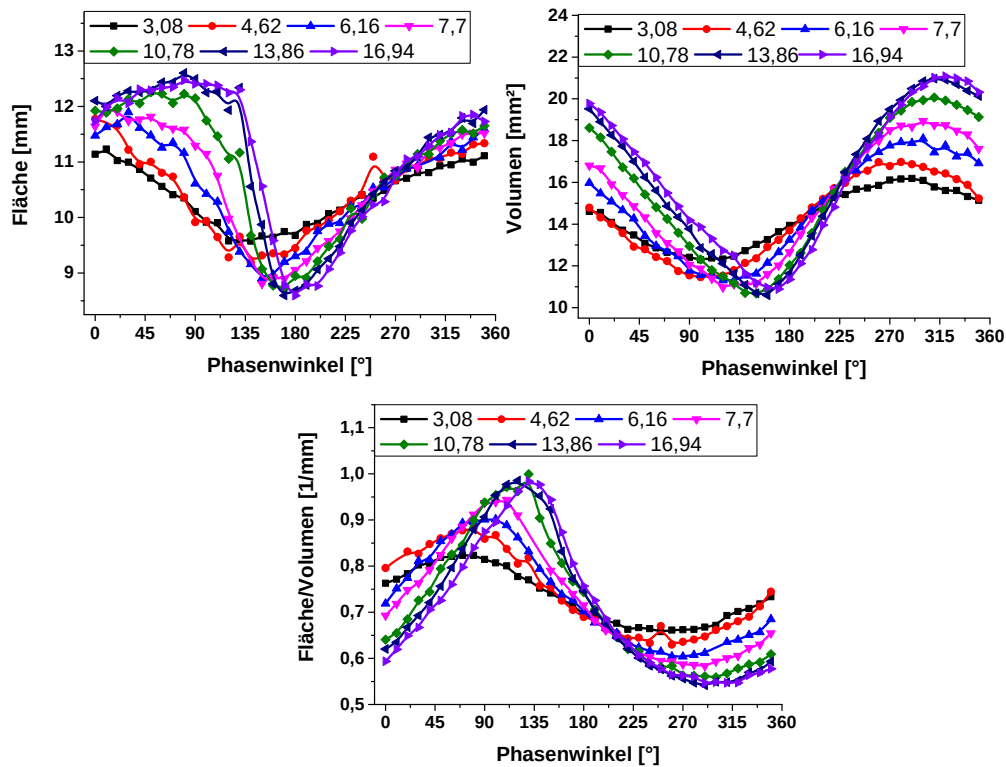


Abbildung 5.29: Phasenaufgelöster Verlauf der Flammenoberfläche (oben links), des Flammenvolumens (oben rechts) und des daraus berechneten Oberfläche/Volumen Verhältnisses (unten) in Abhängigkeit der Kaltgasdruckschwankungsamplitude.

brannt wird, wie nachströmt, also die Druckschwankung zu diesem Zeitpunkt auf Höhe der Flamme negativ sein muss.

Interessant ist in diesem Zusammenhang auch das Oberflächen/Volumen Verhältnis (Abbildung 5.29 unten). Ein möglichst günstiges, d.h. kleines, Oberflächen/Volumen Verhältnis weist z.B. ein Kreis auf. Dadurch eignet sich das Oberflächen/Volumen Verhältnis ebenfalls als Kennzahl für die Flammenform. Das günstigste Oberflächen/Volumen Verhältnis wird bei ca. 280° Phasenwinkel erreicht. Wie in Abbildung 5.21 bei hohen Anregungsstärken zu sehen ist, lässt sich an dieser Stelle die Flamme gut durch einen halben Kreis beschreiben. Dieses Verhältnis wird mit zunehmenden Phasenwinkel immer ungünstiger, was durch die Streckung der Flamme und dem Anstieg der Flammenhöhe erklärt wird. Anhand dieses immer schlechter werdenden Verhältnisses wird auch deutlich, dass der Ausbrand der Flamme ein sich selbst verstärkender Prozess ist. D.h. dadurch das mehr

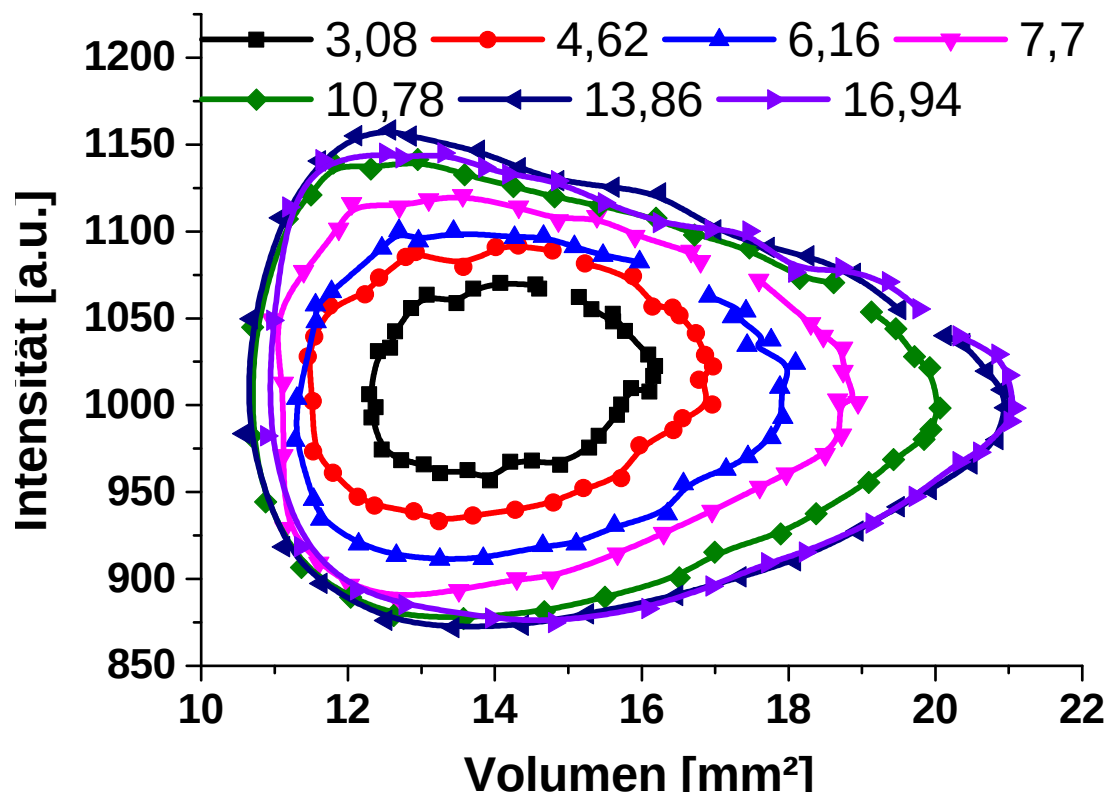


Abbildung 5.30: Auftragung der Chemilumineszenz gegen das Flammenvolumen für verschiedene Anregungsstärken. Die Oszillation verläuft entgegen des Uhrzeigersinns. Der Sprung von 360° zu 0° Phasenwinkel erfolgt bei der Lücke in der Spline-Anpassung.

Oberfläche geschaffen wird, wird auch mehr Frischgas verbrannt und damit die Wärme-freisetzung gesteigert. Dieser Prozess kommt erst dann zum Erliegen, wenn kein Frischgas mehr zum verbrennen vorhanden ist und so der Oszillationszyklus erneut beginnt.

Neben dem Oberflächen/Volumen Verhältnis ist auch eine Auftragung der Chemilumineszenz gegen das Flammenvolumen aufschlussreich. In Abbildung 5.30 ist dies für die diskutierten Anregungsstärken geschehen. Zu sehen sind verschieden große „Kreise“ welche einen gemeinsamen Mittelpunkt zu haben scheinen. Diese Kreise werden mit zunehmender Anregungsstärke immer größer. Der Sprung von Phasenwinkel 360° zu 0° , bezogen auf die Triggerung und vorangegangene Abbildungen, geschieht in den „Lücken“ der zur Hilfe eingezeichneten B-Splines. Wird von diesem Punkt ausgegangen, so erhöht sich der Phasenwinkel in 10° Schritten wenn dem Spline entgegen dem Uhrzeigersinn gefolgt wird. D.h. zunächst erfolgt ein leichter Anstieg der Chemilumineszenz, bei dem sich gleichzeitig

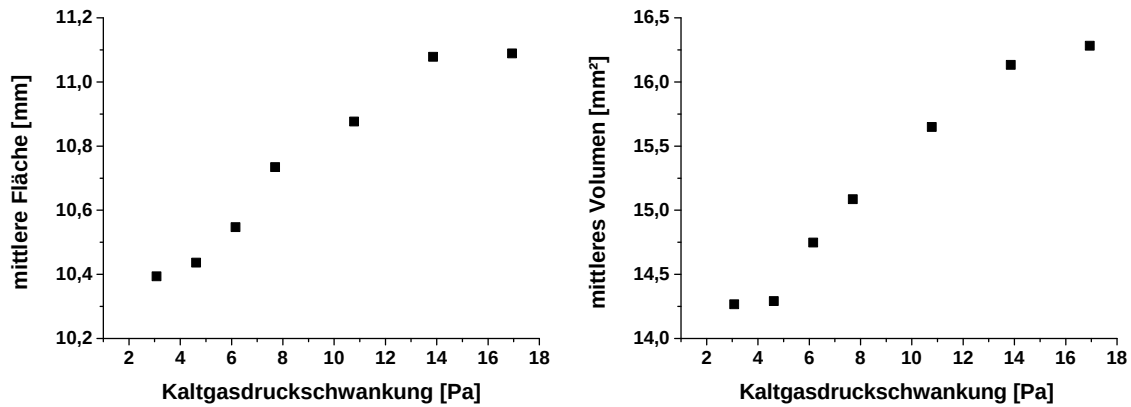


Abbildung 5.31: Mittlere Flammenoberfläche (links) und mittleres Flammenvolumen (rechts) in Abhängigkeit der Kaltgasdruckschwankungsamplitude.

das Flammenvolumen stark verringert. Nähert sich die Kurve dem jeweiligen minimalen Flammenvolumen an, so erfolgt ein starker Abfall in der Chemilumineszenz. Darauf folgt ein immer stärker werdender Anstieg der Chemilumineszenz bei sehr stark größer werdendem Flammenvolumen bis das maximale Flammenvolumen erreicht wird. Dieser Verlauf ist für alle Anregungsstärken gleich, wobei sich die größten Unterschiede zwischen den verschiedenen Anregungsstärken bei großen Flammenvolumina ergeben. Das minimale Flammenvolumen ändert sich hingegen kaum. Die Kurvenverläufe für Anregungsstärken größer 13,8 Pa sind miteinander praktisch identisch. Die von diesen Kurven eingehüllte Fläche enthält damit alle Zustände die eine akustisch angeregte Flamme unter diesen Bedingungen einnehmen kann. Wird diese Fläche verlassen, so führt dies zum Erlöschen der Flamme. Daher lässt sich in diesem Zusammenhang diese Abbildung auch als Art Stabilitätskarte der Flamme interpretieren.

Wie schon bei der Diskussion der *stand-off-distance* und der Breite an der Flammenbasis gesehen (Abbildung 5.28), steigt die Amplitude der Schwankung der Flammenoberfläche bzw. des Flammenvolumens sigmoidal an, bis sie ein Plateau erreicht. Im Gegensatz zu den bisher betrachteten anderen Flammeneigenschaften steigt jedoch die mittlere Flammenoberfläche bzw. Volumen mit steigender Anregungsstärke an (Abbildung 5.31). Dieses Verhalten ist unerwartet, da die Chemilumineszenzintensität bzw. Wärmefreisetzung der

Flamme nicht von der Anregungsstärke abhängt, da im Mittel immer gleich viel Gas verbrannt werden kann. Eine mögliche Erklärung liegt darin, dass die Flamme nicht beliebig klein sein kann. D.h. die Flamme kann sich zwar, genügend Frischgas vorausgesetzt, weit nach oben hin ausbreiten, jedoch kann sie sich nicht beliebig weit zurückziehen, da sie sonst in den Flammenhalter hineinbrennen und dabei verlöschen würde.

5.9 Variation der Stöchiometrie

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Stöchiometrie bei konstanter Kaltgasgeschwindigkeit auf das Oszillationsverhalten der Flamme diskutiert. Als Ausgangspunkt dient die stabile $\phi = 0,75$ Flamme mit einem Gesamtfluss von 10 slm (62 cm/s), welche ab einer Stöchiometrie von $\phi = 0,76$ selbstständige Oszillationen zeigt. Als höchste Stöchiometrie wird $\phi = 0,86$ erreicht. Bei noch höheren Stöchiometrien oszilliert die Flamme so stark, dass sie zu „hüpfen“ beginnt und schließlich verlöscht. Es wird somit der interessante Bereich zwischen stabil und extrem stark oszillierend abgedeckt. Die zu dieser Diskussion gehörenden phasenaufgelösten Chemilumineszenzaufnahmen sind in Abbildung 5.32 dargestellt¹⁴.

Alle hier diskutierten Flammen weisen eine Eigenfrequenz von etwa 93 Hz auf. Exemplarisch sind in Abbildung 5.33 die Frequenzspektren des Chemilumineszenzsignals (links) und des M3-Signals (rechts) gezeigt. Beiden Frequenzspektren gemeinsam ist der starke Peak bei ca. 93 Hz, welches die Eigenfrequenz des Systems darstellt. Während in dem Frequenzspektrum des Chemilumineszenzsignals auch die höheren Harmonischen sichtbar sind, fehlen diese in den Frequenzspektren der Mikrofone 1-4 (M1-4) völlig. Dies ist ein Unterschied zu der in Abschnitt 5.8 gemachten Beobachtung, dass in dem Frequenzspektrum von M3 ebenfalls schwach die höheren Harmonischen zu sehen sind (allerdings ebenfalls nicht in den FFTs der anderen Mikrofone). Vermutlich ist dies darauf zurückzuführen,

¹⁴Die Aufnahmen sind bei selbstständig oszillierenden Flammen auf den Nulldurchgang des Chemilumineszenzsignals getriggert worden. Daher unterscheiden sich die Phasenwinkelangaben von denen bei der mit einem Lautsprecher angeregten Flamme.

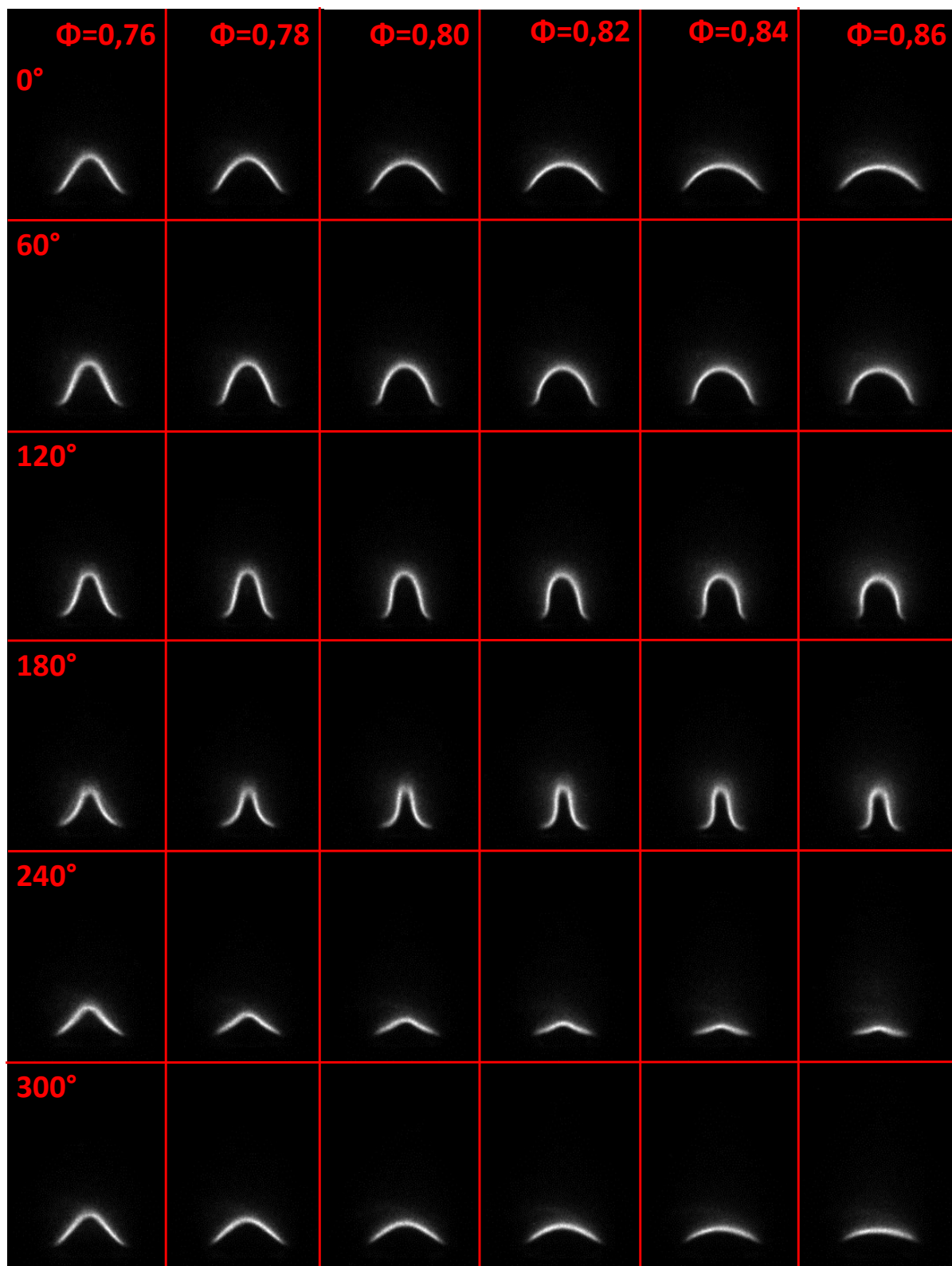


Abbildung 5.32: Phasenaufgelöste Chemilumineszenzaufnahmen einer selbständig oszillierenden Flamme bei konstanter Flussgeschwindigkeit unter Variation der Stöchiometrie.

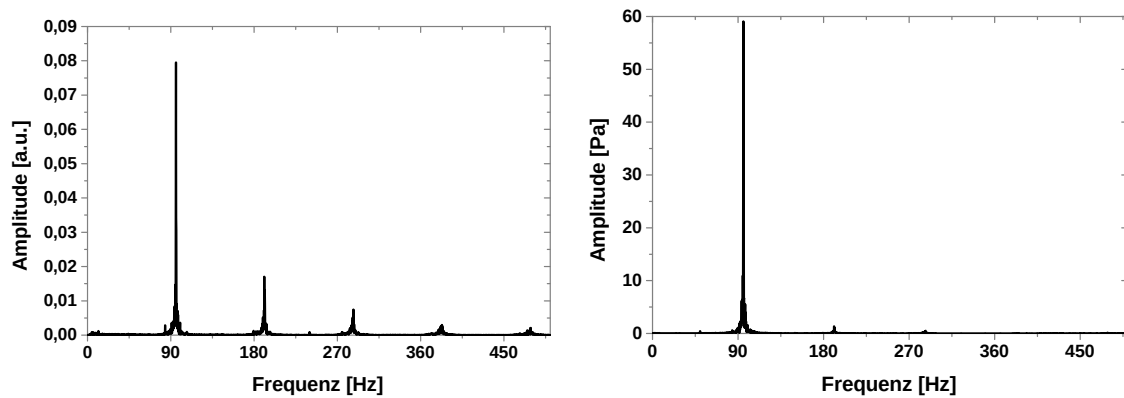


Abbildung 5.33: FFT des Chemilumineszenzsignals (links) und von Mikrofon 3 (rechts) für die $\phi=0,86$ Flamme.

dass nun die Flamme selbstständig zu oszillieren beginnt und nicht von stromaufwärts (unten) angeregt werden muss. Daher ist zu erwarten, dass sich die Flamme leicht anders verhält, bzw. das akustische Feld in der Brennkammer anders ist.

Wie aufgrund der mit steigender Stöchiometrie steigenden Leistung der Flamme zu erwarten, wird ein Anstieg der Oszillationsstärke beobachtet. In Abbildung 5.34 sind die FFT Amplituden der Grundschiwingung und der ersten Harmonischen in Abhängigkeit der Stöchiometrie wiedergegeben. Zu erkennen ist ein nahezu linearer Anstieg der 93 Hz Amplitude mit zunehmender Stöchiometrie. Im Fall der Amplitude des M3-Signals stimmt das beobachtete Verhalten mit dem gezeigten Verhalten bei der akustischen Anregung einer stabilen Flamme überein. Allerdings werden hier deutlich höhere Amplituden erreicht. Dies ist möglich, da die Flammengeschwindigkeit bis zu einer Stöchiometrie von $\phi = 1,1$ ansteigt und die Flamme daher starke Geschwindigkeitsschwankungen im Gasstrom besser ausgleichen kann, ohne den Kontakt zum Flammenhalter zu verlieren.

In Abbildung 5.35 ist die mittlere Bildintensität in Abhängigkeit des Phasenwinkels für verschiedene Stöchiometrien gezeigt. Generell lässt sich ein deutlicher Anstieg der Chemilumineszenz mit steigender Stöchiometrie beobachten. Dieser Anstieg ist am ausgeprägtesten bei Phasenwinkeln bis ca. 180° . Der generelle Chemilumineszenzanstieg ist auf Grund

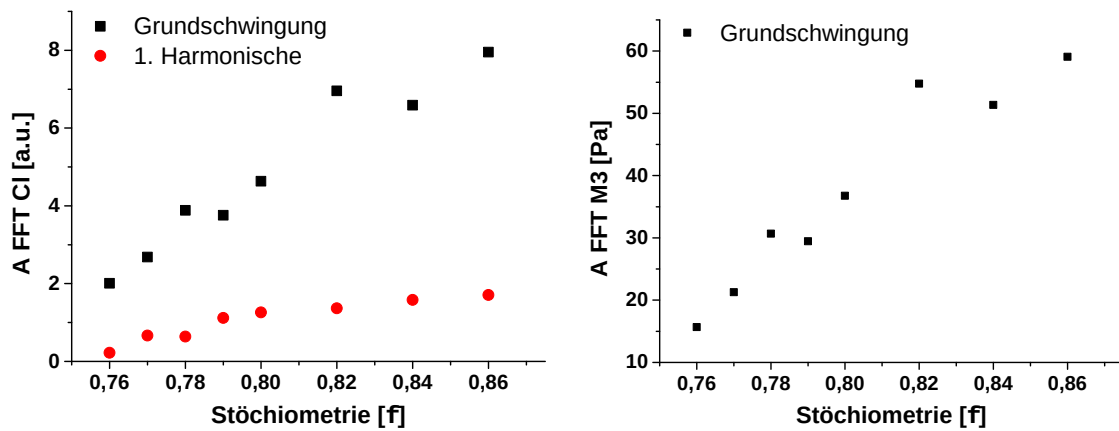


Abbildung 5.34: Amplitude der Grundschiwingung und ersten Harmonischen als Funktion der Stöchiometrie für das Chemilumineszenzsignal (links) und des Signals von Mikrofon 3 (rechts).

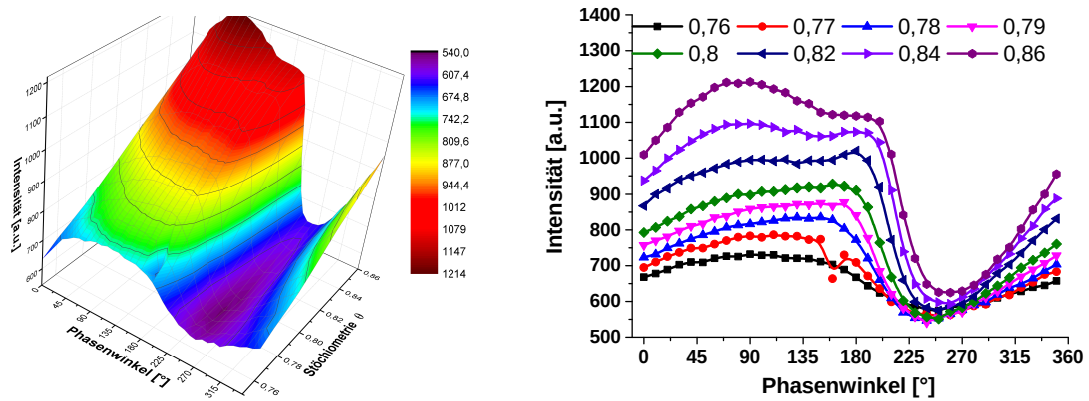


Abbildung 5.35: Chemilumineszenzintensität in Abhängigkeit des Phasenwinkels für verschiedene Stöchiometrien.

der größeren Methanmengen bei höherer Stöchiometrie zu erwarten. Nicht zu erwarten ist jedoch der auftretende „Buckel“ bei ca. 80° Phasenwinkel, welcher bei Stöchiometrien $> 0,8$ besonders stark ausgeprägt ist. Bei dem ab ca. $180\text{--}200^\circ$ Phasenwinkel auftretendem Intensitätsabfall lässt sich zudem eine leichte Verschiebung zu höheren Phasenwinkeln beobachten. Je höher die Stöchiometrie, desto stärker ist hierbei der Intensitätsabfall. Die minimale Chemilumineszenzintensität bewegt sich dabei auf einem für alle Stöchiometrien vergleichbaren Niveau.

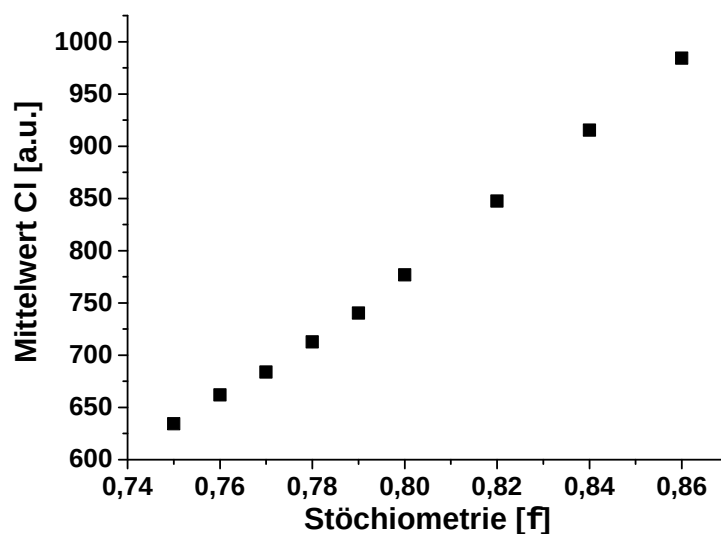


Abbildung 5.36: Mittlere Chemilumineszenzintensität eines Oszillationszyklusses für verschiedene Stöchiometrien.

Wird die mittlere Chemilumineszenzintensität für jede Stöchiometrie über den gesamten Oszillationszyklus hinweg berechnet, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang (Abbildung 5.36). Da die Methanmenge bei gleichbleibendem Gesamtfluss linear mit der Stöchiometrie ansteigt und bei diesen mageren Flammen von einer vollständigen Verbrennung ausgegangen werden kann, wird ein linearer Anstieg der Wärmefreisetzung und damit auch der Chemilumineszenz mit steigender Stöchiometrie erwartet. Insofern stehen die Messungen mit der Theorie im Einklang und zeigen, dass die Chemilumineszenz in diesem Bereich proportional zur Wärmefreisetzung der Flamme ist.

Während mit steigender Stöchiometrie eine stark ansteigende Chemilumineszenzintensität beobachtet wird, wird ein umgekehrtes Verhalten bei der Flammenhöhe gefunden (Abbil-

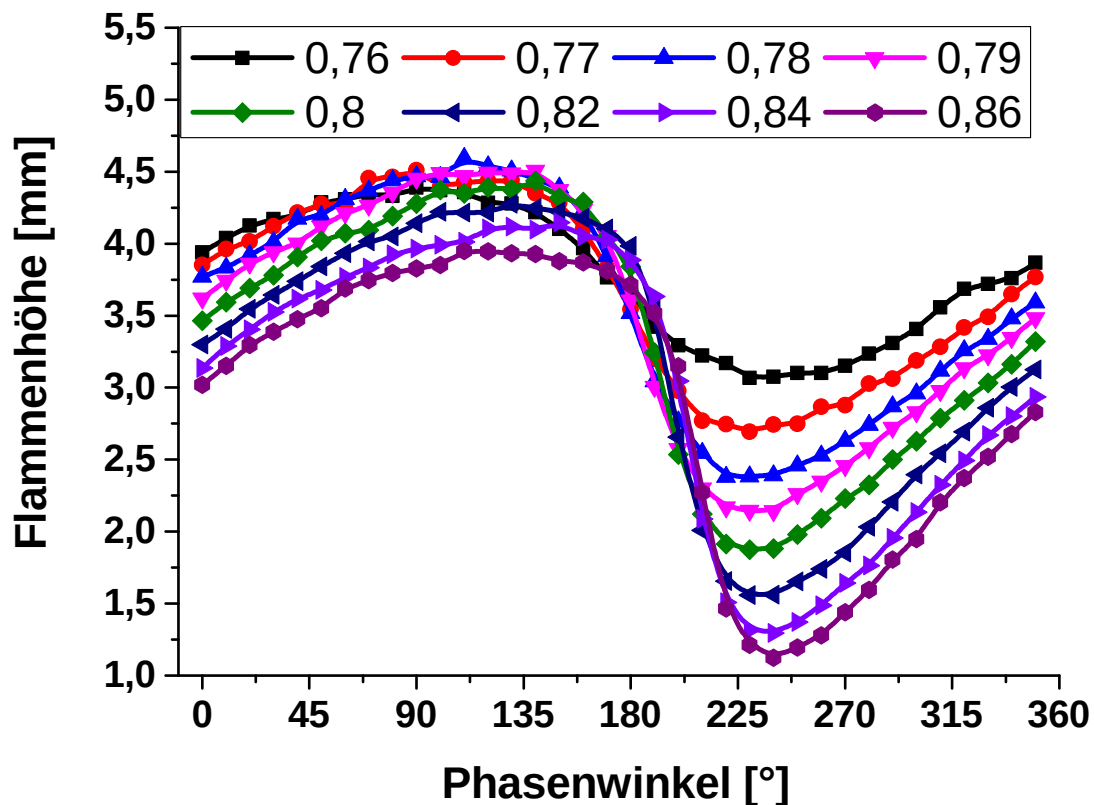


Abbildung 5.37: Verlauf der Flammenhöhe während eines Oszillationszyklusses für verschiedene Stöchiometrien.

dung 5.37). Hier sinkt die Flammenhöhe mit zunehmender Stöchiometrie bei gleichbleibendem Gesamtfluss, was auf die erhöhte Flammengeschwindigkeit zurückgeführt werden kann. Im Gegensatz zum Chemilumineszenzintensitätsverlauf ähnelt sich die Form des Flammenhöhenverlaufs zwischen den Stöchiometrien sehr stark. Lediglich beim „Ausbrand“ der Flamme bei ca. 200° Phasenwinkel ergeben sich deutliche Abweichungen. Während die $\phi = 0,76$ Flamme mit 3 mm minimaler Flammenhöhe noch recht groß ist, so ist sie bei der $\phi = 0,86$ Flamme nur noch 1 mm groß. Diese Flammenhöhe befindet sich somit in der selben Größenordnung wie die maximale Abgehobenheit der Flamme bei akustisch stark angeregten Flammen¹⁵. Dieser starke Abfall in der Flammenhöhe ist dabei nur zum Teil auf die erhöhte Flammengeschwindigkeit zurückzuführen, da dieser Effekt einen über den gesamten Oszillationszyklus hinweg proportionalen Einfluss haben sollte. Daher ist

¹⁵Die $\phi = 0,86$ Flamme weist eine maximale Abgehobenheit der Flamme von 0,84 mm bei einem Phasenwinkel von 310° auf.

der starke Abfall in der Flammenhöhe charakteristisch für die Zunahme der Oszillationsstärke, wie sie sowohl im Chemilumineszenz- als auch im Mikrofonsignal beobachtet werden kann (Abbildung 5.34).

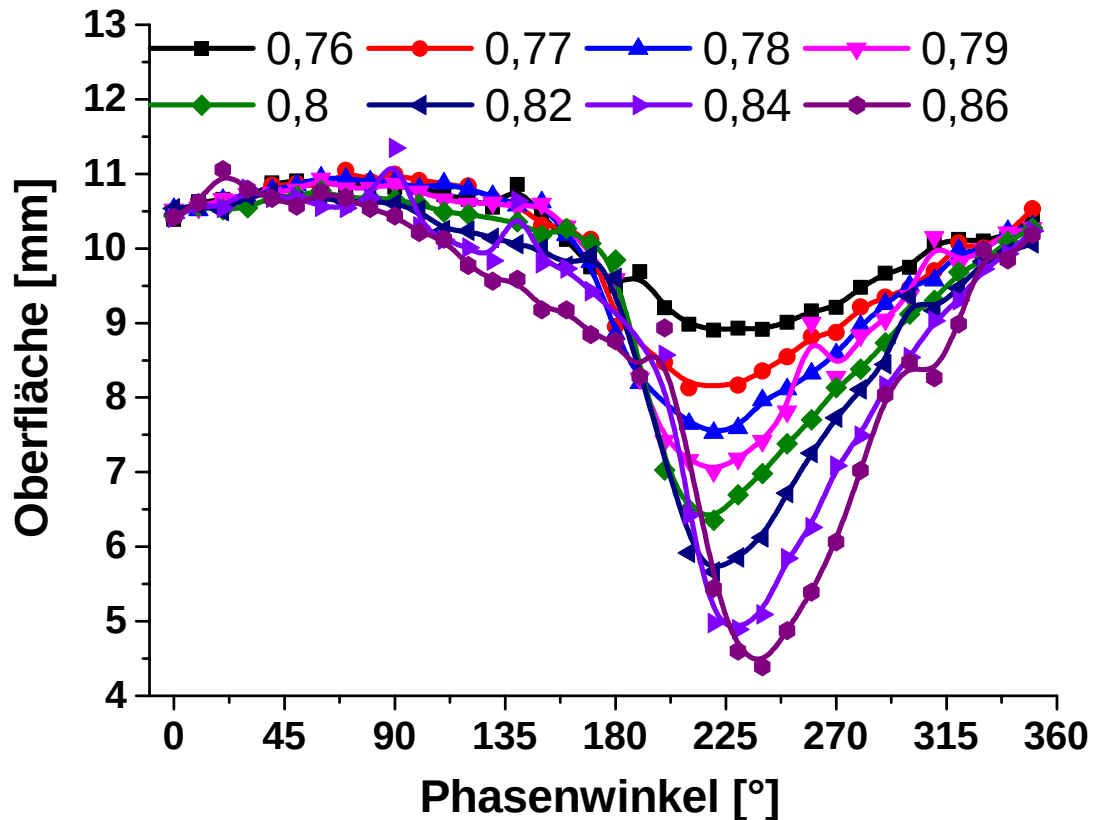


Abbildung 5.38: Flammenoberfläche in Abhängigkeit des Phasenwinkels für verschiedene Stöchiometrien.

Unterstützt wird diese Theorie durch den Verlauf der berechneten Flammenoberfläche. Während die Flammenoberflächen über einen weiten Bereich des Oszillationszyklusses für alle Stöchiometrien fast deckungsgleich sind, so ergeben sich Unterschiede ausschließlich in dem Bereich in dem die Flammenhöhe und die Chemilumineszenz stark abfallen.

Das Flammenvolumen lässt sich, ähnlich wie bei der akustisch angeregten Flamme, durch einen sinusförmigen Verlauf beschreiben (Abbildung 5.39 links). Bei höheren Stöchiometrien wird die perfekte Sinuskurve jedoch leicht verformt, so dass sich ein schnellerer Anstieg des Flammenvolumens und ein darauf folgender langsamer, fast linearer, Abfall beobachten lässt. Wie auf Grund der höheren Flammengeschwindigkeit zu erwarten, sinkt das

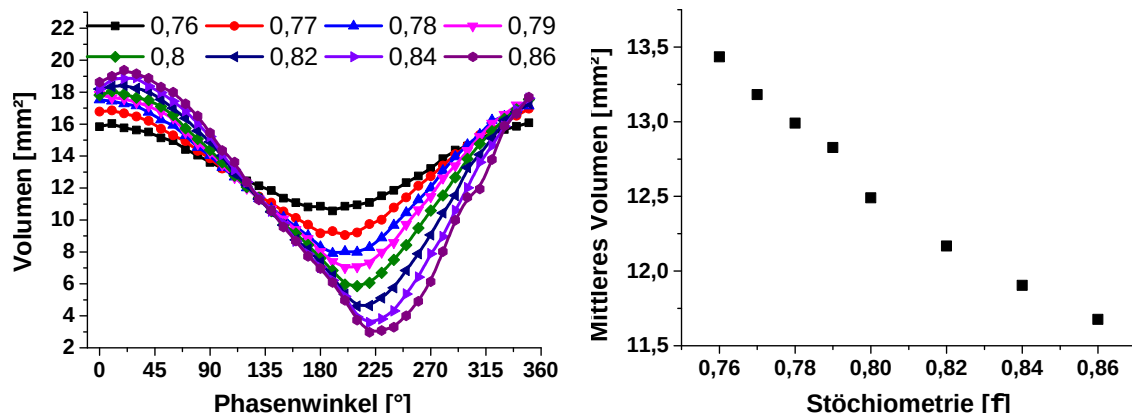


Abbildung 5.39: Flammenvolumen in Abhängigkeit des Phasenwinkels (links) und mittleres Flammenvolumen (rechts) für verschiedene Stöchiometrien.

mittlere Flammenvolumen (Abbildung 5.39 rechts) und verhält sich entgegengesetzt zur mittleren Chemilumineszenz.

Das Oberfläche/Volumen-Verhältnis (Abbildung 5.40) zeigt, je nach Stöchiometrie, einen Peak zwischen 180 und 220° Phasenwinkel, also gerade genau da, wo sowohl die Flammenoberfläche als auch das Flammenvolumen ihr Minimum aufweisen. Offensichtlich wird an dieser Stelle jedoch prozentual mehr Volumen als Oberfläche eingebüßt, so dass sich hier ein solch ungünstiges Verhältnis ergibt. Dieser Peak stimmt damit, wie schon bei der akustisch angeregten stabilen Flamme gesehen, mit dem Maximum der Chemilumineszenzintensität und damit der Wärmefreisetzung der Flamme überein.

Analog zu Abbildung 5.30 kann die Chemilumineszenzintensität des Bildes gegen das berechnete Flammenvolumen aufgetragen werden (Abbildung 5.41). Zu sehen ist ein ähnliches Verhalten wie bei der akustischen Anregung einer stabilen Flamme, d.h. jede Kurve lässt sich in drei grobe Abschnitte einteilen. Zunächst steigt die Chemilumineszenz immer stärker an, wobei sich das Flammenvolumen stark vergrößert. Nachdem das maximale Flammenvolumen erreicht ist, sinkt dieses wieder, wobei in diesem Fall die Chemilumineszenz auf hohem Niveau annähernd konstant bleibt. Bei Annäherung an das minimale Flammenvolumen fällt die Chemilumineszenz rapide ab und der Zyklus startet erneut.

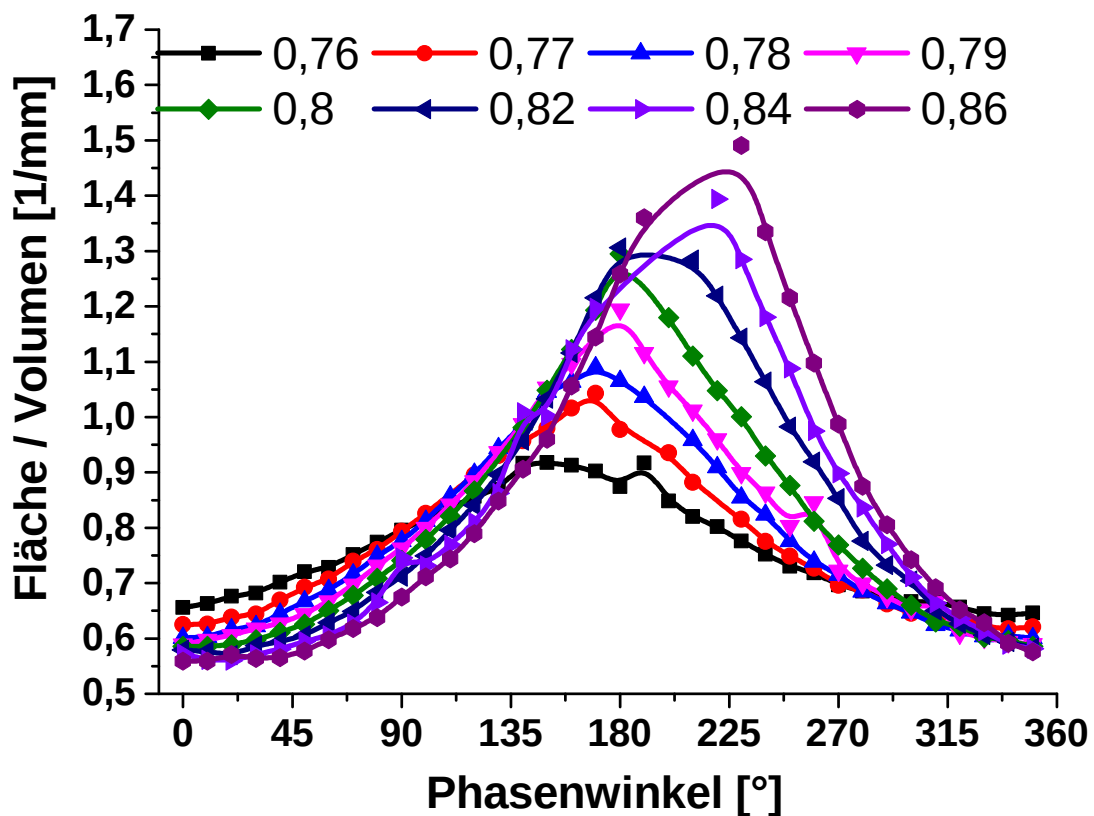


Abbildung 5.40: Oberfläche / Volumen-Verhältnis in Abhängigkeit des Phasenwinkels für verschiedene Stöchiometrien.

Damit spiegelt dieser Zyklus sehr gut die vorher erzielten Ergebnisse wieder und zeigt komprimiert alle wichtigen Bereiche eines Flammenszillationszyklusses. Im Gegensatz zu der akustischen Anregung einer stabilen Flamme haben die von den Kurven eingeschlossenen Flächen kein gemeinsames Zentrum. Stattdessen verschiebt sich das Zentrum jeder Kurve zu niedrigeren Flammenvolumina und höheren Chemilumineszenzintensitäten. Dies steht im Einklang mit der durch die erhöhte Stöchiometrie bedingten höheren Flammengeschwindigkeit.

Besonders eindrucksvoll lässt sich die Veränderung in der Flammenform in Abbildung 5.42 nachvollziehen. Hier ist die Veränderung der Flammenbreite in Abhängigkeit der Höhe über dem Brenner und des Phasenwinkels für die Flamme mit einer Stöchiometrie von $\phi = 0,86$ abgebildet. Zum einen wird hier der abrupte Abfall in der Flammenhöhe (Flammenbreite gleich Null) deutlich und zum anderen die extreme Veränderung der

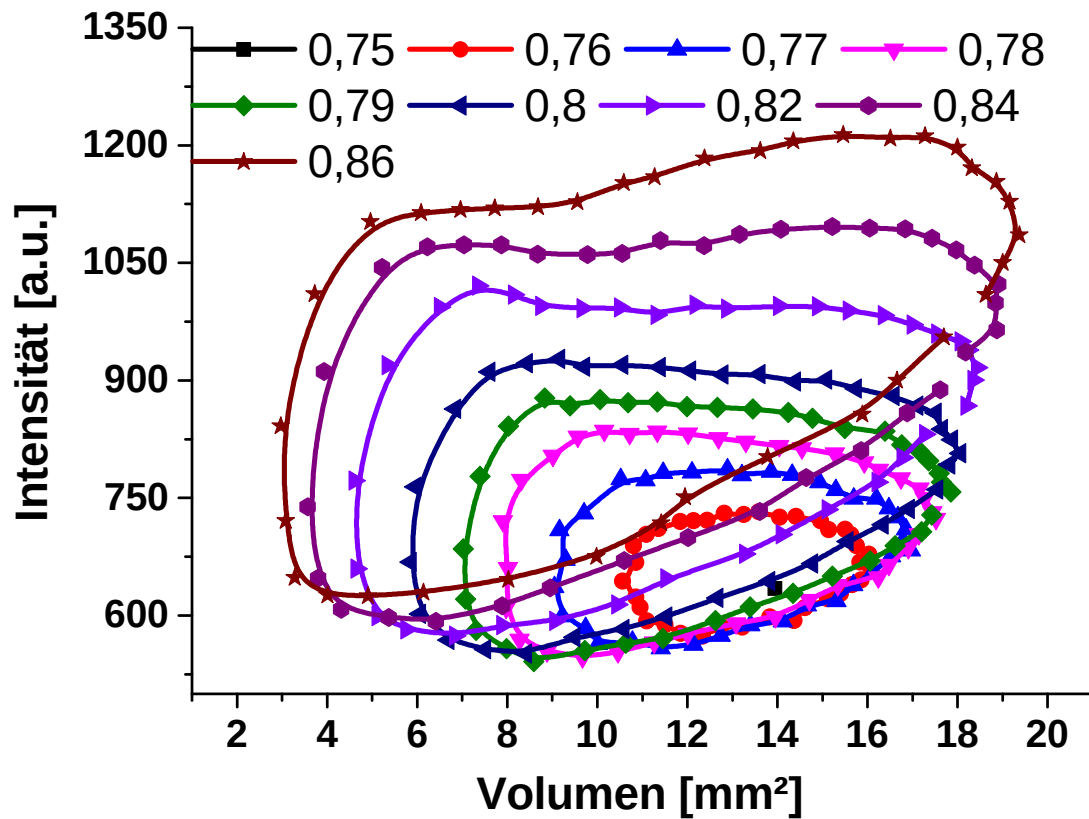


Abbildung 5.41: Auftragung der Chemilumineszenz gegen das Flammenvolumen für verschiedene Stöchiometrien.

Flammenbreite an der Flammenbasis ($HAB = 0$ mm). Diese schwankt hier zwischen 8 mm und 3,5 mm. Wird die Schlitzbreite von 4 mm bedacht, so zeigt dies, dass die Flamme bei 250° Phasenwinkel keinerlei Kontakt zum Flammenhalter mehr haben kann, Insbesondere da sie an dieser Stelle zudem 0,76 mm abgehoben ist.

Der Verlauf der Flammenbreite an der Flammenbasis für verschiedene Stöchiometrien ist in Abbildung 5.43 gezeigt. Während die Schwankung für die $\phi = 0,76$ Flamme sich im Bereich von etwa 1 mm bewegt, wird die Schwankung zu höheren Stöchiometrien hin immer stärker. Dabei erhöht sich die maximale Flammenbreite von 6,5 auf 8,2 mm während die minimale Flammenbreite von 5,5 auf 3,5 mm sinkt.

Die Amplitudensteigerung in Abhängigkeit der Stöchiometrie folgt dabei, wie schon bei der akustisch angeregten stabilen Flamme gesehen, einem sigmoidalen Verlauf, während die mittlere Flammenbreite von 6,2 auf 5,6 mm sinkt (Abbildung 5.44).

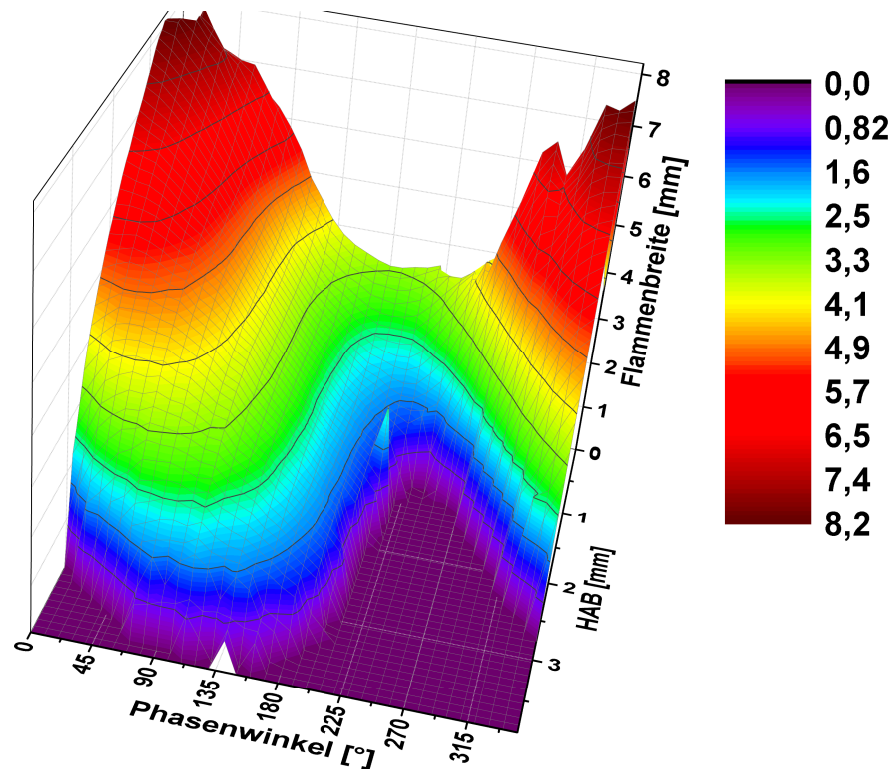


Abbildung 5.42: 3D-Abbildung der Flammenbreite in Abhängigkeit des Phasenwinkels und der Höhe über dem Brenner für die Flamme mit einer Stöchiometrie von $\phi=0,86$ und einem Gesamtfluss von 10 slm.

5.10 Variation der Kaltgasgeschwindigkeit

Neben der Leistungssteigerung der Flamme durch eine erhöhte Stöchiometrie kann die Leistung ebenfalls durch Erhöhung der Gasgeschwindigkeit erreicht werden. In diesem Abschnitt wird daher der Einfluss der Erhöhung des Gesamtgasflusses von 9,5 auf 13,5 slm auf eine Flamme mit einer Stöchiometrie von $\phi = 0,8$ untersucht. Diese Stöchiometrie wird gewählt, um einen möglichst großen Gasgeschwindigkeitsbereich abdecken zu können. Zur besseren Einordnung der im folgenden diskutierten Ergebnisse sind in Abbildung 5.45 phasenaufgelöste Chemilumineszenzaufnahmen dargestellt.

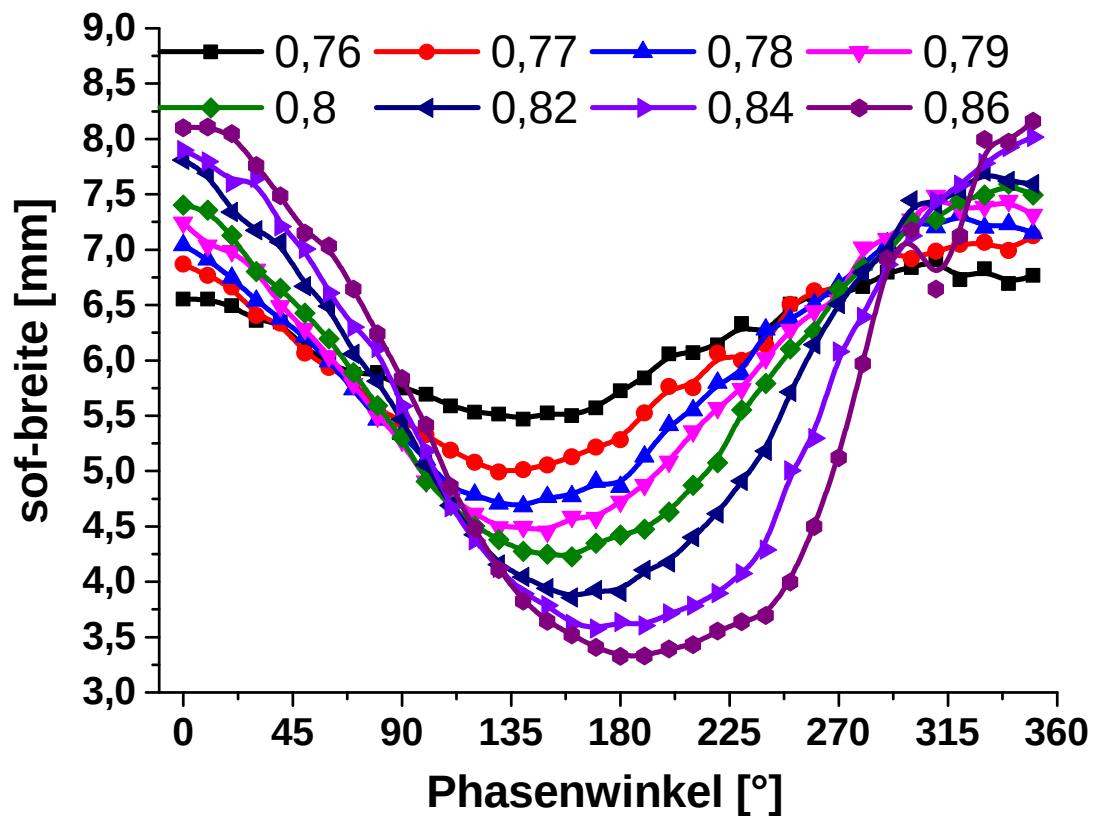


Abbildung 5.43: Flammenbreite an der Flammenbasis in Abhängigkeit des Phasenwinkels für verschiedene Stöchiometrien.

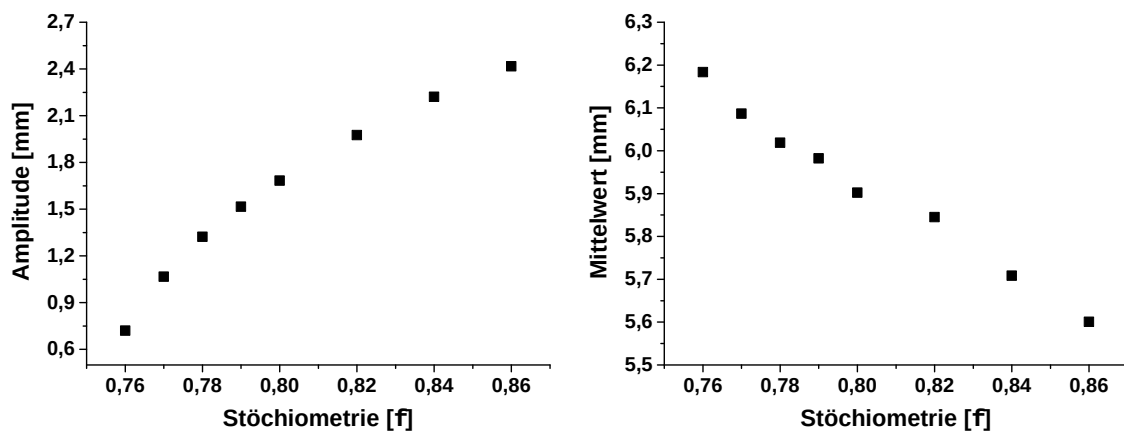


Abbildung 5.44: Amplitude (links) und Mittelwert (rechts) der Flammenbreitenoszillation an der Flammenbasis in Abhängigkeit der Stöchiometrie.

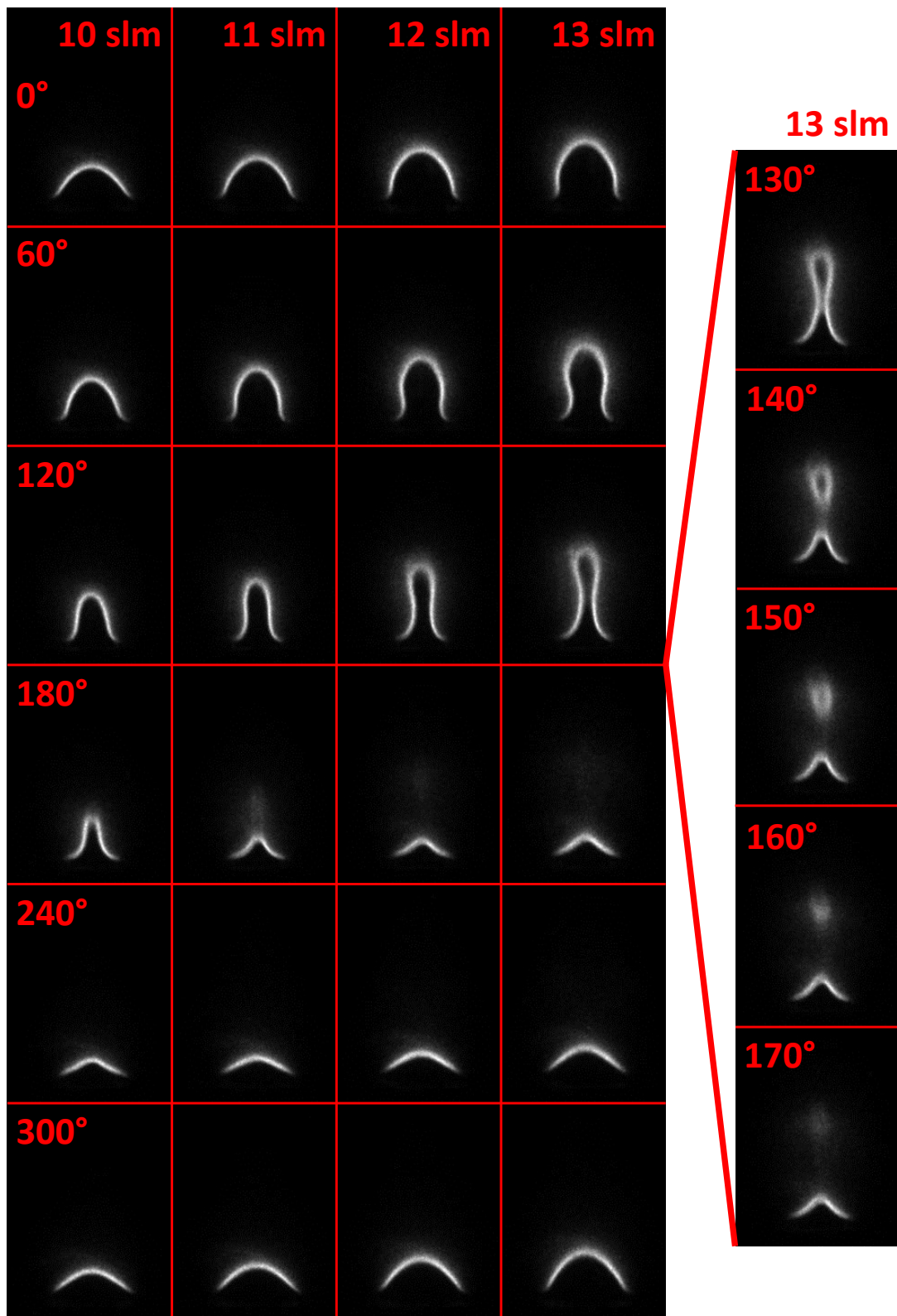


Abbildung 5.45: Phasenaufgelöste Bilder einer selbstständig oszillierenden Flamme bei konstanter Stöchiometrie ($\phi = 0,8$) und variabler Flussgeschwindigkeit.

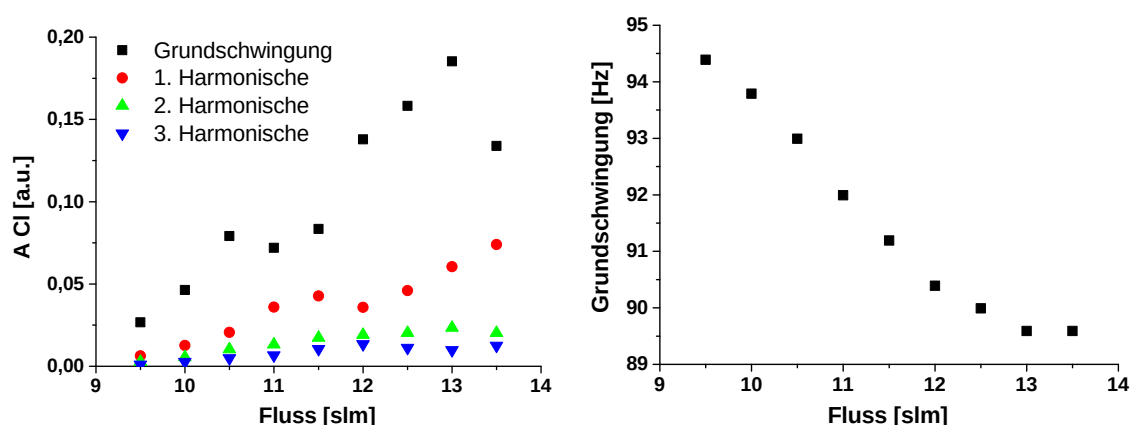


Abbildung 5.46: FFT Amplituden der Grundschwingung und ihrer höheren Harmonischen des Chemilumineszenzsignals für verschiedene Kaltgasgeschwindigkeiten (links) und der beobachtete Frequenzverschiebung (rechts).

Die berechneten Frequenzspektren des Chemilumineszenzsignals und der Mikrofonsignale weisen große Ähnlichkeiten zu den Frequenzspektren bei der Stöchiometrievaryation auf (Abbildung 5.33). Dementsprechend wird für das Chemilumineszenzsignal sowohl die Grundschwingung als auch die höheren Harmonischen gefunden, während alle Mikrofonsignale von der Grundschwingung dominiert werden. Die durch die Gasgeschwindigkeit erhöhte thermische Leistung führt zu einer erhöhten Oszillationsstärke, so dass die Amplituden mit zunehmendem Gesamtfluss ansteigen. Beispielhaft ist dies für die Amplitude des Chemilumineszenzsignals gezeigt (Abbildung 5.46 links). Während die Schwingungsfrequenz bei der Stöchiometriesteigerung nur minimal von 93 auf 95 Hz ansteigt, so wird hier ein monotoner Abfall der Schwingungsfrequenz von 94,4 auf 89,6 Hz gefunden (Abbildung 5.46 rechts).

Die mittlere Intensität in Abhängigkeit des Phasenwinkels ist in Abbildung 5.47 für verschiedene Gesamtflüsse abgebildet. Auf Grund der mit der Gasgeschwindigkeit linear ansteigenden Leistung geht dies mit einer annähernd linear ansteigenden, über den Oszillationszyklus gemittelten, Chemilumineszenzintensität einher (Abbildung 5.48 links). Wie in Abbildung 5.47 zu sehen, erfolgt eine scheinbare Verschiebung des Intensitätsmaximums bzw. -minimums zu kleineren Phasenwinkeln. Würden die Minima übereinandergelegt, so

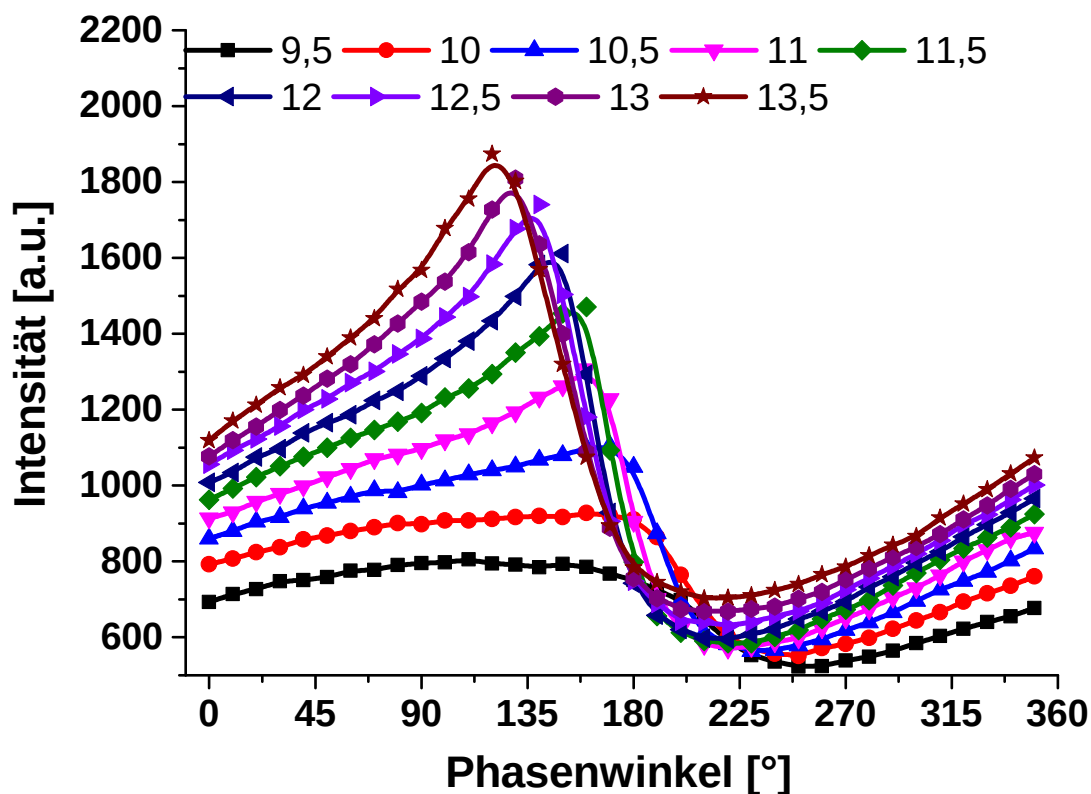


Abbildung 5.47: Chemilumineszenzintensität in Abhängigkeit des Phasenwinkels für verschiedene Kaltgasgeschwindigkeiten.

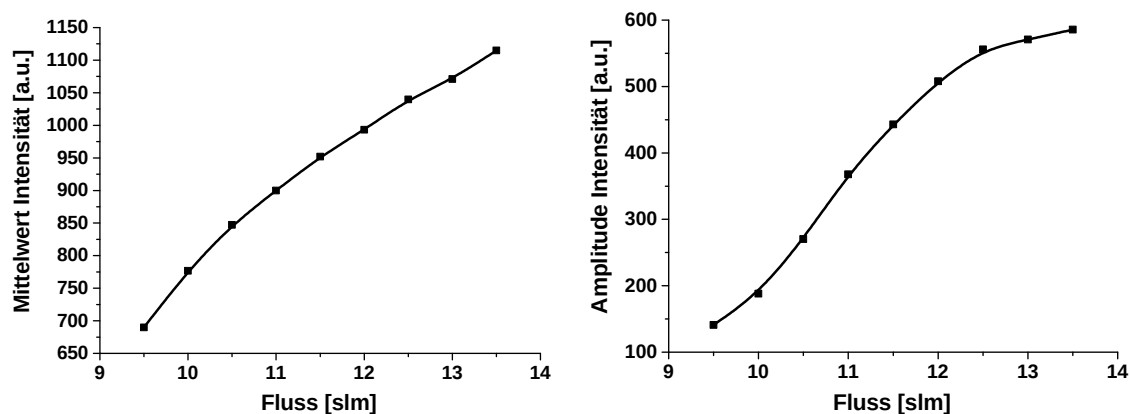


Abbildung 5.48: Mittlere Intensität (links) und Amplitude (rechts) eines Oszillationszyklusses in Abhängigkeit der Kaltgasgeschwindigkeit.

würden sich das Intensitätsmaximum der höchsten Gasflussgeschwindigkeit lediglich um ca. 20° zum Maximum der niedrigsten Flussgeschwindigkeit verschoben finden. Daher ist die scheinbar große Verschiebung im Intensitätsmaximum bzw. -minimum auf eine Verschiebung der mittleren Intensität (gemittelt über den gesamten Oszillationszyklus), d.h. der „Form“ des Chemilumineszenzsignals, zurückzuführen¹⁶. Wird die Differenz zwischen Intensitätsmaximum und -minimum als Amplitude definiert, so ergibt sich ein sigmoidaler Verlauf (Abbildung 5.48 rechts).

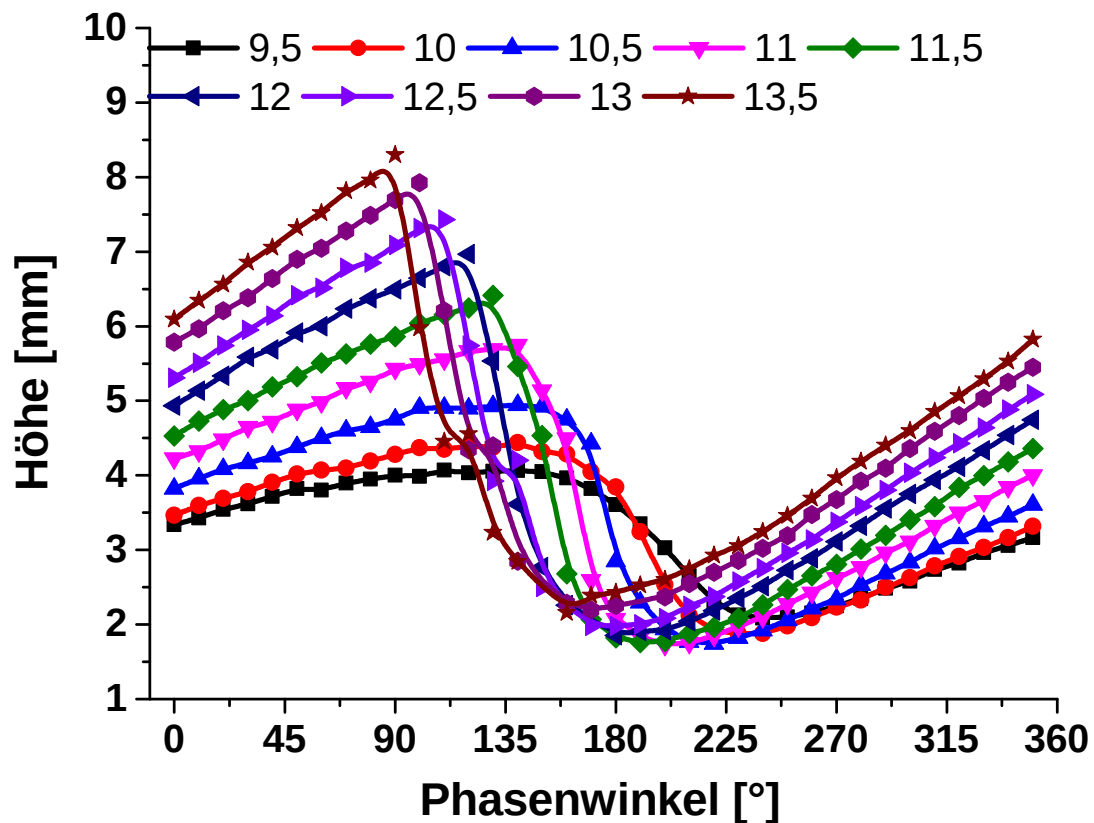


Abbildung 5.49: Flammenhöhe in Abhängigkeit des Phasenwinkels für verschiedene Kaltgasgeschwindigkeiten.

Bei der Steigerung der Stöchiometrie bei gleichbleibender Flussgeschwindigkeit, wurden aufgrund der höheren Flammengeschwindigkeit immer niedriger werdende Flammenhöhen gefunden. Hier ist es genau umgekehrt. Da die Flammengeschwindigkeit konstant bleibt, wird wegen der steigenden Flussgeschwindigkeit ein annähernd linearer Anstieg der mitt-

¹⁶Da die Triggerung und damit die relative Phasenlage immer auf den Nulldurchgang des schwankenden Chemilumineszenzsignals, korrigiert durch die mittlere Chemilumineszenzintensität, erfolgt.

leren Flammenhöhe gefunden. In Abbildung 5.49 ist der phasenaufgelöste Verlauf der Flammenhöhe für verschiedene Flussgeschwindigkeiten gezeigt. Mit zunehmender Flussgeschwindigkeit erhöht sich die maximale Flammenhöhe, während die minimale Flammenhöhe sich kaum verändert. Hierbei ist es wichtig zu beachten, dass sich ab einem Fluss von 11,5 slm ein Flammenball von der Spitze der Flamme löst (siehe auch Abbildung 5.45). Dieser Flammenball wird in der automatisierten Bestimmung der Flammenhöhe i.d.R. nicht erkannt.

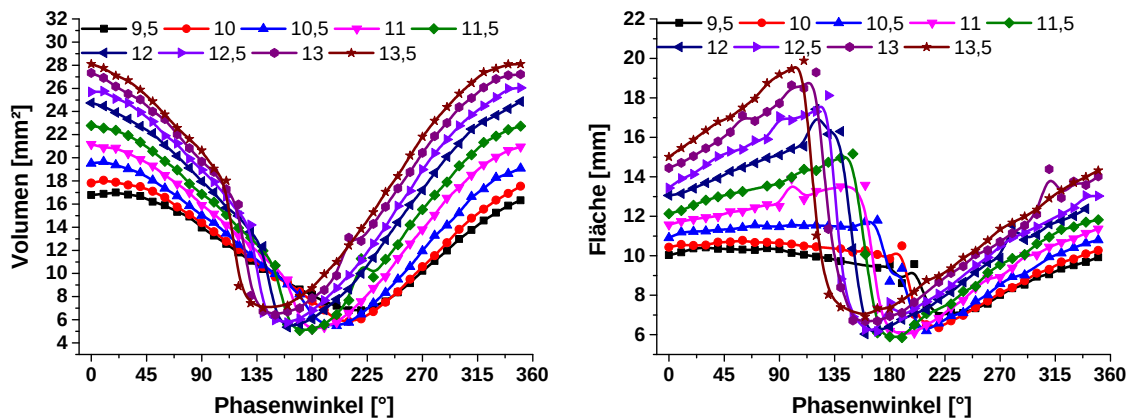


Abbildung 5.50: Flammenvolumen (links) und Oberfläche (rechts) in Abhängigkeit des Phasenwinkels und der Kaltgasgeschwindigkeit [slm].

Die Abspaltung des Flammenballs lässt sich auch gut im Verlauf des Flammenvolumens beobachten (Abbildung 5.50 links). Hier spiegelt sich die Abspaltung in dem fast senkrechten Abfall des Flammenvolumens, je nach Flussgeschwindigkeit zwischen 120° und 160° Phasenwinkel. Ansonsten steigt das mittlere Flammenvolumen linear mit der Flussgeschwindigkeit an, während die Amplitude sigmoidal zunimmt. Die Flammenoberfläche (Abbildung 5.50 rechts) ähnelt stark dem Verlauf der Flammenhöhe, wobei auch hier beachtet werden muss, dass die Oberfläche des Flammenballs unberücksichtigt bleibt.

Wird die Chemilumineszenzintensität gegen das Flammenvolumen aufgetragen (Abbildung 5.51) findet sich die Abspaltung des Flammenballs bei niedrigen Flammenvolumina und hohen Chemilumineszenzintensitäten (oben links im Diagramm). Zunächst bleibt die Chemilumineszenzintensität während des Volumenanstiegs auf niedrigem Niveau an-

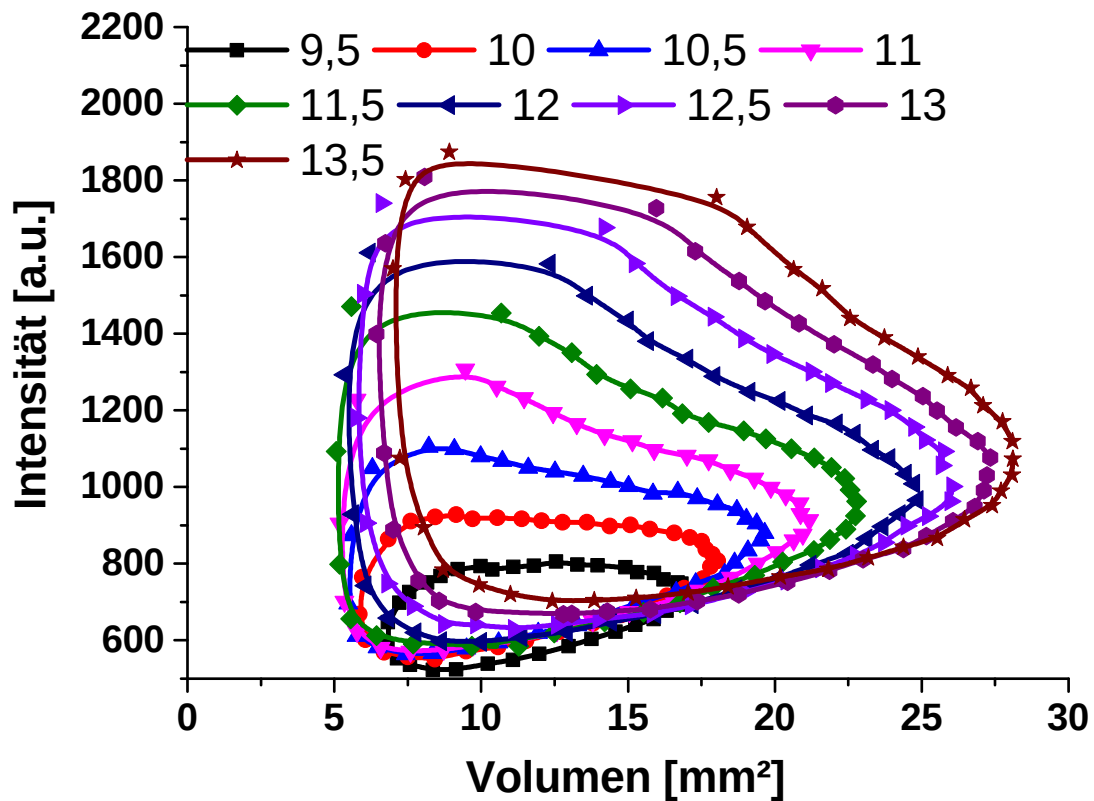


Abbildung 5.51: Auftragung der Chemilumineszenzintensität gegen das Flammenvolumen für verschiedene Gesamtflüsse bei gleichbleibender Stöchiometrie.

nähernd konstant und steigt erst stark an, nachdem das maximale Flammenvolumen erreicht wurde. Interessanterweise ändert sich zwar das maximale Flammenvolumen mit zunehmender Flussgeschwindigkeit stark, jedoch bleibt das minimale Flammenvolumen annähernd konstant. Bei allen bisher betrachteten Chemilumineszenz-Volumen Auftragungen charakteristisch ist jedoch der starke Chemilumineszenzabfall bei niedrigen Flammenvolumen. Dies ist auch so zu erwarten, da das Flammenvolumen als potentielle Wärmefreisetzung, d.h. Chemilumineszenz, angesehen werden kann. Wird das minimale Flammenvolumen erreicht, so steht auch kein Frischgas mehr zum Verbrennen zur Verfügung.

Sehr interessant ist der Verlauf der Flammenbreite an der Flammenbasis (Abbildung 5.52). Hier wird lediglich der schon bei den anderen Flammenkennzahlen gefundene Phasenversatz gefunden, während die mittlere Flammenbreite und die Oszillationsamplitude mit steigender Flussgeschwindigkeit annähernd konstant bleibt. Dies ist verwunderlich, da die

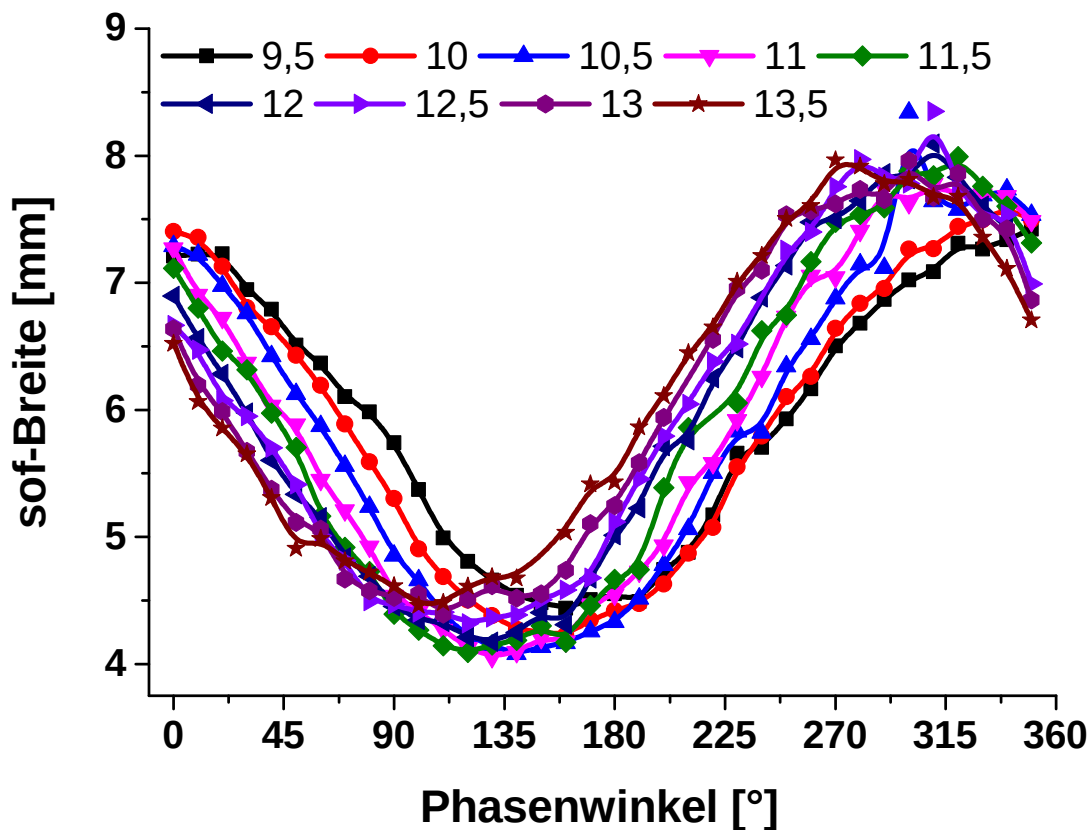


Abbildung 5.52: Flammenbreite an der *stand-off-distance* der Flamme für verschiedene Kaltgasgeschwindigkeiten in Abhängigkeit des Phasenwinkels.

allgemeine Oszillationsstärke mit steigender Flussgeschwindigkeit stark ansteigt.

5.11 Miteinander interagierende oszillierende Flammen.

Aufbauend auf den Untersuchungen einer einzelnen oszillierenden Flamme wird das Oszillationsverhalten von fünf, miteinander interagierenden, Flammen analysiert. Im Gegensatz zur Untersuchung der einzelnen Flamme wird hier der in Abbildung 4.1 skizzierte Brenner ohne Deckel verwendet. Dies ist notwendig, da ansonsten auf Grund der deutlich höheren Leistung der Flammen, die Oszillationsamplitude so hoch wird, dass die Flammen sich selbst auslöschten. Zur Verankerung/Stabilisation der Flammen wird der in Abbildung 4.2 gezeigte Multi-Schlitz-Flammenhalter verwendet. Beispielhaft ist das Oszillationsverhal-

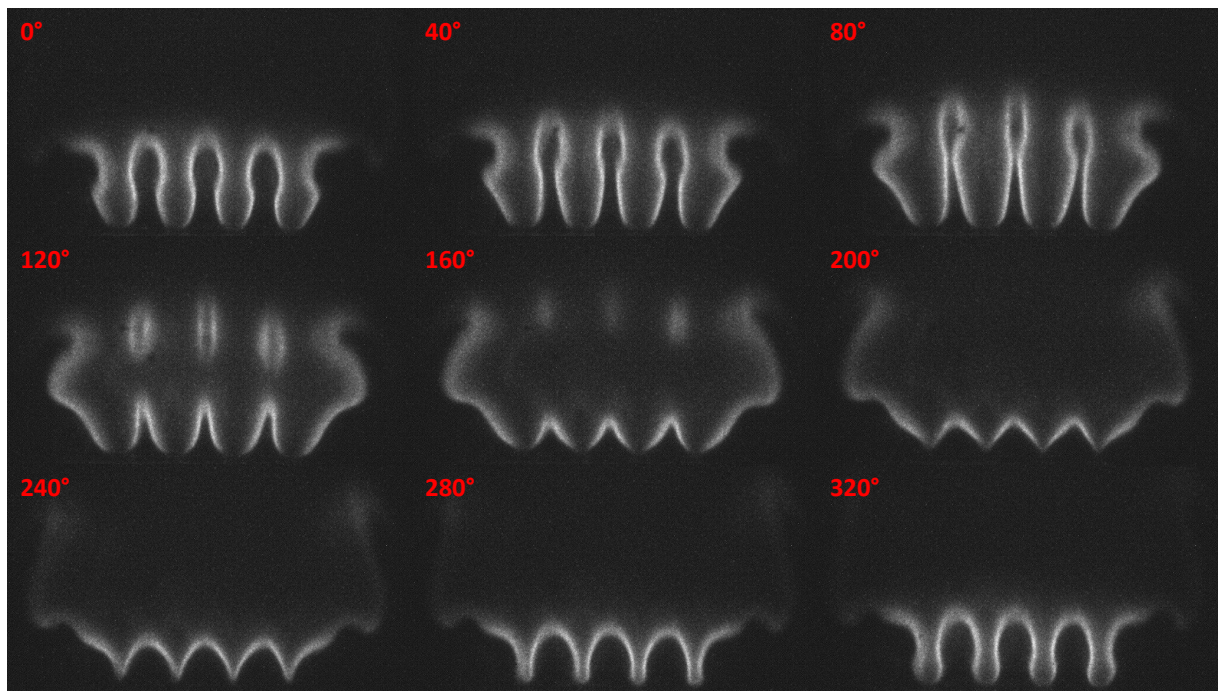


Abbildung 5.53: Phasenaufgelöste Aufnahmen von fünf miteinander interagierenden, selbstständig oszillierenden Flammen.

ten für eine $\phi = 0,8$ Flamme mit insgesamt 34 slm Gesamtfluss in Abbildung 5.53 gezeigt. Damit entspricht die mittlere Flussgeschwindigkeit einer einzelnen Flamme auf dem 4 mm Ein-Schlitz-Flammenhalter mit einem Gesamtfluss von 13,5 slm.

Wird zunächst die mittlere Flamme in den in Abbildung 5.53 gezeigten phasenaufgelösten Aufnahmen betrachtet, so fällt zunächst auf, dass sie das von stark oszillierenden Einzelflammen bekannte Verhalten aufweist. D.h. die bei 200° Phasenwinkel zunächst kleine Flamme beginnt mit fortschreitendem Phasenwinkel zunächst zu wachsen, bis sich bei 120° Phasenwinkel ein Flammenball abzuspalten beginnt.

Werden die beiden, sich neben der mittleren Flamme befindlichen Flammen, betrachtet, so zeigen sie zwischen 200° und 320° Phasenwinkel das gleiche Verhalten wie die in der Mitte befindliche Flamme. Bei 0° bis 160° zeigt sich jedoch der Einfluss der mittleren Flamme auf die Flammenform der benachbarten beiden Flammen. So lässt sich hier beobachten, wie die Flammen von der mittleren Flamme fortgedrückt werden. Dieses Verhalten lässt sich durch die, von der mittleren Flamme produzierten, expandierenden heißen Abgase erklären. Da dieses Abgas auch zu den Seiten hin expandiert, werden so ebenfalls

die Gasströme der benachbarten Flammen zu den Seiten hin weggedrückt. Besonders gut lässt sich dieses Verhalten bei 80° Phasenwinkel beobachten.

Die deutlichste Auswirkung der Flammen-Flammen-Interaktion lässt sich bei den beiden äußeren Flammen beobachten. So sind diese Flammen mit der zur Mitte hingewandten Flanke zwar auf dem Flammenhalter stabilisiert, jedoch nicht mit ihrer äußeren Seite. Diese Seite schwebt bzw. oszilliert in der Luft frei herum. Wird zunächst das bei 0° Phasenwinkel aufgenommene Bild betrachtet, so ist die generelle Flammenform mit der der anderen Flammen, bis auf die fehlende äußere Seite, vergleichbar. Mit fortschreitendem Phasenwinkel kann zudem der Ansatz der Abspaltung eines Flammenballs gefunden werden. D.h. die Flammenfront auf der entsprechenden Höhe bewegt sich stark nach außen. Auf Grund der fehlenden äußeren Flammenfront erfolgt jedoch nicht die Abspaltung des Flammenballs, so dass sich eine sehr lange, nach oben hin gebogen auslaufende Flammenfront ausbildet. Zwischen 120° und 280° Phasenwinkel bewegt sich diese Flammenfront weiter nach außen, wobei sie kontinuierlich an Leuchtkraft einbüßt, bis sie bei 320° kaum noch zu erkennen ist.

Sakhrieh et al. [119] untersuchten drei turbulente Schlitzflammen und beobachteten ebenfalls, dass die äußere Flanke der außen befindlichen Flammen nicht auf dem Flammenhalter aufsitzen. Sie behaupten zudem, dass es auf Grund dieser Lücke zu einer erhöhten CO-Emission der Flamme kommt.

5.12 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde sowohl eine stabile Flamme, als auch selbstständig oszillierende Flammen in Abhängigkeit ihrer Stöchiometrie und Flussgeschwindigkeit untersucht. Um einen aussagekräftigen Vergleich zu ermöglichen, wurde ein Auswertungsprogramm geschrieben, mit dem eine schnelle und reproduzierbare Bestimmung wichtiger Flammenparameter, wie die Flammenhöhe und Flammenoberfläche, ermöglicht wird.

Es wurden Temperaturmessungen an allen wichtigen Stellen innerhalb der Brennkammer vorgenommen. Diese sind insbesondere als Randbedingung für numerische Simulationen wichtig, aber auch um konstante Verbrennungsbedingungen zu gewährleisten. Es konnte gezeigt werden, dass bereits sehr kleine Temperaturänderungen einen sehr großen Einfluss auf die Oszillationsstärke der Flamme haben und es daher wichtig ist auf konstante Verbrennungsbedingungen zu achten.

Die Brennkammer wurde durch die Aufnahme von Frequenzgängen akustisch identifiziert. Die so bestimmte Eigenfrequenz von 90 Hz stimmt mit der Frequenz einer selbstständig oszillierenden Flamme überein. Damit ist eine ungefähre Vorhersage der Eigenfrequenz der auftretenden Instationarität möglich.

Durch genaue Betrachtung des Anschwingens der Oszillation bei einer gezielten akustischen Anregung der Flamme konnte der Zeitpunkt bestimmt werden, bei dem die Flamme eine Druckwelle generiert und so der Instationarität Energie hinzufügt. Dieser Zeitpunkt stimmt mit dem beobachteten Abfall des Chemilumineszenzsignals und damit der Wärmefreisetzung der Flamme überein. Dieser Zusammenhang konnte durch Vergleich mit von Talei et al. [135] durchgeführten Simulation validiert werden. Durch Detektion der maximalen Chemilumineszenzschwankung und des darauf folgenden Abfalls kann daher die Druckwellenerzeugung der Flamme vorhergesagt werden, weshalb sich Chemilumineszenzmessungen im Vergleich zu Mikrofonbasierten Messverfahren besser als Regelgröße einer modellprädiktiven Regelung eignen.

Darauf aufbauend wurde die Wirkungsweise eines Phasenreglers zur Stabilisation einer akustisch angeregten Flamme genauer betrachtet. Es wurde festgestellt, dass die vom Phasenregler generierte Druckwelle die Flamme so beeinflusst, dass die Flamme der akustischen Schwingung keine weitere Energie hinzufügen kann. Hierdurch wird, wie nach dem Rayleigh-Kriterium erwartet, die Flamme stabilisiert.

Es wurde eine zeitlich stabile Flamme gezielt mit Hilfe des am unteren Ende befindlichen Lautsprechers akustisch mit 90 Hz angeregt. Die Reaktion auf die akustische Anregung mit unterschiedlicher Amplitude wurde sowohl zeitlich aufgelöst als auch mit phasenaufgelösten 2D-Chemilumineszenzaufnahmen untersucht.

Für die Beschreibung des Flammenverhaltens ist insbesondere die Auftragung der Chemilumineszenzintensität gegen das Flammenvolumen interessant, da das Flammenvolumen als „potentielle“ Wärmefreisetzung der Flamme angesehen werden kann. Der Oszillationszyklus lässt sich generell in drei Phasen einteilen. Einem simultanen Anstieg der Chemilumineszenzintensität und des Flammenvolumens zwischen 180 und 360° Phasenwinkel gefolgt von einer Abnahme des Flammenvolumens bis zu 120° Phasenwinkel wo die größte Chemilumineszenzintensität erreicht wird. Mangels Frischgas erfolgt ein abrupter Abfall in der Wärmefreisetzung der Flamme bei konstantem Flammenvolumen. Während bei der Steigerung von niedrigen Anregungsstärken eine starke Steigung der Fluktuation sowohl in der Chemilumineszenz als auch im Flammenvolumen gefunden wird, geht bei hohen Anregungsstärken die Flamme in einen *limit cycle* über, bei dem eine stärkere Anregung zu keiner Steigerung des Oszillationsverhaltens der Flamme führt.

Es wurde ausgehend von der stabilen Flamme die Stöchiometrie bei gleichbleibendem Gesamtfluss erhöht. Die Flamme beginnt dabei ab einer Stöchiometrie von $\phi = 0,76$ selbstständig zu oszillieren. Die Oszillation wird bei Stöchiometrien größer $\phi = 0,86$ so stark, dass die Flamme dadurch verlöscht.

Weiterhin wurden Flammen bei einer gleichbleibenden Stöchiometrie von $\phi = 0,8$ untersucht und dabei der Gesamtfluss von 9,5 auf 13,5 slm erhöht. Dies hat zur Folge, dass die Flamme mit zunehmendem Gesamtfluss immer höher wird, wobei ab einem Gesamtfluss

von 11,5 slm die Ausbildung eines Flammenballs beobachtet werden kann.

Zusammenfassend lässt sich die Flammenschwingung wie folgt erklären: Die den Flammenhalter durchwandernde Druckwelle bringt viel Frischgas mit sich. Dieses kann am Austritt des Flammenhalters nicht verbrannt werden, so dass sich die Flamme zum einen verbreitert (die mit annähernd konstanter Geschwindigkeit brennende Flammenfront ist langsamer als die aus dem Flammenhalter ausströmende Gasgeschwindigkeit) und dabei auch stärker abhebt. Dieser Frischgasstrom führt, während die Druckwelle sich weiter nach oben ausbreitet, zu einem höheren Flammenvolumen. Diese große Menge an Frischgas wandert weiter nach oben. Dieses Verhalten spiegelt sich in der zunehmenden Flammenhöhe wieder. Da die Flammenhöhe steigt, nimmt auch die Flammenoberfläche zu (bei sinkendem Flammenvolumen), da die Flamme insgesamt gestreckt wird und sich damit das Oberflächen/Volumen Verhältnis verringert. Auf Grund der größeren Flammenoberfläche wird auch mehr Frischgas verbrannt, so dass auch die Wärmefreisetzung (Chemilumineszenz) steigt. Die Wärmefreisetzung verringert sich abrupt, wenn die nachströmende Frischgasmenge ihr Minimum erreicht. Dies entspricht dem Zeitpunkt, in dem die Flamme ausbrennt, d.h. die Flammenwände links und rechts sich in der Mitte vereinen. Dieser Zyklus kann dann aufs Neue beginnen.

Aufbauend auf den Untersuchungen einer einzelnen oszillierenden Flamme wurde das Oszillationsverhalten von fünf, miteinander interagierender, Flammen untersucht. Generell wird für die mittlere Flamme das von einer einzelnen Flamme bekannte Oszillationsverhalten gefunden. Auf Grund der Expansion des heißen Abgases werden die äußeren Flammen von der mittleren Flamme weggedrückt, so dass sich diese nach außen hin neigen. Dies führt soweit, dass die außen gelegenen Flammenfronten keinen Kontakt mehr mit dem Flammenhalter haben.

6 Analyse von Schlieren- und Schattenfotografieaufnahmen

In diesem Kapitel wird die Nutzung der Schlieren- bzw. Schattenfotografie zur Detektion des Flammenverhaltens einer instationären Flamme untersucht. Hierzu werden zunächst die Unterschiede zwischen Schlieren- und Schattenfotografieaufnahmen einer akustisch angeregten Flamme betrachtet. Darauf aufbauend werden die Schlieren- und Schattenfotografieaufnahmen mit unter gleichen Bedingungen aufgenommenen Chemilumineszenzaufnahmen verglichen. Um die Auswirkung einer Druckwelle auf die Flammenoszillation genauer beschreiben und später auch vorhersagen zu können, wird die Schlierenfotografie genutzt, um die Auswirkung einer akustischen Anregung auf einen He/Luft- Kaltgasstrom zu untersuchen. Durch einen Vergleich mit Chemilumineszenzaufnahmen einer unter den gleichen Bedingungen akustisch angeregten, aber ansonsten von sich aus stabilen Flamme, wird die Bedeutung der Strömung auf das Flammenverhalten veranschaulicht.

6.1 Vergleich von Schlieren- und Schattenfotografieaufnahmen

Wie in Abschnitt 3.6 erläutert, besitzen Schlierenaufnahmen im Allgemeinen eine höhere Sensitivität als Schattenfotografieaufnahmen. Dadurch ist es ihnen möglich, bereits kleinste Brechungsindexgradienten sichtbar zu machen, so dass bereits die von einer Hand aufsteigende warme Luftsäule (ca. 25-30°C) im Vergleich zur Raumtemperatur (ca. 20°C)

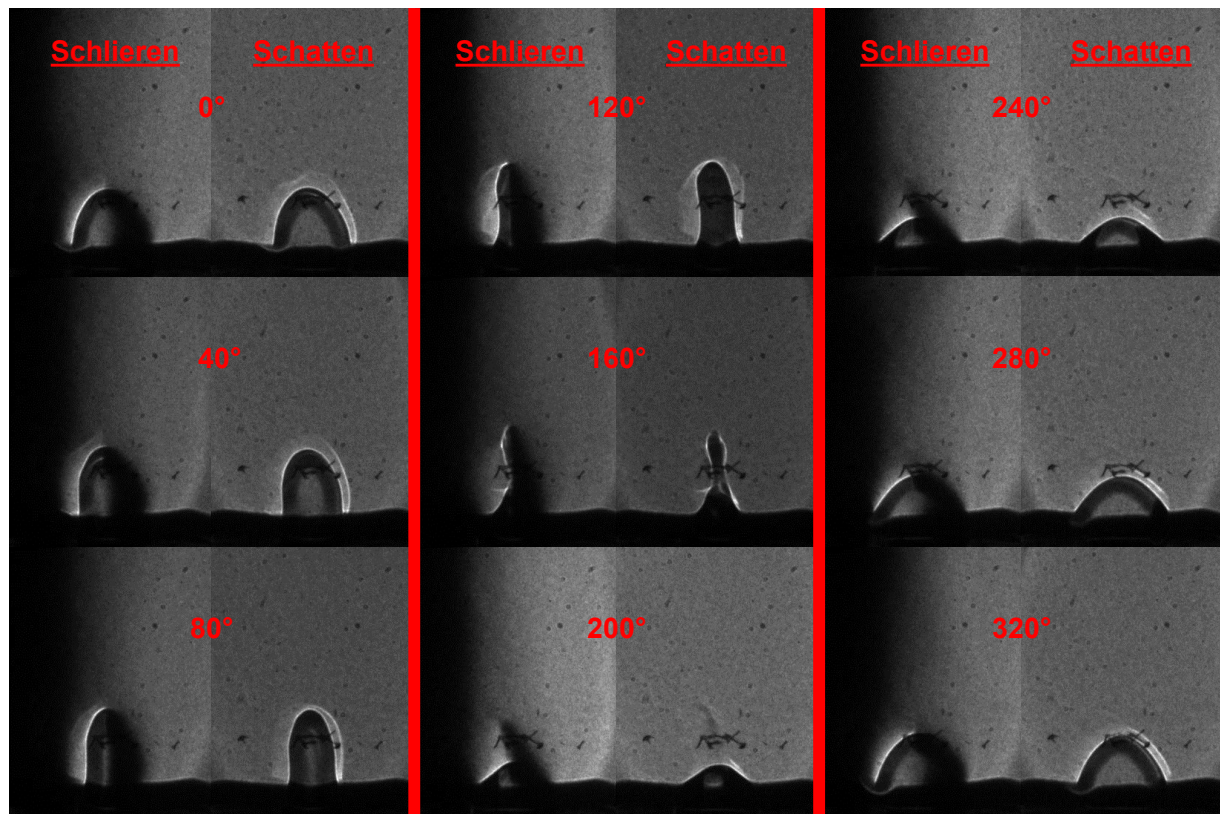


Abbildung 6.1: Vergleich von phasenaufgelösten Schlieren- und Schattenfotografieaufnahmen einer selbstständig oszillierenden Flamme ($\phi = 0,8$, Gesamtfluss = 12 slm).

sichtbar gemacht werden kann. Da hier jedoch primär Flammen untersucht werden sollen, wird eine solch hohe Sensitivität nicht benötigt, so dass möglicherweise Schattenfotografieaufnahmen die bessere Wahl darstellen, um einen größeren Messbereich abdecken zu können. Um diese Fragestellung zu klären, werden phasenaufgelöste Schlieren- bzw. Schattenfotografieaufnahmen einer selbstständig oszillierenden Flamme¹ unter identischen (bis auf die (nicht-) vorhandene Schlierenkante) Bedingungen aufgenommen. Die so aufgenommenen Bilder sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Werden die Schlierenaufnahmen betrachtet, so fällt zunächst der von links nach rechts verlaufende Dunkel/Hell-Gradient auf. Dieser Gradient ist auf die starke Brechung der Strahlen zurückzuführen, was sowohl auf den starken Temperatur- und damit Brechungsindexgradienten als auch die räumliche Ausdehnung des Schlierenobjekts in Strahlrichtung zurückzuführen ist. Ohne Flamme ist der Hintergrund gleichmäßig ausgeleuchtet. Auf Grund dieser extremen Brechung ist das

¹ $\phi = 0,8$; Gesamtfluss = 12 slm; siehe auch Analyse der Chemilumineszenzbilder.

Schlierenbild schwierig zur interpretieren. Details, welche normalerweise eine Stärke der Schlierenfotografie sind, werden hier völlig über- bzw. unterbelichtet, wodurch sie nicht mehr zu erkennen sind. In diesem Fall bedeutet dass, dass die Flammenoberfläche nur schwer zu erkennen ist. Schattenfotografieaufnahmen sind im allgemeinen weniger sensitiv², so dass sich in diesem Fall die Flammenoberfläche deutlich besser erkennen lässt. Besonders gut lässt sich dies bei einem Phasenwinkel von 160° (Abbildung 6.1) erkennen, bei dem die Schattenfotografieaufnahme die Abschnürung des Flammenballs deutlich klarer zu erkennen, als dies in der Schlierenaufnahme der Fall ist. Wie im Vergleich der Schlieren- und Schattenfotografieaufnahmen in Abbildung 6.1 deutlich wird, geben beide die Flammenform (z.B. die Flammenhöhe) gleich gut wieder. Daher werden im Folgenden immer Schattenfotografieaufnahmen zur Analyse des Flammenverhaltens verwendet.

Schattenfotografieaufnahmen geben immer ein „Bild“ der Ableitung des Brechungsindexgradienten wieder. Im einfachsten Fall ist dieser gleichzusetzen mit einem Temperaturgradienten. Bisher wurde in dieser Arbeit auf Chemilumineszenzaufnahmen der (oszillierenden-) Flamme zurückgegriffen. Wie in Kapitel 3.5 erläutert, ist die Chemilumineszenz der Flamme proportional zu ihrer Wärmefreisetzung. Weiterhin spiegelt sie, zumindest bei der hier möglichen Ortsauflösung, gut die Position der Reaktionszone der Flamme und damit annähernd das Temperaturmaximum der Flamme wieder. Da somit Schatten- als auch Chemilumineszenzaufnahmen mit der Temperaturverteilung innerhalb der Flamme korrelieren, ist ein Vergleich dieser Techniken sinnvoll. In Abbildung 6.2 wird der Vergleich zwischen phasenaufgelösten Schatten- und Chemilumineszenzaufnahmen einer selbstständig oszillierenden Flamme ($\phi = 0,8$) und verschiedene Flussgeschwindigkeiten gezeigt. Die Bilder wurden so skaliert, dass sie jeweils den gleichen Bildausschnitt wiedergeben und so ein direkter Vergleich zwischen den beiden Aufnahmetechniken möglich ist. Wie zu erwarten, sind sich die phasenaufgelösten Aufnahmen der beiden Techniken sehr ähnlich, d.h. die Flammenform zu den verschiedenen Zeitpunkten stimmt überein. Bei höheren Flussgeschwindigkeiten (Gesamtfluss von 12 oder 13,5 slm) fallen zudem Wirbel oberhalb der Flammenspitze bei Phasenwinkeln zwischen 180° und 240° auf. Diese Wirbel

²Da das Kamera-„bild“ auf die Mitte der Flamme stark gestellt wurde, wird auch die Auslenkung des Strahls minimiert, wodurch die Sensitivität minimiert wird.

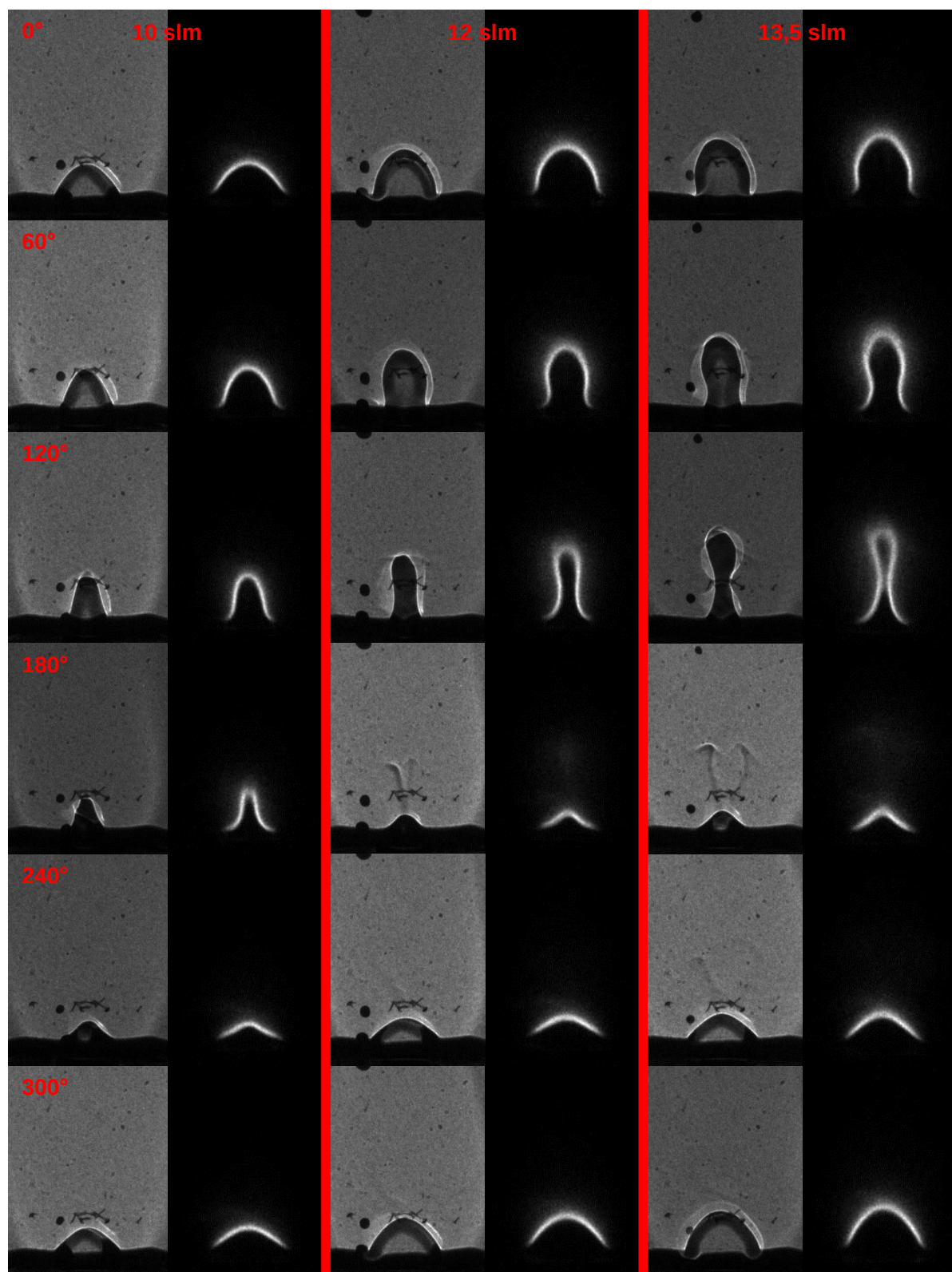


Abbildung 6.2: Vergleich von Schattenfotografie- und Chemilumineszenzaufnahmen unter gleichen Bedingungen für verschiedene Flüsse und Phasenwinkel ($\phi = 0.8$; unterschiedlicher Gesamtfluss).

sind dabei nicht nur in den Schattenfotografieaufnahmen (hier gezeigt) sichtbar, sondern auch in Schwarz/Weiß- und Farbschlierenaufnahmen. Die genaue Ursache dieser Wirbel ist nicht klar, jedoch treten sie immer nach der Abspaltung eines Flammenballs auf, also direkt nach dem Zeitpunkt der größten Wärmefreisetzung der Flamme. Daher ist es sehr wahrscheinlich, dass die Wirbel die heißen Überreste der aufeinander zubrennenden Flammenfronten sind, welche in der Flammenmitte aufeinander geprallt sind.

6.2 Hochgeschwindigkeitsschattenfotografie

Schlieren- und Schattenfotografieaufnahmen lassen sich hervorragend mit einer Hochgeschwindigkeitskamera kombinieren. Bereits 1949 hat Markstein [136] zeitaufgelöste Schlierenaufnahmen einer angeregten Flamme aufgenommen. Der große Vorteil von Schlieren- und Schattenaufnahmen ist hierbei die Lichtquelle. Da die Lichtquelle sowieso zur Steigerung der Sensitivität möglichst hell sein sollte, sind daher auch kurze Belichtungszeiten möglich. Hier wird die Casio EX-FH25 Hochgeschwindigkeitskamera zur Messung von Hochgeschwindigkeits - Schattenfotografieaufnahmen mit 1000 fps eingesetzt. Da die resultierenden Aufnahmen, trotz ihrer schlechten Auflösung, mit den phasenaufgelösten Messungen, wie sie in Abschnitt 6.1 vorgestellt wurden, übereinstimmen, eignen sich Hochgeschwindigkeitsaufnahmen vor allem zur Aufklärung der Wirkungsweise einer Regelung auf die Flamme.

In den Abbildung 6.3 und 6.4 sind Schattenfotografieaufnahmen in einem zeitlichen Abstand von 1 ms bei einer Belichtungszeit von 0,025 ms abgebildet. Da es sich um keine wissenschaftliche Kamera handelt, ist eine Triggerung oder eine Korrelation mit zeitaufgelösten Druck- und Chemilumineszenzmessungen nicht möglich. Dennoch kann geschlossen werden, dass der Phasenregler etwa nach 10 ms (nach der ersten Bildzeile in Abbildung 6.3) eingeschaltet worden ist. Denn in diesem Oszillationszyklus ist zum letzten mal ein Flammenball (drittes Bild von rechts in der ersten Zeile) sichtbar. Hiernach verringert sich die Oszillationsamplitude der Flamme und damit auch die Amplitude der Flammen-

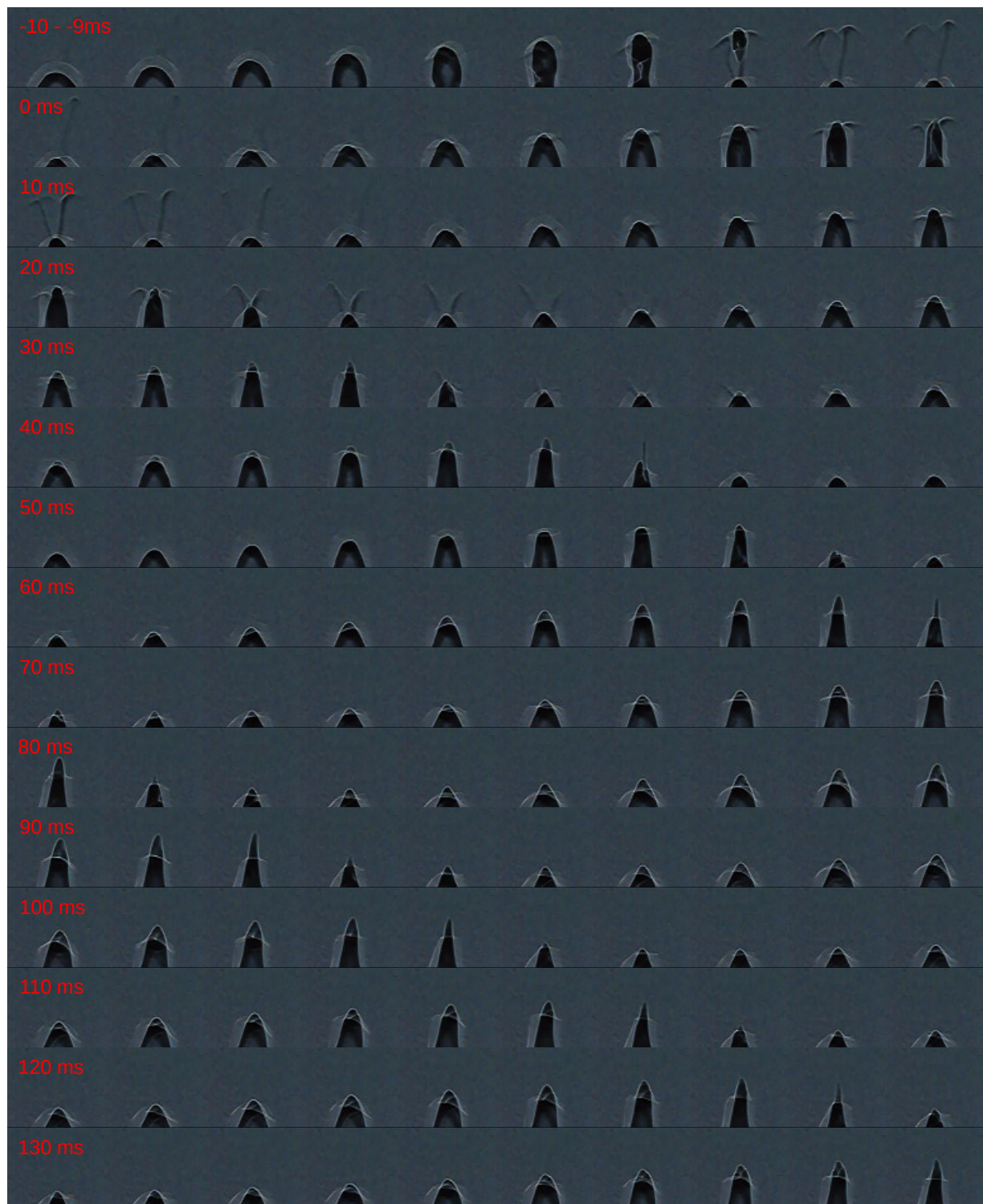


Abbildung 6.3: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen einer, auf Grund des eingeschalteten Phasenreglers, stabilisierender Flamme.

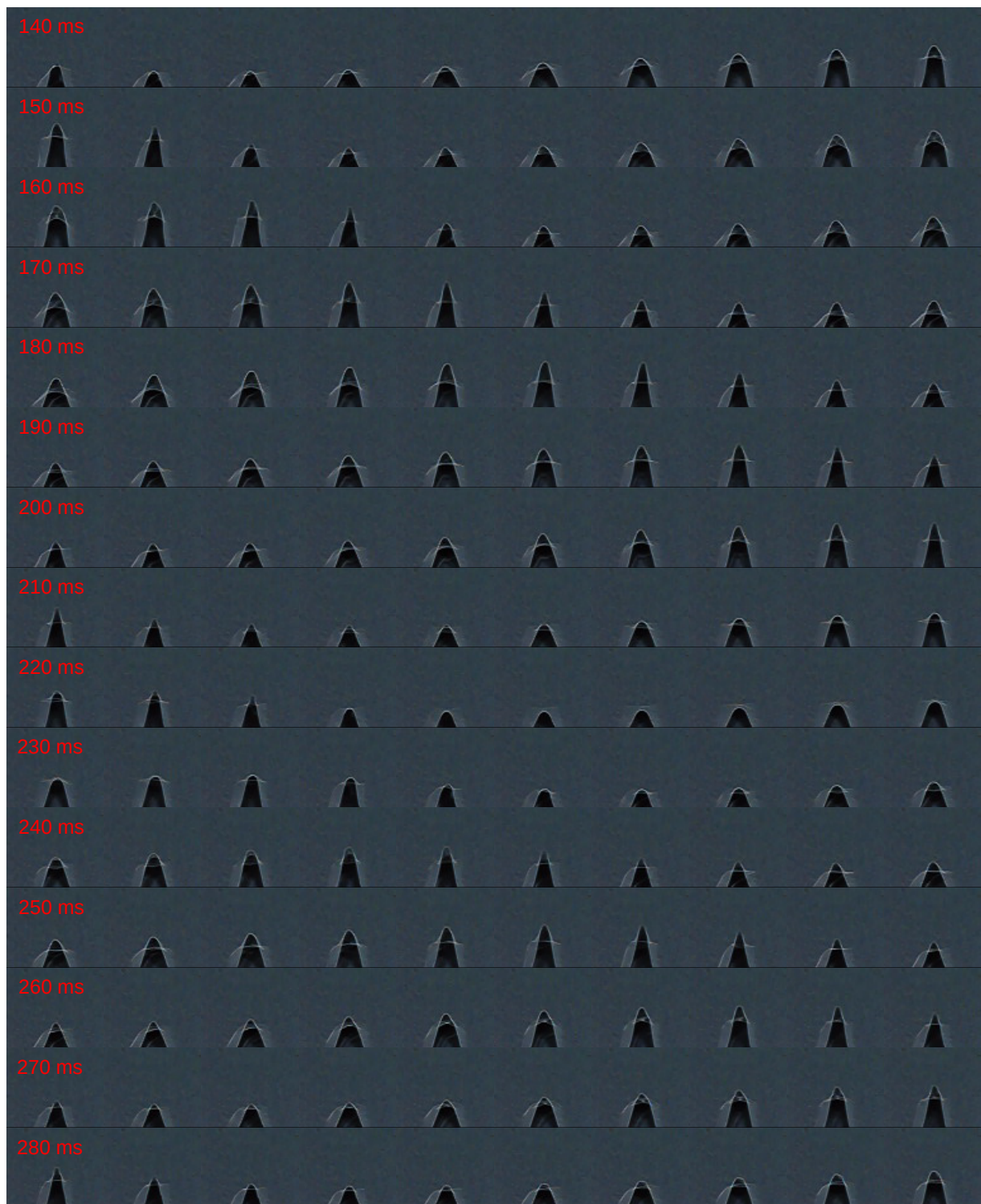


Abbildung 6.4: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen einer, auf Grund des eingeschalteten Phasenreglers, stabilisierender Flamme.

höhenoszillation langsam aber stetig. Pro Abbildung sind 150 ms abgebildet, so dass nach 300 ms die Flamme weitestgehend stabil ist (Der restliche Verlauf bis zur vollständigen Stabilisation, ca. 200 ms, ist nicht dargestellt). Im Gegensatz zu den ansonsten durchgeführten phasenaufgelösten Messungen konnte so die Auswirkung einer aktiven Regelung auf die Flamme verfolgt werden.

6.3 Farbschlieren von Flammen

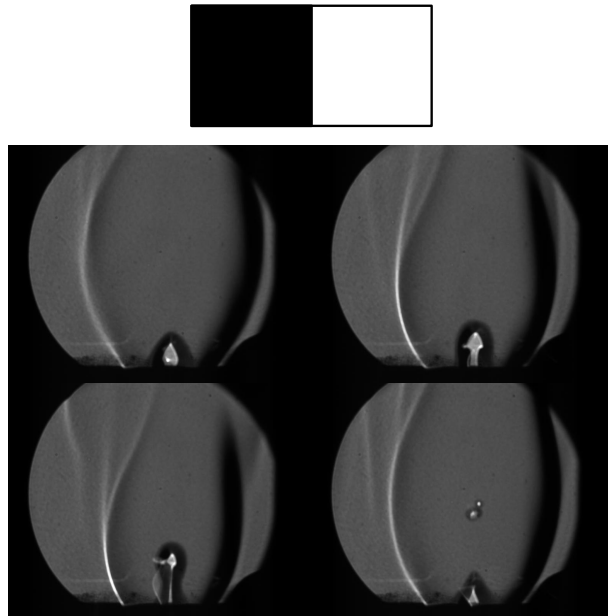


Abbildung 6.5: Schlierenaufnahmen mit einem Kantenfilter.

Als Farbschlierenbilder werden alle Schlierenaufnahmen bezeichnet, die anstelle eines Kantenfilters Farbfilter benutzen. Da von vielen Menschen auch Schwarz und Weiß als Farben angesehen werden, kann dementsprechend auch ein Schwarz/Weiß (bzw. durchsichtiger) Filter verwendet werden. Ein solcher Filter samt Beispielbildern ist in Abbildung 6.5 abgebildet. Wie zu erwarten sind die Bilder mit normalen, d.h. mit Kantenfilter durchgeführten, Schlierenaufnahmen vergleichbar. Dennoch werden i.d.R. Kantenfilter eingesetzt, da der Kontrast zwischen Schwarz und Weiß bei einer scharfen Kante deutlich schärfer ist wie bei einem solchen Dia. Mit einem Kantenfilter als Schlierenfilter können daher größere

Sensitivitäten erreicht werden. Weiterhin ist der im „Farb“-Filter durchsichtige Bereich nicht komplett transparent, wodurch das „Farb“-Schlierenbild verfälscht werden kann.

Vor diesem Hintergrund werden Schlierenaufnahmen mit einem Regenbogenfilter durchgeführt. Der Filter und Beispielbilder sind in Abbildung 6.6 a) gezeigt. Der Filter wird so platziert, dass seine Mitte (Hue = 180°) im Fokuspunkt liegt. Alle Strahlen, die sonst von der Schlierenkante geblockt würden, gelangen nun farbig auf den Kamerachip (Hue zwischen 0 und 180°). Dadurch ist es möglich, für jede Schliere abzuschätzen wie stark sie ist, d.h. wie groß der zu Grunde liegende Brechungsindexgradient ist. Während in Abbildung 6.5 die verschiedenen Schlieren (Flamme und Abgas) einen ähnlichen Kontrast haben, wird in Abbildung 6.6 der Unterschied in der Schlierenstärke durch den farblichen Kontrast hervorgehoben.

Im Falle des Regenbogenfilters entspricht der Hintergrund des Bildes dem Farbton in der Fokusebene des Schlierenaufbaus. Soll ein andersfarbiger Hintergrund, z.B. Weiß, erhalten werden, lässt sich ein Regenbogenfilter mit durchsichtiger Mitte fertigen. Hierbei ist aber von großer Wichtigkeit, dass die ausgeschnittene Fläche nicht größer als der Lichtfokus in der Fokusebene ist, da ansonsten Sensitivität verloren geht. In Abbildung 6.6 c) ist ein solcher Filter mit Beispielaufnahmen gezeigt. Eine weitere Änderung zum Regenbogenfilter ist zudem, dass er symmetrisch aufgebaut ist. Die runde Symmetrie hat allerdings den Nachteil, dass beide Richtungen des Brechungsindexgradienten, d.h. dn/dx und dn/dy , gleichzeitig erfasst werden und damit eine Rekonstruktion des Brechungsindexfeldes nicht möglich ist.

Der Hintergrund kann dabei durch die Wahl der Mittelpunktssfarbe frei gewählt werden. In Abbildung 6.6 d) ist z.B. das Ergebnis eines Filters mit schwarzer Mitte dargestellt. Wie in der Dunkelfeldmikroskopie gelangen dann nur abgelenkte Strahlen auf den Kamerachip. Dies hat zur Folge, dass der Kamerachip nicht so schnell überbelichtet wird, daher länger integriert werden kann, und somit auch sehr geringe Brechungsindexgradienten sichtbar gemacht werden können.

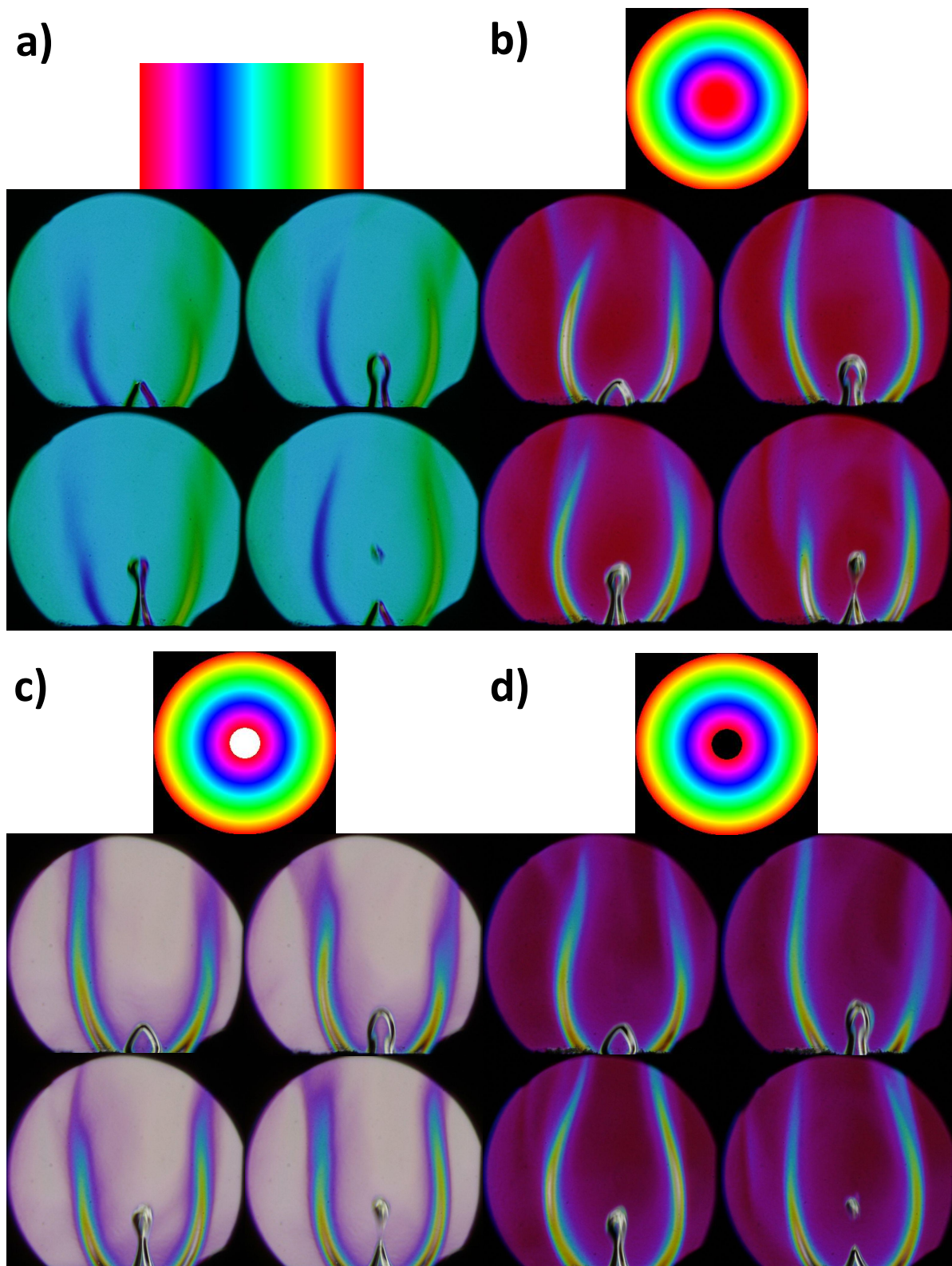


Abbildung 6.6: Schlierenaufnahmen mit einem Regenbogenfilter (a), rundem Farbfilter mit roter (Hue = 360°) Mitte (b), rundem Farbfilter mit transparenter Mitte (c), rundem Farbfilter mit schwarzer Mitte (d)

Als weiterer möglicher Farbton bietet sich ein Hue-Wert von 0 bzw. 360° an (Abbildung 6.6 b). Durch diese Farbtonwahl wird ein gleichmäßiger Hintergrund erhalten welcher bei einer Rekonstruktion des Brechungsindexfeldes als Null-Gradient erkannt wird. Daher eignet sich ein solcher Filter insbesondere bei der quantitativen Analyse des Schlierenbildes.

6.4 Schlierenfotografieaufnahmen eines akustisch angeregten Gasstroms

Schlierenfotografie ist in der Lage Brechungsindexgradienten zu detektieren. Die Ursache dieses Gradienten ist dabei unerheblich, jedoch werden i.d.R. Druck- oder Temperaturunterschiede als Ursache des Brechungsindexgradienten ausgenutzt. Bei den hier vorgestellten Ergebnissen wird ein Helium/Luft-Strom (17 %Vol. He) genutzt, welcher in eine reine Luftatmosphäre strömt. Da Helium einen geringeren Brechungsindex als Luft besitzt, ergibt sich ein Gradient zwischen dem ausströmenden He/Luft-Strom und der Umgebungsluft. Durch Vermischung des austretenden He/Luft-Stroms mit zunehmendem Abstand vom Austrittsspalt wird der Brechungsindexgradient immer geringer, bis die gesamte Brennkammer mit He/Luft-Gemisch gefüllt ist und kein Gradient mehr beobachtet werden kann. Daher ist es wichtig, zwischen den einzelnen Messreihen³ die Brennkammer mit reiner Luft zu spülen. Alle weiteren Bedingungen sind identisch mit denen der bisher diskutierten Flammen (siehe Kapitel 5⁴). Zunächst wird die Auswirkung einer unterschiedlich starken akustischen Anregung (1,5 bis 32,3 Pa Kaltgasdruckschwankung am Schlitzausgang) mit 90 Hz auf einen He/Luft-Gasstrom mit einem Gesamtfluss von 12 slm⁵ untersucht. Darauf aufbauend wird diskutiert, welchen Einfluss die Flussgeschwindigkeit auf die, den Gasstrom durchlaufende, Druckwelle hat. Anschließend wird der Einfluss der Frequenz genauer untersucht. Basierend auf diesen Ergebnissen wird ein Vergleich mit

³Die Dauer einer hier wiedergegebenen Messreihe mit 18 Punkten pro Oszillationszyklus dauert ca. eine Minute.

⁴Siehe die Diskussion der Chemilumineszenzaufnahmen. Insbesondere die gezielt akustisch angeregten Flammen sind hierbei von Interesse.

⁵Entspricht 2 slm Helium und 10 slm Luft.

Schatten- und Chemilumineszenzaufnahmen vorgenommen, um das Flammenverhalten mit dem akustisch angeregten Gasstrom in Verbindung zu bringen.

In Abbildung 6.7 sind Schlierenaufnahmen eines mit 90 Hz akustisch angeregten Gasstroms abgebildet. Die Kaltgasdruckamplitude erhöht sich von links nach rechts von 1,5 auf 32,3 Pa, während von oben nach unten der Phasenwinkel im Oszillationszyklus in 60° Schritten ansteigt. Bei der Anregung mit 1,5 Pa Kaltgasdruckamplitude ist im Gasstrom kein Einfluss der Druckschwankung erkennbar⁶. Dagegen ist gut die Abnahme des Brechungsindexgradienten jeweils zu den Seiten, d.h. zur umgebenden Luft, hin erkennbar. Auch die Vermischung des austretenden He/Luft-Stroms mit der umgebenden Luft ist daran erkennbar, dass der Gradient am Schlitzausgang (jeweils unten in der Mitte des Bildes) deutlich stärker ausgeprägt ist, als im oberen Teil des Bildes. Wird die Druckschwankungsamplitude gesteigert, so wird dem Gasstrom eine Form aufgeprägt die zunächst an eine Pfeilspitze erinnert und bei höheren Amplituden in eine Pikform übergeht. Werden zunächst nur die Bilder bei 0° Phasenwinkel betrachtet, fällt auf, dass mit zunehmender Amplitude der Gasstrom am Schlitzausgang breiter wird und zudem am Schlitzausgang Verwirbelungen mit der Umgebungsluft entstehen, so dass ein zusätzlicher Brechungsindexgradient erkennbar ist. Wird jeweils der Verlauf während eines Oszillationszyklus betrachtet (von oben nach unten), so lässt sich gut erkennen, wie sich die Druckwelle zusammen mit dem Gasstrom nach oben bewegt. Bei hohen Anregungsstärken, z.B. 32,3 Pa, lässt sich zudem erkennen, wie der bei 0° zunächst breite und verwirbelte Gasstrom im Verlauf des Oszillationszyklusses wieder etwas schmaler wird und die Wirbel verschwinden.

Wird anstelle der Amplitude die Flussgeschwindigkeit erhöht, so wird deutlich, dass die vertikale Ausdehnung einer Druckwelle in dem Gasstrom durch dessen Flussgeschwindigkeit bestimmt wird. So nimmt die vertikale Ausdehnung in Abbildung 6.8 linear mit der Flussgeschwindigkeit zu. Gleichzeitig wird die Druckwelle auch horizontal weiter ausgedehnt. Dies ist dadurch zu erklären, dass pro Zeiteinheit mit zunehmender Flussge-

⁶Die schwarzen Punkte an der selben Stelle in den Bildern sind auf defekte Pixel zurückzuführen.

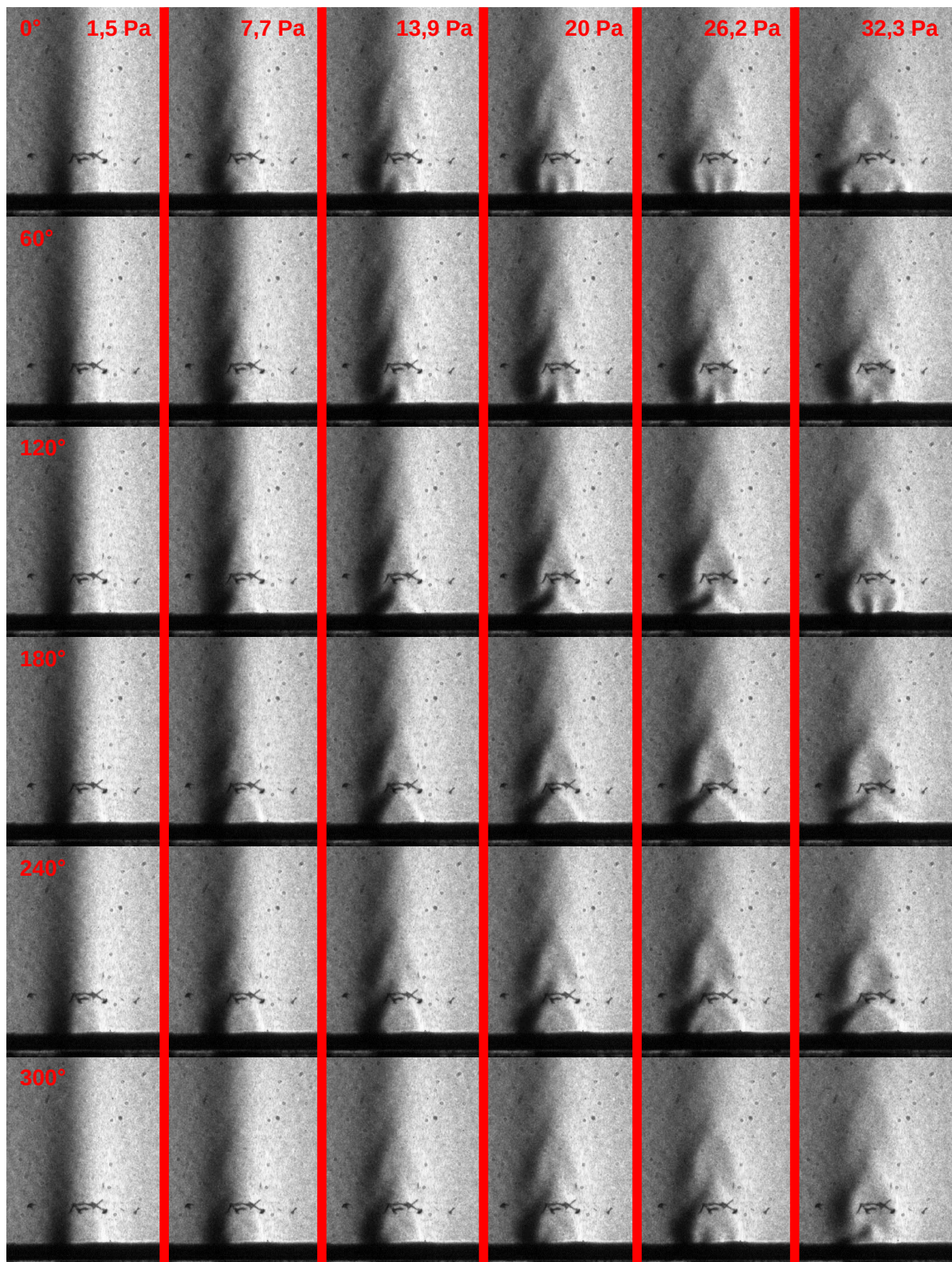


Abbildung 6.7: Schlierenaufnahmen eines mit 90 Hz und unterschiedlicher Amplitude akustisch angeregten He/Luft-Gasstroms (He = 16 v%) mit 12 slm Gesamtfluss.

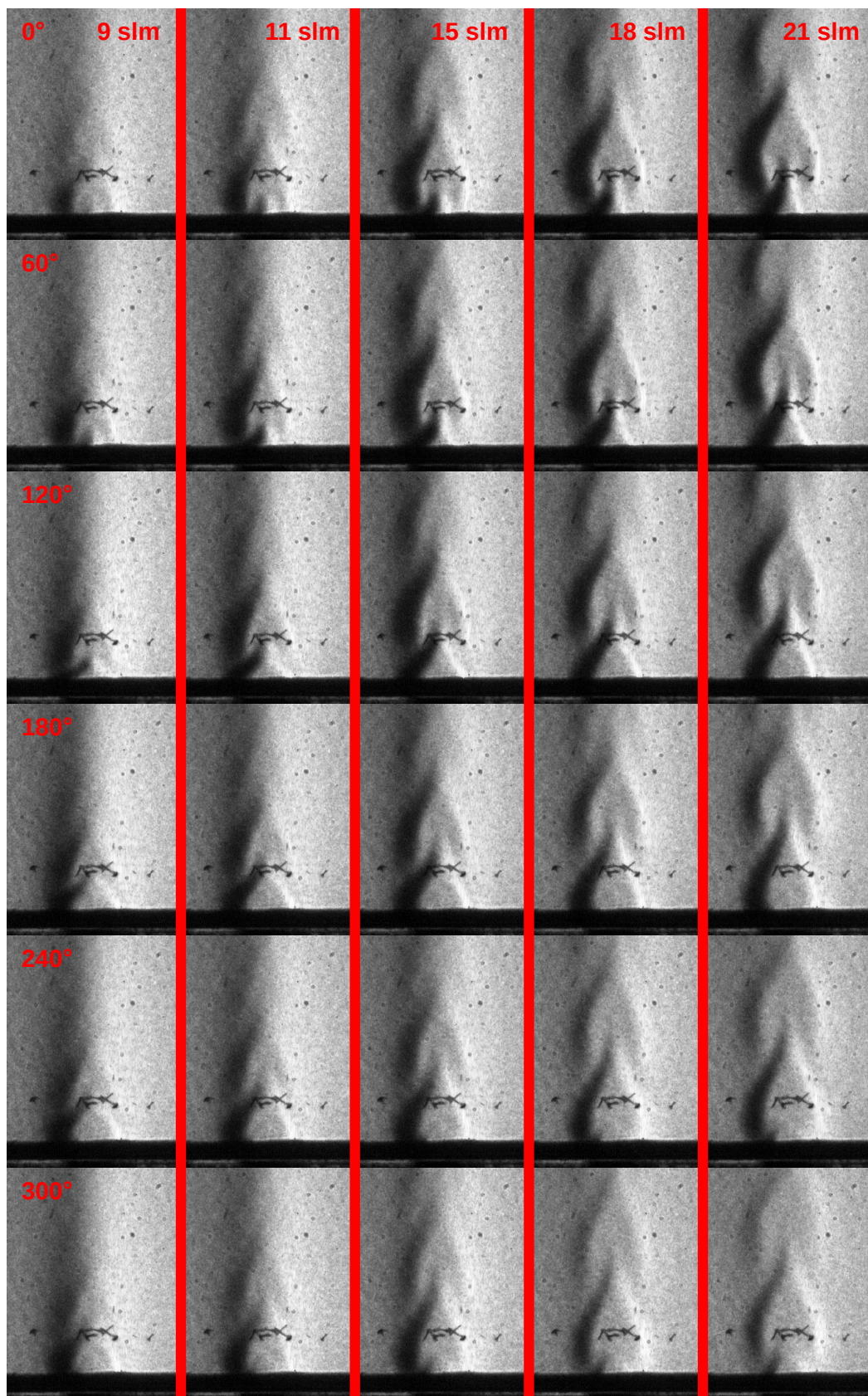


Abbildung 6.8: Schlierenaufnahmen eines mit 90 Hz und 13,9 Pa angeregten He/Luft-Gasstroms mit unterschiedlicher Flussgeschwindigkeit.

schwindigkeit immer mehr Material durch den Schlitz gepresst wird, welches sich dann am Schlitzausgang in alle Richtungen entspannen kann. Die schon in Abbildung 6.7 bei hohen Anregungsamplituden erkennbaren Verwirbelungen lassen sich bei hohen Flussgeschwindigkeiten, trotz niedriger Druckamplitude, noch besser erkennen.

Als letzter freier Parameter verbleibt die Variation der Anregungsfrequenz. Diese wurde bei gleichbleibendem He/Luft-Strom (12 slm) und gleichbleibender nominelle an den Lautsprecher angelegten Signalamplitude in 20 Hz Schritten von 30 auf 130 Hz erhöht. Die sich ändernde Wellenlänge ist sehr gut in Abbildung 6.9 erkennbar. So wird die vertikale Ausdehnung der sichtbaren Druckwelle zu höheren Frequenzen hin immer kleiner. Weiterhin lässt sich insbesondere zwischen 30 und 70 Hz eine deutliche Abnahme der horizontalen Ausdehnung der Druckwelle beobachten.

Von besonderem Interesse ist nun der Vergleich der unterschiedlichen Messtechniken unter ansonsten identischen Bedingungen. In Abbildung 6.10 sind Schattenfotografieaufnahmen einer angeregten Flamme, Chemilumineszenzaufnahmen der gleichen Flamme und Schattenfotografieaufnahmen des akustisch angeregten Luftstroms gegenübergestellt⁷. Die stabile Flamme wurde mit 13,9 Pa Kaltdruckamplitude angeregt. Da die Flamme jedoch die eingehende Druckwelle verstärkt (siehe Kaitel 5), sind zusätzlich Schattenfotografieaufnahmen mit 32,3 Pa Amplitude abgebildet. Zunächst fällt die hervorragende Übereinstimmung der Schattenfotografieaufnahmen mit den Chemilumineszenzaufnahmen auf. Beide geben die Flammenform gleich gut wieder, auch wenn die zu Grunde liegende Information (Wärmefreisetzung gegen Temperaturgradient) unterschiedlich ist. Werden diese Aufnahmen mit den Aufnahmen des akustisch angeregten Gasstroms verglichen, so fällt auf dass sie zwar mit viel Phantasie miteinander korreliert werden könnten, sich jedoch eine bessere Übereinstimmung ergeben würden, wenn die Aufnahmen um ca. 180° zueinander verschoben würden. Dies ist verwunderlich, da schließlich beide Aufnahmen auf den ansteigenden Nulldurchgang des zur Anregung genutzten Lautsprechersignals getriggert worden sind.

⁷Die Belichtungszeit beträgt sowohl bei den Chemilumineszenz- als auch den Schattenfotografieaufnahmen 10 μ s. Während es sich bei den Schattenfotografieaufnahmen aber um Einzelaufnahmen handelt, stellen die Chemilumineszenzbilder die Summe über 250 phasengelockte Aufnahmen dar.

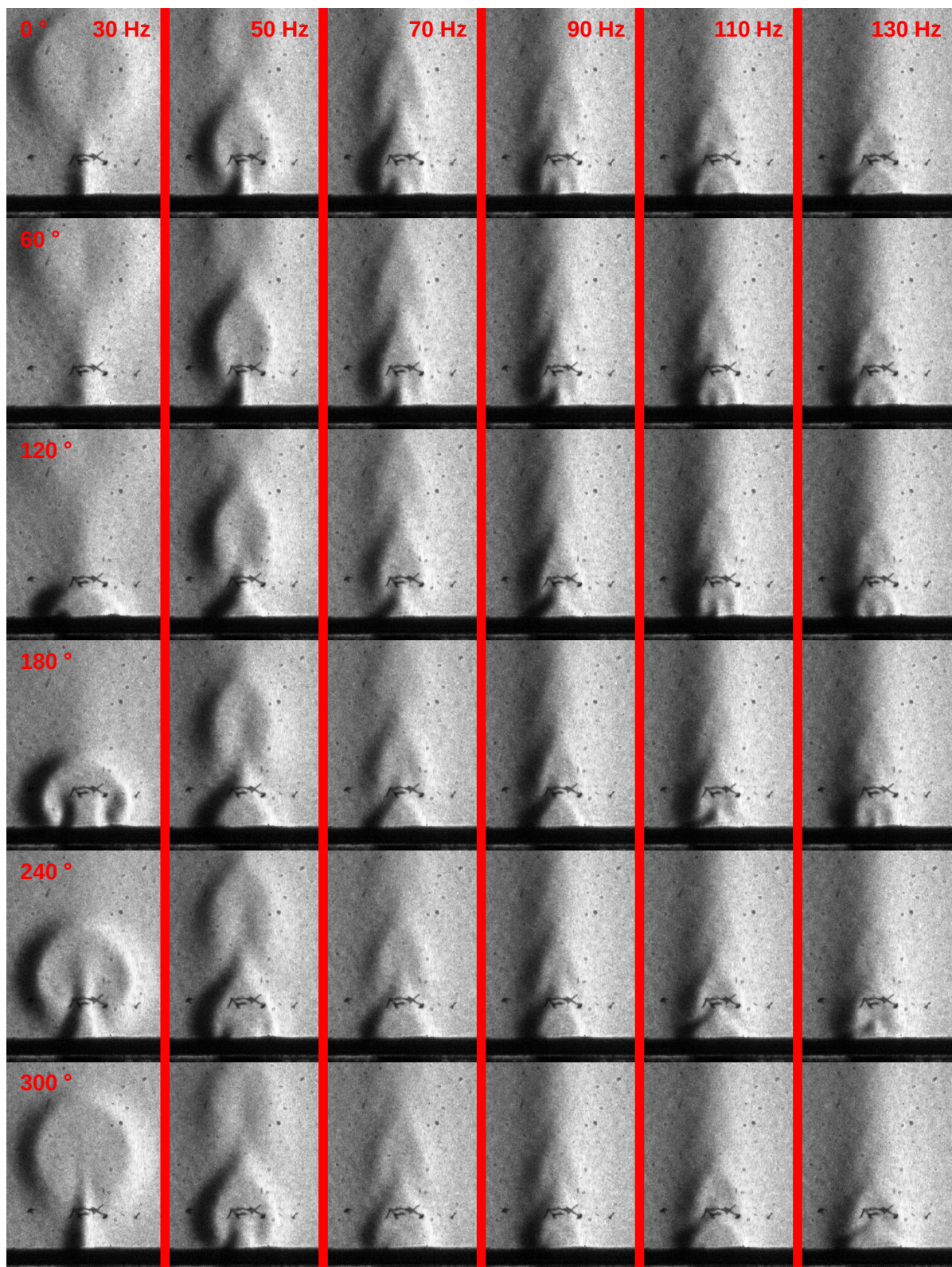


Abbildung 6.9: Phasenaufgelöste Schlierenaufnahmen eines mit verschiedenen Frequenzen akustisch angeregten He/Luft-Gasstroms (He/Luft = 16 v%) bei nominell gleicher an den Lautsprecher angelegten Signalamplitude.

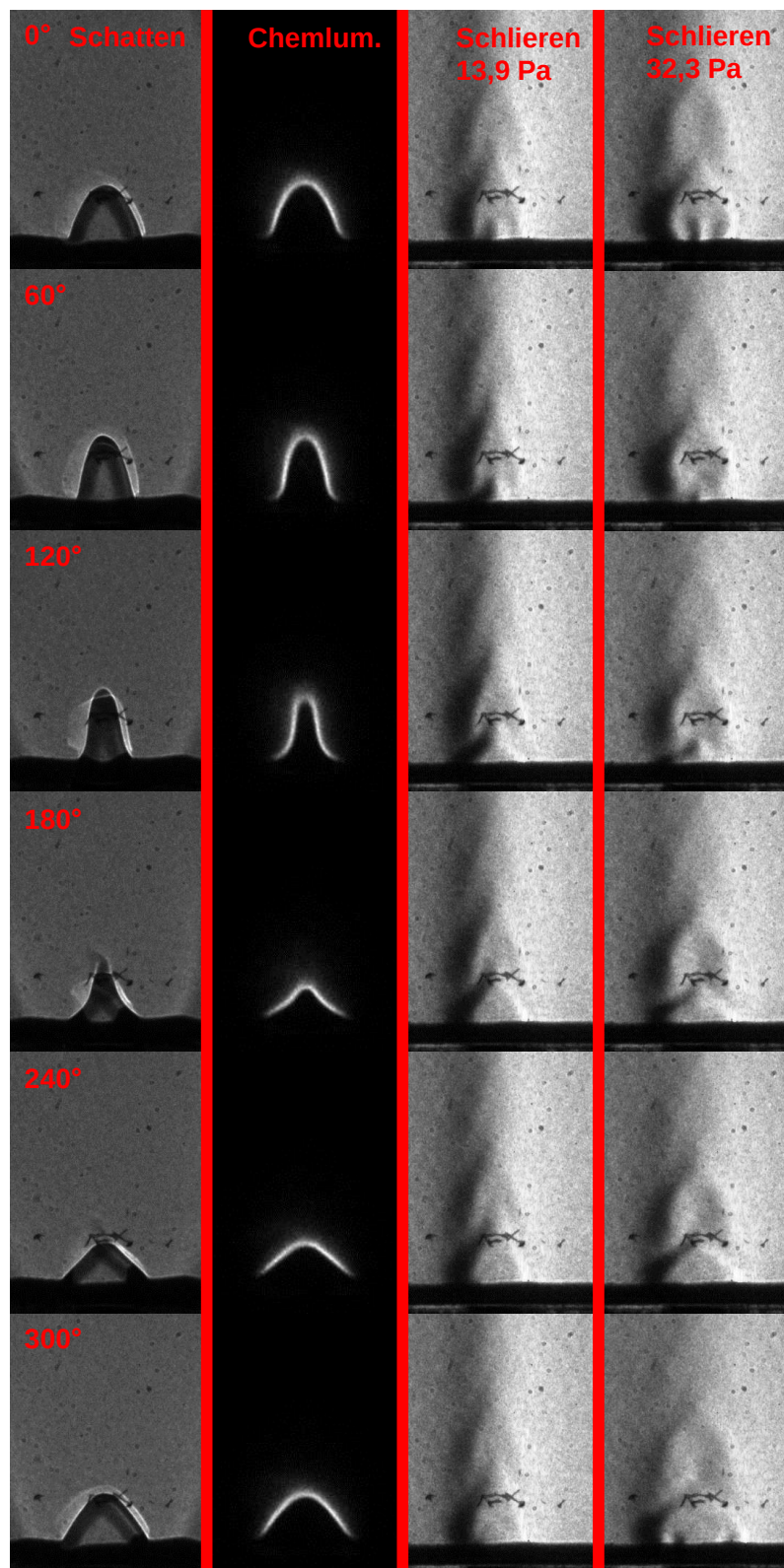
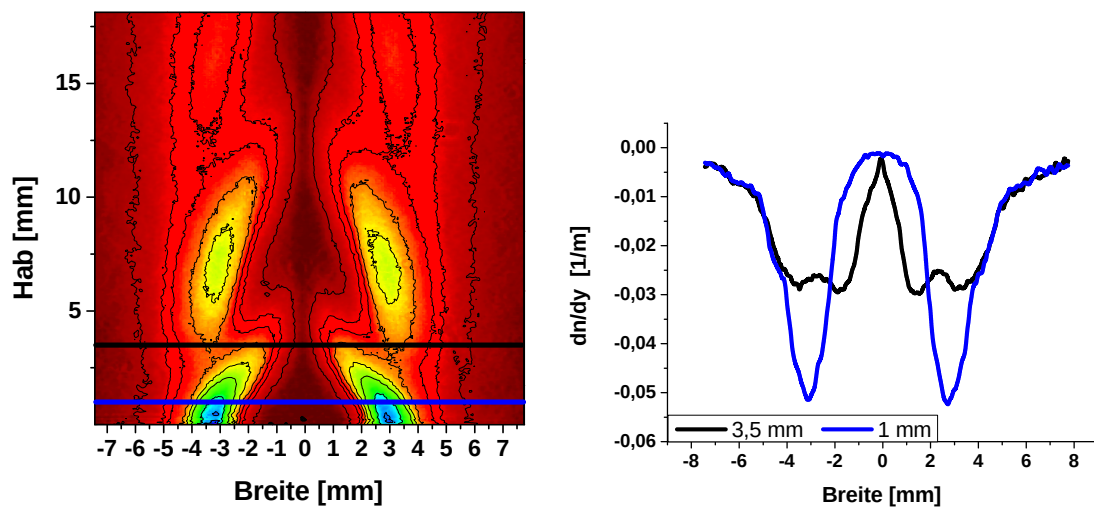


Abbildung 6.10: Vergleich von Schattenfotografie- und Chemilumineszenzaufnahmen einer mit 13,9 Pa angeregten Flamme und Schlierenfotografieaufnahmen eines He/Luft-Gasstroms.

6.5 Quantitative Farbschlieren eines akustisch angeregten Gasstroms

In Abschnitt 4.6.3 wurde bereits die Integration von Farbschlierenaufnahmen vorgestellt. Diese Methode wird nun hier angewendet, um absolute Molenbrüche zu erhalten. Anstelle von Abschätzungen ist hiermit ein quantitativer Vergleich der Gasstromoszillation mit der Flammenoszillation möglich.

6.5.1 Horizontale Farbschlieren



(a) Konturplot des Brechungsindexgradienten in Abhängigkeit der Höhe über dem Brenner (Hab) und der Breite.

(b) Ausgewählte horizontale Pixelzeilen zur Verdeutlichung des Brechungsindexgradientenverlaufs in Abhängigkeit der Breite.

Abbildung 6.11

Wie in Abschnitt 4.6.3 beschrieben, kann aus einem Farbschlierenbild das zu Grund liegende Brechungsindexgradientenfeld berechnet werden. Ein so berechnetes Gradientenfeld ist in Abbildung 6.11 abgebildet. Da der Brechungsindexgradient proportional zum Farbton ist, entspricht die Form gleichzeitig der Strahlauslenkung und dem Auslenkungswinkel. Bei 1 mm (blau) und 3,5 mm (schwarz) über dem Brenner werden horizontale Profile gezogen um den Brechungsindexgradientenverlauf genauer zu betrachten. Bei einer Höhe von 1 mm über dem Brenner wird ein klar definierter, monotoner Abfall des Gradienten gefunden, welcher zugleich symmetrisch zur Brennermitte ist. Dies deutet darauf hin, dass der Brechungsindex monoton zur Brennermitte hin abfällt und so eine Integration einfach möglich ist. Wird dagegen der Gradientenverlauf bei 3,5 mm über dem Brenner betrachtet, so fallen lokale Maxima bei $\pm 2,5$ mm Breite auf. An dieser Stelle erscheint es im Konturplot so, als ob sich das von unten nachströmende Gas in das obere Gaspaket hineinschieben würde. Eine mögliche Erklärung ist, dass es an dieser Stelle eine Strömung gibt, welche Gas von Außen in die Mitte des angeregten Gassstroms trägt. Eine Integration des Brechungsindexgradientenverlaufs an dieser Höhe ist daher nur eingeschränkt möglich, da das Vorzeichen des Gradienten nicht eindeutig bestimmt ist.

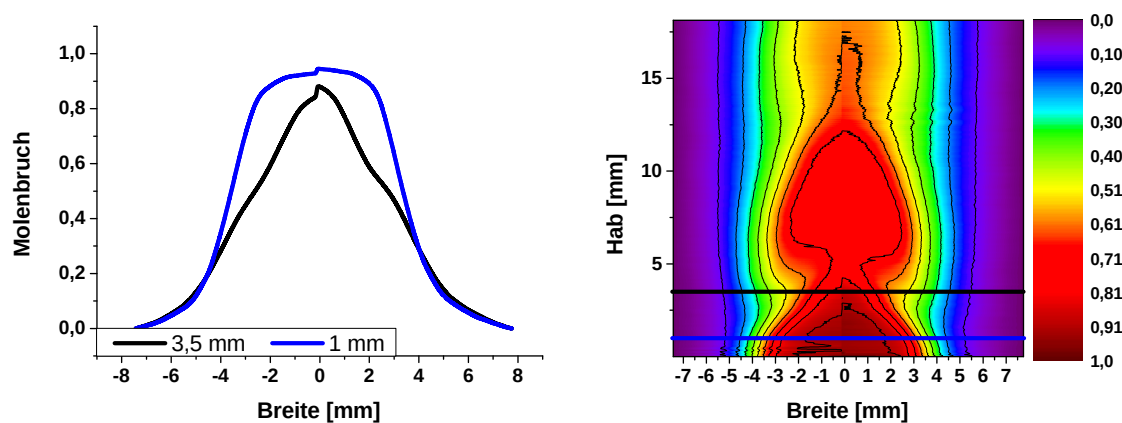


Abbildung 6.12: Die integrierten Profile des Brechungsindexgradienten aus Abbildung 6.11 (links) und das komplette Molenbruchfeld im Konturplot (rechts).

In Abbildung 6.12 sind die integrierten Molenbruchprofile⁸ gezeigt (links). Ein Molenbruch von 0 bedeutet das Vorliegen von reiner Luft, während ein Molenbruch von 1 für das unverdünnte He/Luft-Gemisch steht. Bei einer Höhe von 1 mm über dem Brenner lässt sich bei ± 4 mm Breite ein scharfer Anstieg im Molenbruch beobachten, welcher bei etwa ± 2 mm in ein Plateau übergeht. Dieses Plateau erreicht an seiner höchsten Stelle einen Molenbruch von 0,98 und stimmt damit sehr gut mit dem erwarteten Molenbruch von 1 überein. Bei einer Höhe von 3,5 mm über dem Brenner wird dagegen ein vergleichsweise langsamer Anstieg des Molenbruchs zur Brennermitte hin gefunden. Die in den Gradientenprofilen sichtbaren lokalen Maxima sind auch hier bei $\pm 2,5$ mm Breite als Schultern im Anstieg erkennbar. Als Maximum wird in der Brennermitte ein Molenbruch von 0,9 gefunden. Da bereits die These aufgestellt wurde, dass dort eine Strömung Luft von Außen in die Mitte des Gasstroms hineinführt, ist diese Abnahme im maximalen Molenbruch auch so zu erwarten. Weiterhin fällt auf, dass der Gasstrom an dieser Stelle keinerlei Plateau, wie noch bei einer Höhe von 1 mm, aufweist. Dies deckt sich gut mit dem Eindruck aus dem Gradientenkonturplot (Abbildung 6.11, links), dass dort der nachströmende Gasstrom „eingeschnürt“ wird. Generell fällt in beiden Profilen eine leichte Abweichung bei der Integration von links und rechts von bis zu 4 % auf. Dies kann zum einen daran liegen, dass die Berechnung des Gradientenfeldes bei größeren Abständen von der Mitte starten müsste, einem nicht perfekt ausgerichteten Filter oder am allgemeinem Rauschen (gerade bei der Konvertierung vom RGB zum Hue Wert in Verbindung mit der geringen 8 bit Auflösung der Kamera). Wird die Integration des Gradientenfeldes für alle Höhen durchgeführt, so wird das in Abbildung 6.12 gezeigte Molenbruchfeld erhalten. Zu erkennen ist, dass der Gasstrom annähernd gleich breit bleibt⁹ und die Gaspakete tatsächlich in fast Pik-förmiger Gestalt (z.B. gut bei einer Höhe zwischen 5 und 13 mm zu sehen) aufsteigen.

⁸Zunächst wird eigentlich das Brechungsindexfeld berechnet. Da die Brechungsindices der reinen Luft (an den Seiten) und dem nachströmendem He/Luft Gemisch bekannt sind, lässt sich hieraus der Molenbruch berechnen.

⁹Zwar könnte dies an einem zu kleinen Bildausschnitt in horizontaler Richtung liegen, allerdings erreichen die Gradientenwerte am Rand annähernd 0. Daher ist es wahrscheinlicher, dass der Brechungsindexgradient am Rand einfach so klein wird, dass er nicht mehr sensitiv genug detektiert werden kann.

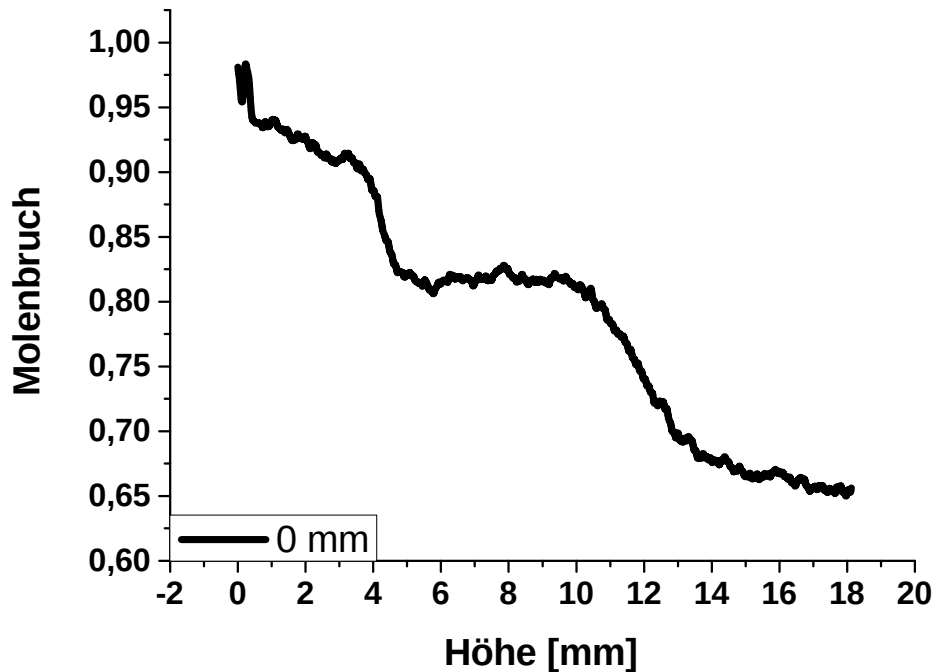


Abbildung 6.13: Vertikales Molenbruchprofil in der Brennermitte.

Wird das 2D-Molenbruchfeld aus Abbildung 6.12 betrachtet, fällt zudem auf, dass der Molenbruch mit zunehmender Höhe abnimmt. Allerdings scheint der Molenbruch in der Mitte zwischen 5 und 15 mm Höhe über dem Brenner konstant zu bleiben. Es wird zwar eine Abnahme des Molenbruchs mit zunehmender Höhe auf Grund der Vermischung der Gase erwartet, jedoch geschieht die Vermischung scheinbar sehr schnell und scheint nicht linear von der Höhe abzuhängen. Um dieser Frage weiter nachzugehen, wird das vertikale Molenbruchprofil in der Brennermitte betrachtet (Abbildung 6.13). Es ist ersichtlich, dass der Molenbruch kontinuierlich von 0,98 auf 0,65 in 18 mm Höhe über dem Brenner abfällt. Allerdings ist dieser Abfall nicht gleichmäßig, sondern weist Stufen auf. Jede dieser Stufen steht für ein Gaspaket bzw. für eine, dem Gasstrom aufgeprägte, Oszillationsperiode. Erstaunlich ist, dass innerhalb eines solchen Gaspakets der Molenbruch konstant bleibt und lediglich dort, wo scheinbar ein Gaspaket in das andere eindringt, ein scharfer Sprung im Molenbruch zu beobachten ist. Dies spricht für die Hypothese, dass dort Umgebungsluft in den Gasstrom hineingebracht wird und so das Gaspaket verdünnt wird.

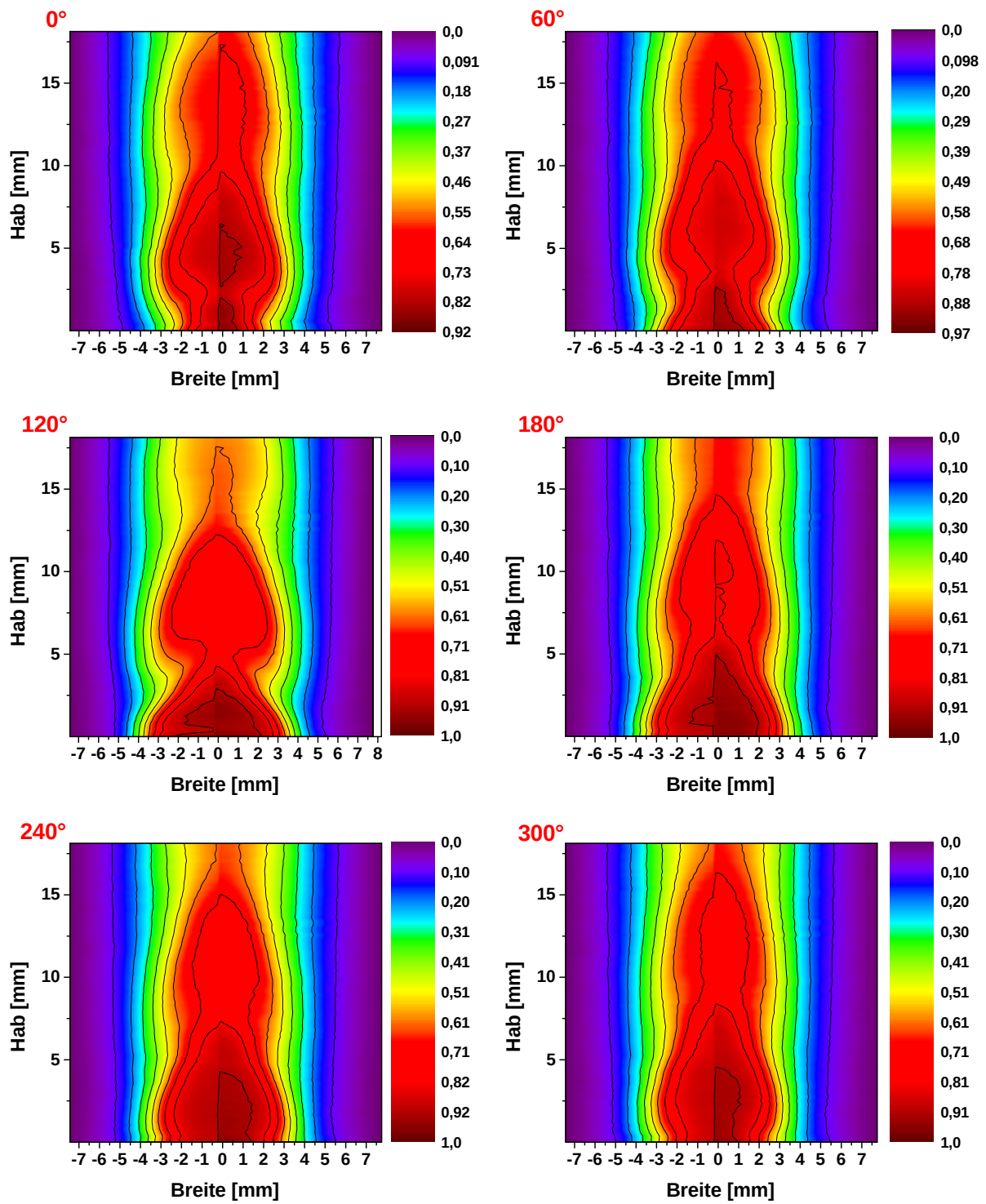


Abbildung 6.14: Phasenaufgelöste Konturplots des integrierten Molenbruchfelds eines mit 90 Hz und 13,8 Pa Amplitude angeregten He/Luft-Stroms.

Von besonderem Interesse sind nun phasenaufgelöste¹⁰ Aufnahmen des angeregten Gasstroms. In Abbildung 6.14 sind die phasenaufgelösten Molenbruchfelder abgebildet. Bei 0° Phasenwinkel (links oben) befindet sich das für diese Diskussion interessante Gaspaket zwischen 2 und 10 mm über dem Brenner. Wird der Phasenwinkel erhöht, steigt dieses Gaspaket immer weiter auf. Bei 120° Phasenwinkel ist die pikförmige Form des Gaspakets am besten zu erkennen. Im weiteren Verlauf wird das Plateau des Gaspakets (rot) immer schmaler, wobei der maximale Molenbruch annähernd konstant bleibt. Um dies näher zu überprüfen, werden vertikale Profile in der Brennermitte gezogen und miteinander verglichen.

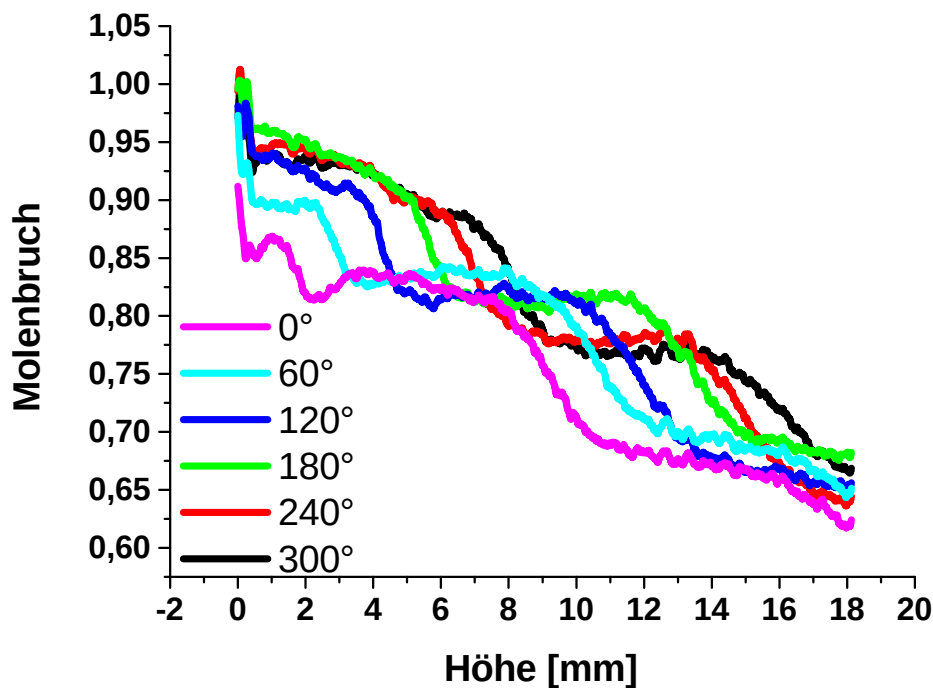


Abbildung 6.15: Vertikale Molenbruchprofile in der Brennermitte für verschiedene Phasenwinkel.

Auch hier lässt sich das Aufsteigen des Gaspakets gut beobachten (Abbildung 6.15). Wird von der 0° Kurve ausgegangen, verschiebt sich die Stufe (Molenbruch ca. 0,75) kontinuierlich weiter zu größeren Höhen hin. Dabei bleibt der Molenbruch jeder Stufe über einen weiten Höhenbereich konstant. Gleichzeitig sinkt mit zunehmendem Phasenwinkel

¹⁰Bezogen auf den ansteigenden Nulldurchgang des Lautsprechersinuses.

die Konzentration in diesem Gaspaket langsam ab. Wie langsam lässt sich allerdings nur schwer quantifizieren, da, wie in den Skalen von Abbildung 6.14 und 6.15 ersichtlich, bei frühen Phasenwinkeln noch nicht der maximale Molenbruch im nachkommenden He/Luft-Strom erreicht wird. Daher würde die Stufe bei niedrigen Phasenwinkeln (0° und 60°) eigentlich bei höheren Molenbrüchen zu finden sein.

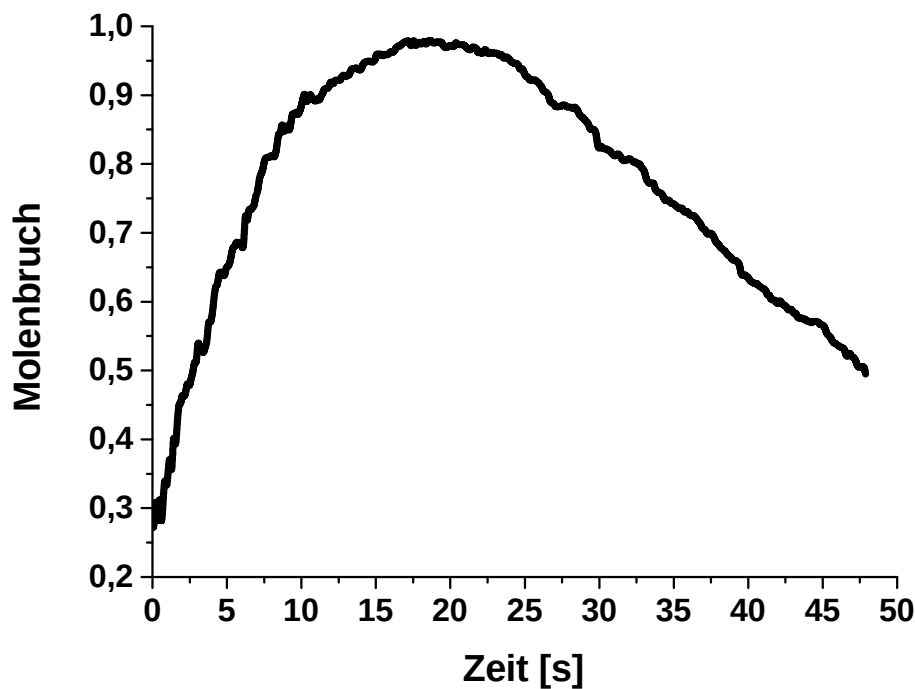


Abbildung 6.16: Molenbruch in der Brennermitte in 0,53 mm Höhe über dem Brenner in Abhängigkeit der Zeit (24 slm Gesamtfluss).

Die über die Aufnahmezeit eines Oszillationszyklusses (ca. 15 s) schwankenden Molenbrüche lassen sich durch zwei Effekte erklären. Zum einen muss das Volumen unterhalb des Flammenhalters mit He/Luft-Gemisch ausgetauscht werden. Auch hier sind Mischungsprozesse zu erwarten, so dass mit zunehmender Zeit der maximale erreichbare Molenbruch ansteigt. Zum anderen vermischt sich das aus dem Flammenhalter strömende He/Luft-Gemisch mit der Umgebungsluft in der Brennkammer, so dass irgendwann die Randbedingung der Integration (reine Luft) nicht mehr gültig ist. In Abbildung 6.16 ist der zeitabhängige Verlauf des maximal erreichbaren Molenbruchs für einen Strom mit 24 slm

Gesamtfluss gezeigt. Zu sehen ist, dass der Austauschprozess unterhalb des Flammenhalters etwa 15 s dauert, da erst dann der Molenbruch sein Maximum erreicht. Nach 25-30 s jedoch wird die Vermischung der Gase oberhalb des Flammenhalters relevant, so dass hier ein kontinuierlicher Abfall des Molenbruchs zu beobachten ist. Daher sind aufeinanderfolgende Messungen bei perfekt gleichen Bedingungen nicht durchführbar¹¹.

Die bereits in Abbildung 6.14 gezeigten Molenbruchfelder des akustisch angeregten Gasstroms lassen sich nun mit den Chemilumineszenzaufnahmen einer akustisch angeregten, aber ansonsten stabilen Flamme vergleichen. Dieser Vergleich wird in Abbildung 6.17 vorgenommen. Abgebildet sind die linke Hälfte des Chemilumineszenzbildes und die rechte Hälfte des Molenbruchfeldes. Die Aufnahmen sind phasen aufgelöst und auf den ansteigenden Nulldurchgang des Lautsprechersignals bezogen. Damit entspricht der Vergleich weitgehend demjenigen, wie er zwischen den Chemilumineszenzaufnahmen und den Schwarz/Weiß-Schlierenaufnahmen in Abbildung 6.10 vorgenommen wurde. Werden zunächst die Chemilumineszenzaufnahmen (linke Hälfte) betrachtet, so schwankt die Flammenbreite an der Flammenhalterbasis zwischen 2 (60-120°) und 4 mm (240-300°). Wird ein Molenbruch (rechte Hälfte) von 0,5 als Breite des Gasstroms definiert, so wird auch hier eine Breite zwischen 2 (0°) und 4 mm (120-180°) gefunden. Allerdings korrespondieren die Phasenlagen, bei denen diese Breite gefunden wird, nicht miteinander. Auch der restliche Vergleich zwischen der Flammenform und dem Gasstrom weist einige Diskrepanzen auf. Beispielsweise erscheint die Flamme bei 0° Phasenwinkel hoch und breit, während der Gasstrom eher schmal ist und auf Höhe der Mitte der Flamme seine minimale Breite aufweist. Bei 120° dagegen weist das Molenbruchfeld des Gasstroms darauf hin, dass gerade große Mengen an Frischgas durch den Schlitz nachgedrückt werden. Die Flamme jedoch brennt zu diesem Zeitpunkt aus, was auf einen Mangel an nachkommendem Frischgas hinweist. Bei 300° verringert sich die Menge des nachströmenden Frischgases bereits, obwohl die Flamme weiterhin größer wird.

¹¹Nach jeder Messung muss die Brennkammer ca. 2 min mit reiner Luft gespült werden bis keinerlei Schlieren mehr sichtbar sind.

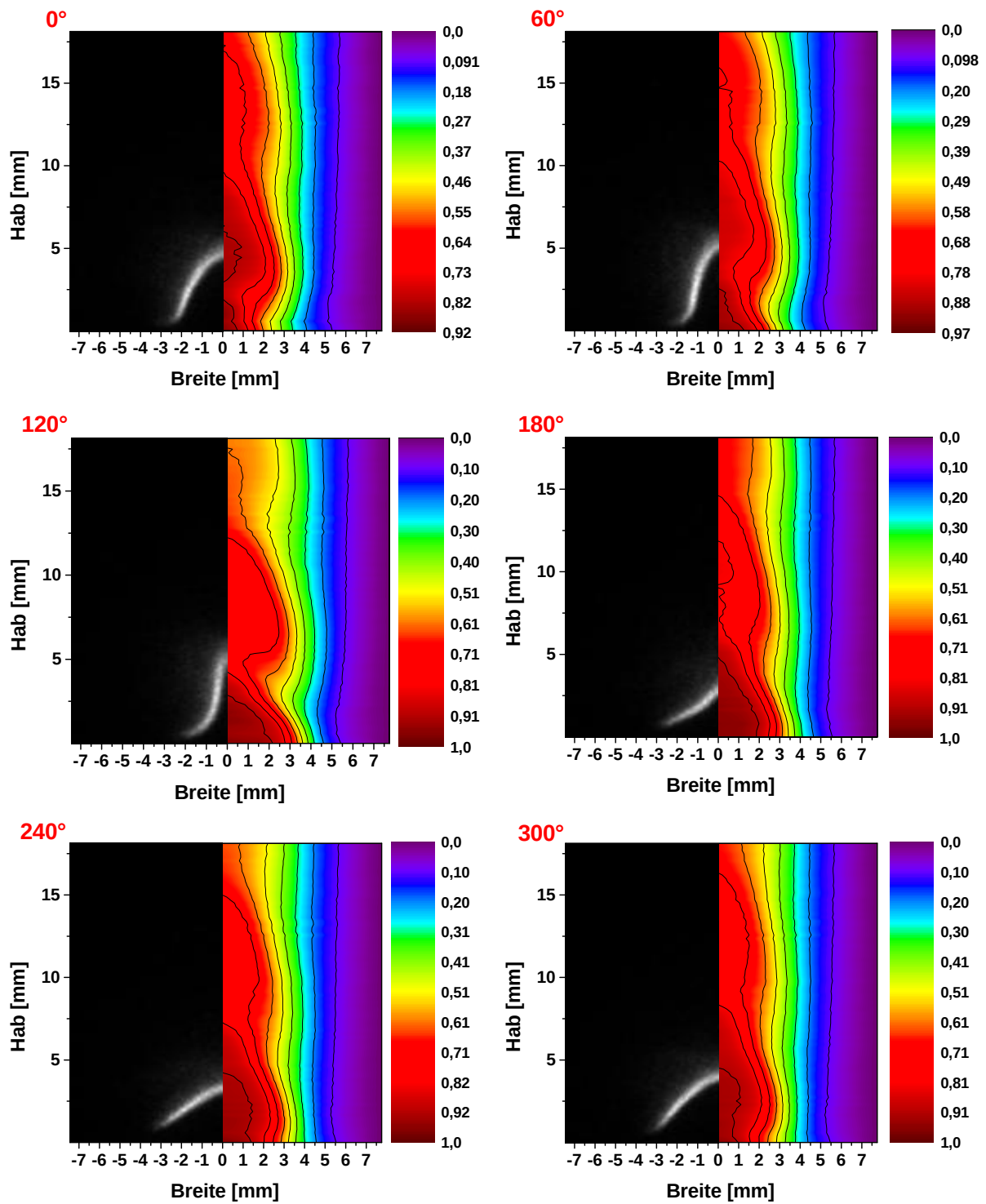


Abbildung 6.17: Vergleich der Chemilumineszenzbilder mit den integrierten Molenbruchfeldern des angeregten Gasstroms.

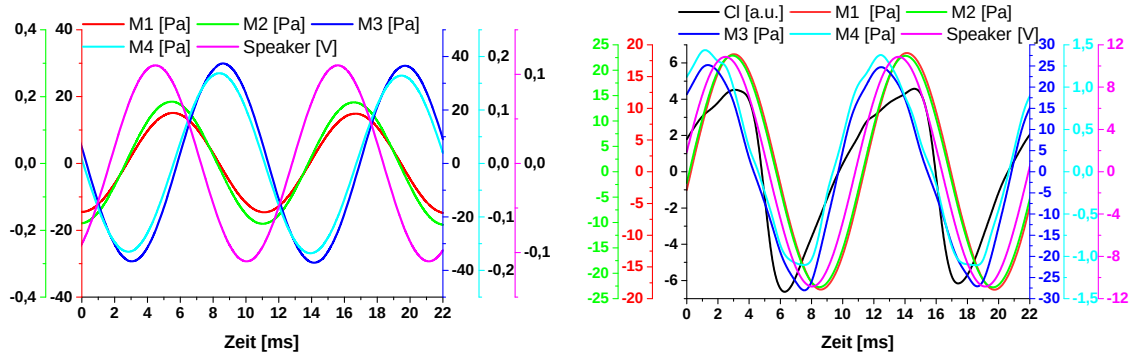


Abbildung 6.18: Aufgezeichnete Signale ohne (links) und mit (rechts) Flamme.

Dieser Unterschied ist zunächst sehr unerwartet, da die Bedingungen unter denen die Aufnahmen durchgeführt wurden identisch sind. Der einzige Unterschied liegt in den verwendeten Gasen bzw. dem Vorhandensein einer Flamme. Wie in Kapitel 5 dargelegt, wird allerdings ein deutlicher Unterschied in der Akustik der Brennkammer mit und ohne Flamme gefunden. In Abbildung 6.18 ist dieser Zusammenhang verdeutlicht. In 6.18 (links) sind die Mikrofonsignale 1-4 und das Lautsprechersignal für den Fall ohne Flamme abgebildet. Zu sehen ist das Lautsprechersignal (türkis) welches sein erstes lokales Maximum bei 4 ms hat. Kurz darauf folgen die Maxima der Mikrofone 1 und 2. 4,2 ms oder 135° Phasenwinkel nach dem Lautsprechersignal folgen die Maxima der Mikrofone 3 und 4. In dem Fall mit Flamme¹² (Abbildung 6.18 rechts) folgen wiederum die Maxima der Mikrofone 1 und 2 kurz hinter dem Maximum des Lautsprechersignals. Die Maxima der Mikrofone 3 und 4 folgen allerdings nun 10 ms (325°) hinter dem des Lautsprechers. Die detaillierte Diskussion für dieses Verhalten findet sich in Kapitel 5. Erwähnt sei nur, dass dieser Phasensprung von annähernd 180° Phasenwinkel eindeutig auf die Existenz der Flamme zurückzuführen ist.

Um diesen Effekt zu berücksichtigen sind in Abbildung 6.19 erneut die Molenbruchfelder abgebildet, diesmal allerdings im Vergleich zu Abbildung 6.17 mit um 180° Phasenwinkel versetzten Chemilumineszenzbildern. Nun befindet sich bei 0° Phasenwinkel die Flamme, welche das kleinste Flammenvolumen innerhalb des Oszillationszyklusses aufweist. Dies

¹² $\phi = 0,75$; Gesamtfluss = 10 slm

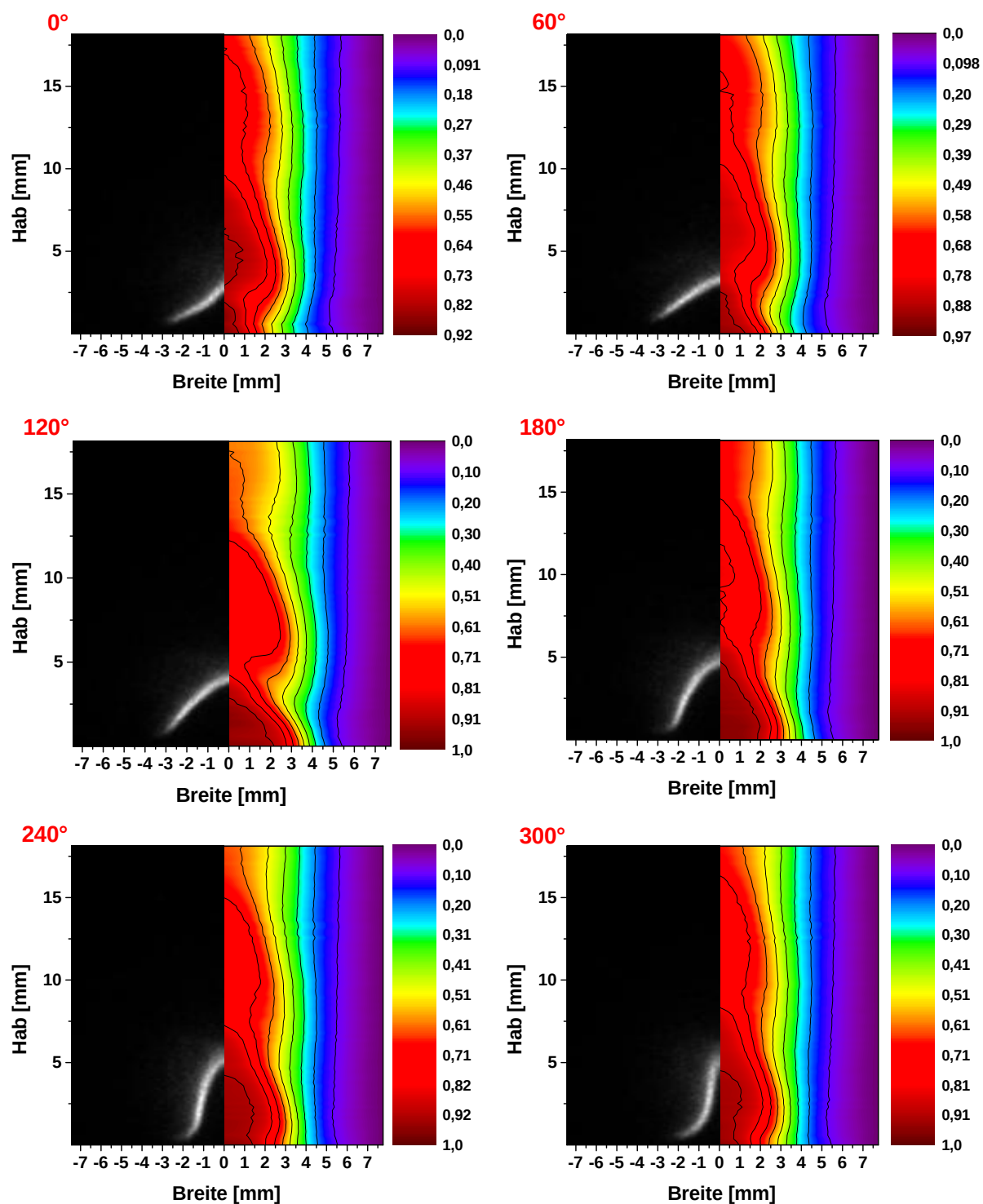


Abbildung 6.19: Molenbruchfelder im Vergleich mit um 180° Phasenwinkel verschobenen Chemilumineszenzbildern.

korrespondiert ausgezeichnet mit der Taille des angeregten Gasstroms. D.h. auf Grund des angeregten Gasstroms würde ebenfalls eine kleine Flamme vermutet werden. Wird die Entwicklung des Molenbruchfeldes bis zu einem Phasenwinkel von 120° weiter verfolgt, so steigt das Gaspaket weiter auf, wobei der Gasstrom zudem breiter wird. In den Chemilumineszenzaufnahmen spiegelt sich das in einer größer und breiter werdenden Flamme wieder. Bei 120° Phasenwinkel wird auch die maximale Flammenbreite an der Flammenhalterbasis von fast 4 mm erreicht. Um in den bei 180° abgebildeten Zustand zu gelangen, muss die Flamme weiter wachsen, wobei die Flammenbreite an der Basis anfängt wieder abzunehmen. Dieses Verhalten wird hervorragend durch den Gasstrom erklärt. Hier ist zu sehen, dass das Gaspaket weiter nach oben steigt und an der Flammenhalterbasis wieder schmaler wird. Bei $240 - 300^\circ$ Phasenwinkel wächst die Flamme nicht mehr weiter, sondern brennt von den Seiten her zur Mitte hin aus. Dies entspricht dem erwarteten Verhalten, da weniger Frischgas nachströmt und daher das bisher ausgetretene und nach oben steigende Frischgas verbrannt wird. Gleichzeitig wird die minimale Breite des Gasstroms an der Flammenhalterbasis erreicht, was wiederum mit der minimalen Flammenbreite dort übereinstimmt¹³. Wie zuvor festgestellt, findet die Druckwellenerzeugung der Flamme zwischen 300° und 0° Phasenwinkel statt. An dieser Stelle befindet sich hier die maximale Breite des Gasstroms, so dass die Flamme in diesem Moment einen Teil ihrer Energie der durchlaufenden Druckwelle hinzufügen kann.

6.5.2 Vertikale Farbschlieren

In Schlierenaufnahmen wird, je nach Ausrichtung des verwendeten Filters, immer nur eine Komponente (horizontal oder vertikal) des Brechungsindexgradientenfeldes erfasst. Bei der Detektion von horizontalen (Farb-) Schlieren wird der Filter so platziert, dass der

¹³Interessanterweise stimmt die Konturlinie im Molenbruchfeld zwischen Dunkelrot und rot fast perfekt mit dem Chemilumineszenzverlauf überein. Auch wenn die rein wissenschaftliche Aussagekraft gering ist, so ist diese Übereinstimmung doch zumindest sehr faszinierend und unterstreicht die Qualität der integrierten Farbschlierenaufnahmen.

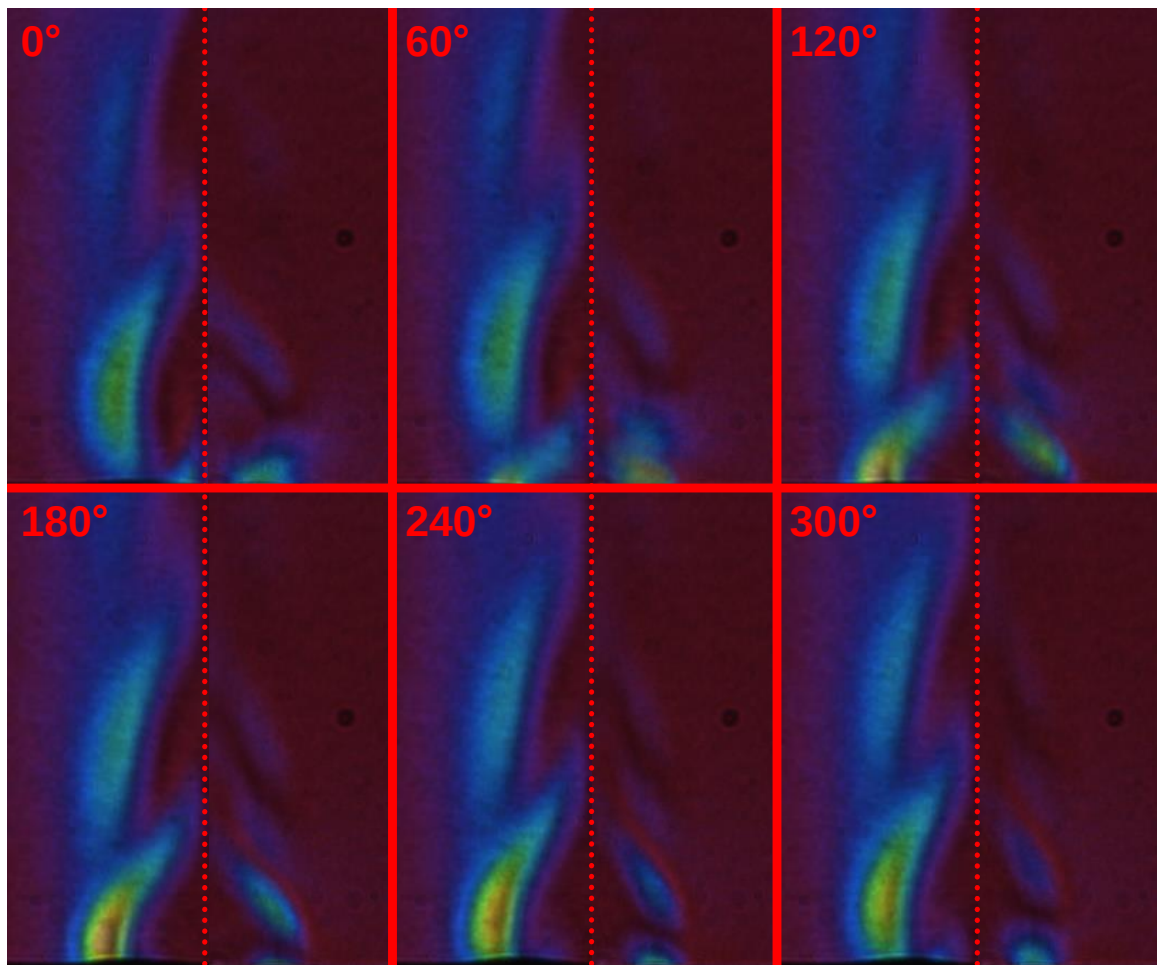


Abbildung 6.20: Phasenaufgelöste Farbschlierenaufnahmen eines He/Luft-Stroms im Vergleich. Jeweils links sind die horizontalen Schlieren abgebildet, während rechts die vertikalen Schlieren zu finden sind.

Farbverlauf sich in horizontaler Richtung erstreckt. Bei vertikalen Schlieren erstreckt sich der Farbgradient dagegen in die Höhe. Im vorangegangenen Abschnitt wurden ausschließlich horizontale Schlieren betrachtet, da bei den hier verwendeten Untersuchungsobjekten (Flamme bzw. Gasstrom) die stärkeren Brechungsindexgradienten in horizontaler Richtung erwartet werden. Dennoch kann argumentiert werden, dass keine Schlierenuntersuchung ohne Berücksichtigung der vertikalen Schlieren komplett ist. Daher werden hier die vertikalen Schlieren eines akustisch angeregten Gasstroms näher untersucht und mit

korrespondierenden horizontalen Schlieren verglichen¹⁴.

Wie erwartet sind die vertikalen Schlieren deutlich schwächer ausgeprägt, so dass bei gleichem Farbfilter statt einer He/Luft-Mischung auf pures Helium zurückgegriffen werden muss um ein aussagekräftiges Schlierenbild zu erhalten. Wie im Vergleich der Schlierenaufnahmen in Abbildung 6.20 dennoch zu sehen, sind die vertikalen Schlieren (jeweils in der rechten Bildhälfte) deutlich schwächer ausgeprägt. Zunächst werden die Aufnahmen bei 0 und 60° Phasenwinkel betrachtet. Wie gut in den horizontalen Schlierenaufnahmen (jeweils die linke Bildhälfte) erkennbar ist, steigt hier gerade ein frisches Gaspaket durch den Flammenhalter auf. Hierbei sieht es in den horizontalen Schlierenaufnahmen so aus, als ob es sich dabei in das höher gelegene Gaspaket „hineinschieben“ würde. In den vorangegangenen Abschnitten wurde bereits vermutet, dass dies möglicherweise auf eine Wirbelbildung am Flammenhalteraussgang zurückzuführen ist. Diese These wird durch die vertikalen Schlieren bestätigt, die an diesem Ort einen starken Brechungsindexgradienten aufweisen. Die starken Schlieren an der Flammenhalterbasis sind daher wahrscheinlich auf von außen kommende Luft zurückzuführen, die sich dort mit dem Helium des Gasstroms vermischt. Da es sich um vertikale Schlieren handelt bedeutet dies, dass die Luft nach oben hin aufsteigt. Hierdurch würde auch der scharfe Abfall in den vertikalen Molenbruchprofilen, wie sie in den Abbildungen 6.13 und 6.15 abgebildet sind, erklärt werden.

Eine solche Wirbelbildung wäre nicht unerwartet. In einem Schlierenexperiment von Johansen et al. [137] bei dem ein Rohr (ähnlich wie die hier verwendete Brennkammer) mit einem brennfähigen Gemisch befüllt und an einem Ende angezündet wurde, wird bei dem Durchtritt durch einen Kanal (ähnlich dem hier verwendeten Flammenhalter) eine Verwirbelung gefunden. Da die Abmessungen von Johansens Experiment größer gewählt sind, lässt sich hier die Wirbelbildung am Schlitzausgang gut verfolgen. Es ist daher wahrscheinlich, dass eine solche Wirbelbildung auch in dem in dieser Arbeit durchgeführten Experiment gefunden wird und diese Wirbelbildung für die gefundenen Stufen in den Mo-

¹⁴Bei den gezeigten Flammenschattenfotografieaufnahmen ist eine Unterscheidung in horizontale und vertikale Schlieren nicht möglich, da auf Grund der fehlenden Schlierenkante immer beide Gradienten gleichzeitig erfasst werden.

lenbruchprofilen verantwortlich sind.

6.6 Zusammenfassung und Diskussion

Basierend auf den Farbschlierenaufnahmen eines akustisch angeregten He/Luft-Gasstroms wurde eine automatisierte Integrationsroutine getestet. Mit dieser ist eine Rekonstruktion des ursprünglichen Brechungsindexfeldes möglich, so dass in einem weiteren Schritt das zu Grunde liegende Molenbruchfeld berechnet werden konnte.

Hierdurch war es möglich, den im vorherigen Kapitel diskutierten Chemilumineszenzbildern, die dazugehörige Variation des akustisch angeregten Gasstroms gegenüber zu stellen. Damit konnte in diesem Kapitel direkt die Interaktion der Wärmefreisetzung der Flamme mit dem akustischen Feld der Brennkammer visualisiert werden. Die hier vorgestellte Technik der quantitativen Farbschlierenfotografie ist damit mikrofonbasierten Techniken weit überlegen, da ein zweidimensionales Bild des angeregten Gasstroms gewonnen werden kann und nicht nur die Druckschwankung an einem vom Ort des Interesses entfernten Punkt gemessen wird.

Schlierenaufnahmen wurden weiterhin zur Detektion der Flammenmorphologie getestet. Aufgrund der großen Temperatur- und damit Brechungsindexgradienten innerhalb der Flamme erwiesen sich Schlierenaufnahmen jedoch als zu sensitiv um eindeutige Informationen zu erhalten. Daher ist zur Detektion der Flammenform die unsensitivere Schattenfotografie besser geeignet.

Schattenfotografieaufnahmen wurden deshalb im Rahmen dieser Arbeit zur Aufnahme von phasenaufgelösten Bildern der oszillierenden Flamme verwendet und mit unter gleichen Bedingungen aufgenommenen Chemilumineszenzaufnahmen verglichen. Dabei wird eine sehr gute Übereinstimmung in der durch beide Methoden bestimmten Flammenform gefunden.

Ein großer Vorteil von Schattenfotografie-, im Vergleich mit unter mageren Flammenbedingungen gemachten Chemilumineszenzaufnahmen, ist ihre sehr hohe, da nur von der verwendeten Lichtquelle abhängige, Signalintensität. Daher konnte gezeigt werden, dass sich die Schattenfotografietechnik hervorragend zur Nutzung in Kombination mit einer Hochgeschwindigkeitskamera zur Detektion von Verbrennungsinstationaritäten eignet.

7 Regelung einer oszillierenden Flamme mit Hilfe eines Hochspannungsfeldes

In diesem Kapitel wird die Auswirkung eines Hochspannungsfeldes auf die Flamme untersucht. Der Fokus der Arbeit liegt auf der Untersuchung eines oszillierenden Feldes und seiner Interaktion mit der Flamme. Dieses Wissen wird genutzt werden um eine aktive Regelung einer selbstständig oszillierenden Flamme zu entwickeln und zu testen.

7.1 Einfluss auf die Flammenform

Eines der zumindest visuell beeindruckendsten Ergebnisse ist die Auswirkung eines Hochspannungsfeldes auf die Form und damit den Ort der Wärmefreisetzung der Flamme.

In Abbildung 7.1 ist die Flammenform einer stöchiometrischen Flamme¹ in Abhängigkeit der an die Elektrode angelegten Spannung gezeigt. Bei 1 kV angelegter Spannung lässt sich kaum ein Effekt des angelegten Feldes im Vergleich zum ausgeschalteten Feld erkennen (nicht gezeigt). Bei einer Feldstärke von 2 kV wird bereits eine deutliche Asymmetrie der Flamme beobachtet, die sich darin äußert, dass die Flammenspitze nicht mehr zentriert,

¹ $\phi = 1.0$; Gesamtfluss = 12 slm. Anstelle der ansonsten in dieser Arbeit verwendeten Gummidichtung zur Abdichtung des Deckels wurden Unterlegscheiben verwendet und so effektiv eine 1,5 mm hohe Lücke zwischen Deckel und Brennkammer geschaffen. Dadurch wird die akustische Dämpfung des Systems erhöht, so dass auch Flammen mit größerer Leistung stabil sind und nicht selbstständig oszillieren. Hierdurch kann eine solche Flamme zwar experimentell leichter untersucht werden, jedoch ist es nur schwer möglich, eine solche Geometrie zu simulieren.

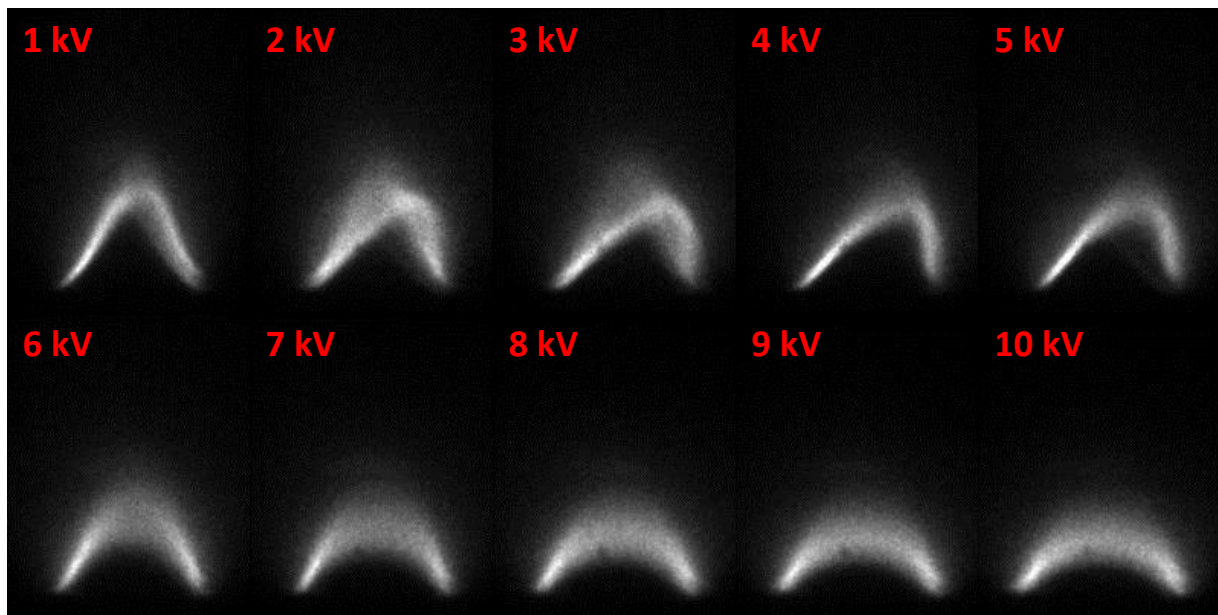


Abbildung 7.1: Einfluss der Feldstärke auf die Flammenform. Als Elektrode wird eine Stabelektrode verwendet.

sondern in diesem Fall nach rechts geneigt ist. Die „verschwommene“ Flammenspitze ist hier auf eine uneinheitliche, nicht mehr als zweidimensional auffassbare, Flamme zurückzuführen. D.h. die Flamme ist in einem Teil stark geneigt, während sie in anderen Teilen noch „gerade“ ist. Wird die Spannung auf bis zu 5 kV erhöht wird die Asymmetrie immer stärker, so dass die Flammenfront hier auf der rechten Seite praktisch senkrecht nach oben zeigt. Zusätzlich sinkt die Flammenhöhe annähernd linear ab, so dass der linke Anstellwinkel der Flammenfront gegenüber dem Flammenhalter immer flacher wird. Bemerkenswert ist auch die Intensitätsverteilung der in den Bildern gezeigten Chemilumineszenz. Während im Fall einer stabilen Flamme ohne angelegtem Feld die Chemilumineszenz recht gleichmäßig über die Flammenfront verteilt ist, ist sie bei z.B. 5 kV angelegter Spannung deutlich lokalisierter. Hier findet sich die maximale Chemilumineszenzintensität in der linken ansteigenden Flammenfront und ist dort, im Vergleich zur restlichen Flamme, örtlich sehr stabil lokalisiert. Auch wenn sich in Abbildung 7.1 die Flamme immer nach rechts neigt, ist die Neigungsrichtung in der Realität jedoch komplett zufällig und kann auch bei eingeschaltetem Feld die Seite wechseln. Wird die Elektrode jedoch verschoben, so kann die Richtung der Flammenneigung gezielt beeinflusst bzw. eingestellt werden. Bei angelegten Spannungen von mehr als 5 kV dagegen erscheint die Flamme durchweg

symmetrisch, wobei die Flammenhöhe nicht eindeutig definiert werden kann. Dennoch ist offensichtlich, dass die Flammenhöhe weiter annähernd linear abfällt. Im Vergleich der Bilder, die bei 6 bzw. 1 kV aufgenommen wurden, fällt auf, dass bei 6 kV angelegter Spannung die Flammenfront an den Seiten deutlich steiler ansteigt und zudem „gerade“ ist. Bei 1 kV angelegter Spannung weist die Flamme dagegen charakteristische Rundungen an der Flammenbasis auf. Die offensichtlichste Änderung betrifft die Flammenspitze. Während bei 1 kV angelegter Spannung die Flammenspitze eher halbrund und schmal ist, ist sie bei 6 kV angelegter Spannung breit und deutlich flacher. Wird die Spannung weiter erhöht, bleibt die generelle Flammenform ähnlich, auch wenn die Flammenhöhe so stark absinkt, dass bei 10 kV die Flamme hauptsächlich breiter als hoch ist und eher einem Strich oberhalb des Flammenhalteraushangs entspricht². Dieses Verhalten kann wiederum durch die, auf Grund des angelegten HV-Feldes, effektiv erhöhte Flammengeschwindigkeit erklärt werden, so dass die Flammenfront schneller gegen das Frischgas anbrennen kann bis sich ein neues Gleichgewicht einstellt. Ein Flammenrückschlag (*Flashback*) ist dennoch nicht zu befürchten, weil das Hochspannungsfeld zwischen der Elektrode und dem Flammenhalter aufgebaut ist und daher auch nur zwischen ihnen relevante Feldstärken herrschen. Die Feldstärke im Flammenhalter selbst ist daher vernachlässigbar, so dass hier die effektive Flammengeschwindigkeit wieder sinkt und damit wieder deutlich unterhalb der Geschwindigkeit des nachströmenden Gases liegt.

Als Alternative zur Stabelektrode wird eine Elektrode verwendet, welche in der Mitte einen 6 mm breiten Schlitz aufweist. Dadurch kann zum einen das heiße Abgas etwas besser die Elektrode passieren und wärmt diese nicht so stark auf. Zum anderen wird hierdurch die Feldgeometrie zwischen Elektrode und Flamme stark verändert. Im Aufbau von Altendorfner et al. [124] wird eine gekühlte Ringelektrode mit deutlich größerem Radius als der Brennerradius oberhalb einer (runden) Bunsenbrennerflamme verwendet, um keine Temperaturprobleme zu bekommen. In dieser Arbeit waren beide verwendeten Elektroden zwar rotglühend, jedoch blieben sie ansonsten stabil ohne zu schmelzen, weshalb der potentielle Temperaturvorteil der Schlitzelektrode keine Rolle spielt. Ist der Freiraum

²Der „Strich“ oberhalb der Flamme, welcher in den Bildern zwischen 6 und 10 kV sichtbar ist, ist auf einen Reflex zurückzuführen, d.h. die hier sichtbare Lumineszenz ist nicht echt.

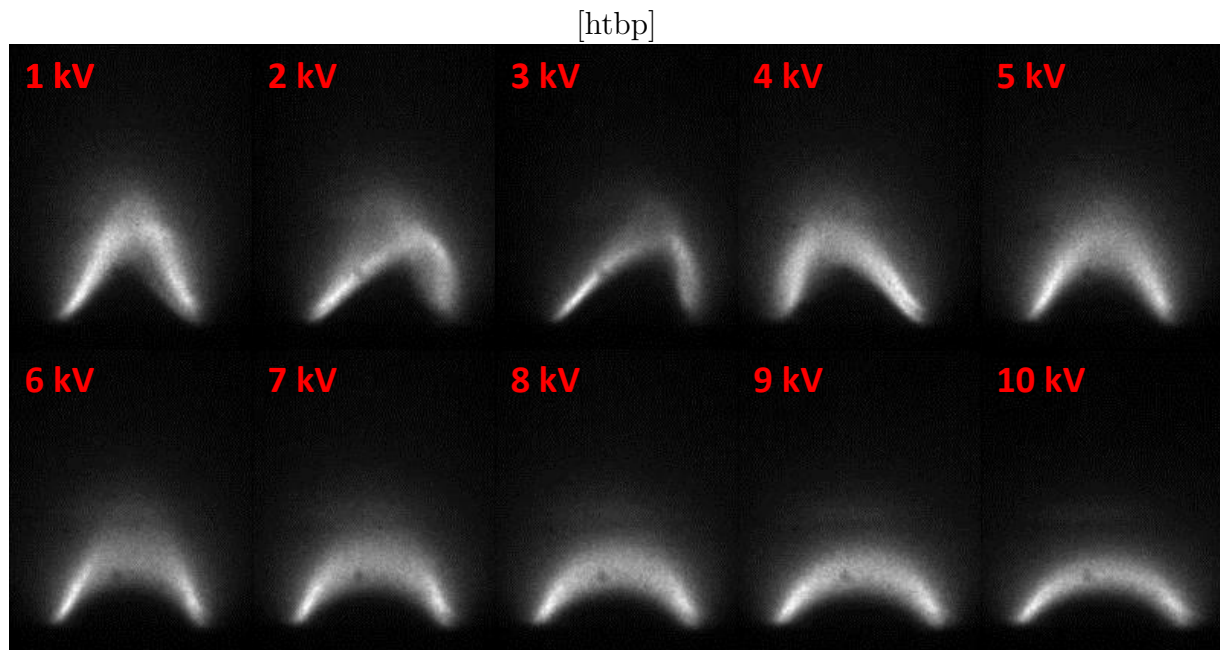


Abbildung 7.2: Einfluss der Felstärke auf die Flammenform. Es wird die Elektrode mit einem Schlitz in der Mitte verwendet.

innerhalb der Elektrode jedoch deutlich größer als der Flammenradius, wie bei Altendorfner der Fall, wird nur der Randbereich und der Aufsetzpunkt der Flamme beeinflusst. Daher findet sich bei Altendorfner [124] selbst bei hohen Spannungen nur eine minimale Veränderung der Flammenspitze. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen ist dieser Effekt nicht so groß, da die Breite des Lochs in der Elektrode mit 6 mm nicht viel breiter ist als die der Flamme mit 4 mm. Daher sehen die in Abbildung 7.2 gezeigten Bilder nicht viel anders aus als die mit der Stabelektrode aufgenommenen in Abbildung 7.1. Dennoch lässt sich auch hier ein generelle Trend erkennen. So ist z.B. die Flamme bei einer Spannung von 10 kV bei Verwendung der Schlitzelektrode minimal größer als bei der Stabelektrode.

Im Theorieteil 3.7 wurde erläutert, dass durch das angelegte Hochspannungsfeld die Abgehobenheit der Flamme (*stand-off-distance*) verringert wird. Dieses Verhalten wird durch die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen allerdings nicht bestätigt. Hier befindet sich der Aufsetzpunkt der Flamme unabhängig von der eingesetzten Spannung immer in der gleichen Höhe über dem Flammenhalter. Dies ist verwunderlich, da bei der Untersu-

chung von thermoakustisch oszillierenden Flammen (siehe Kapitel 5) durchaus eine sich verändernde Abgehobenheit der Flamme detektiert werden kann und ein solcher Effekt auch hier, wenn er denn vorhanden ist, sichtbar sein sollte.

Wird die integrale Chemilumineszenz der Flamme in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung gemessen, so ist diese konstant. D.h. ein angelegtes Feld hat keine Auswirkung auf die Chemilumineszenzintensität.

7.2 Auswirkung eines Spannungssprungs auf die Flamme

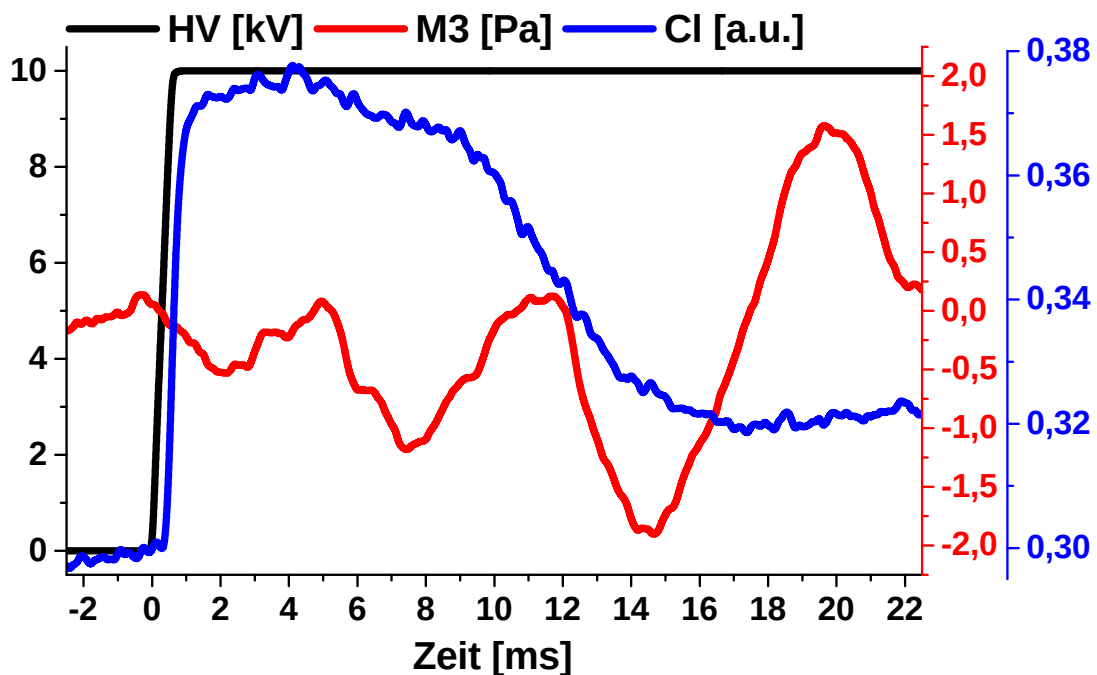


Abbildung 7.3: Reaktion des detektierten Chemilumineszenz- und Mikrofondsignals auf einen Spannungssprung von 0 auf 10 kV.

Um eine schnelle (modellprädiktive) Regelung realisieren zu können, ist eine genaue Kenntnis eventueller Tot- und Reaktionszeiten essentiell. Hier ist zunächst die Reaktionszeit des Hochspannungsverstärkers, d.h. die Zeit, die der Verstärker zum Aufbau eines Spannungssprungs von z.B. 0 auf 10 kV benötigt, relevant. Da der Hochspannungsverstärker über

einen spannungsreduzierten Kontrollausgang (0-10 V) verfügt, kann diese Zeit einfach bestimmt werden. In Abbildung 7.3 ist der Spannungsanstieg (0 s = Sprungstart) gegen die Zeit sowie die gemessene Chemilumineszenz und das von Mikrofon 3 aufgezeichnete Signal abgebildet. Danach benötigt der Hochspannungsverstärker 700 μ s für den Sprung von 0 auf 10 kV. Diese Zeit bleibt für jegliche Spannungssprünge konstant. Neben der Zeit, die nötig ist, um das Hochspannungsfeld aufzubauen, ist vor allem die Trägheit der Flamme interessant. Also die Zeit, die die Flamme benötigt, um auf das Feld zu reagieren³. Aus Abbildung 7.3 geht hervor, dass die Chemilumineszenz bereits 300 μ s nach Anschalten des Hochspannungsfeldes auf dieses reagiert, auch wenn dies zu diesem Zeitpunkt noch gar nicht seine endgültige Stärke erreicht hat. Der Zeitraum zwischen 0,3 und 1 ms nach Anschalten des HV-Feldes ist demnach auch durch einen scharfen Anstieg der Chemilumineszenz und damit auch der Wärmefreisetzung der Flamme gekennzeichnet. Dieser Sprung entspricht einer Steigerung der Wärmefreisetzung der Flamme um etwa 25 %. Da die Flamme sich in einer Brennkammer befindet, in der, bei höheren Leistungen der Flamme, auch sich selbstständig erhaltende Verbrennungsinstabilitäten auftreten können, wird durch diesen einmaligen Sprung in der Wärmefreisetzung eine Druckwelle initiiert, wie sie im Signal des Mikrofons sichtbar ist. Der Sprung in der Chemilumineszenzintensität kann durch die, durch das Hochspannungsfeld induzierte, höhere effektive Flammgeschwindigkeit erklärt werden. Wie aus den in Abschnitt 7.1 gezeigten Bildern hervorgeht, stabilisiert sich die Flamme bei einer angelegten Spannung von 10 kV direkt über dem Flammenhalter und weist ein nur geringes Flammenvolumen auf. Um die Flamme aus ihrer normalen dreieckigen Form in diese gedrungene Form zu überführen, muss eine große Menge an Frischgas schnell vernichtet/verbrannt werden, so dass es zu dem beobachteten Peak in der Chemilumineszenzintensität kommt. Die Chemilumineszenzintensität bleibt nach dem initialem Anstieg ca. 8 ms lang konstant bevor sie wieder auf ein normales Niveau abfällt.

³Es ist zwar davon auszugehen, dass das Feld instantan auf die in der Flamme befindlichen Ionen einzuwirken beginnt, jedoch müssen diese erst im Feld beschleunigt werden und mit anderen Molekülen stoßen, um ihre Energie abzugeben bevor eine makroskopische Wirkung sichtbar wird.

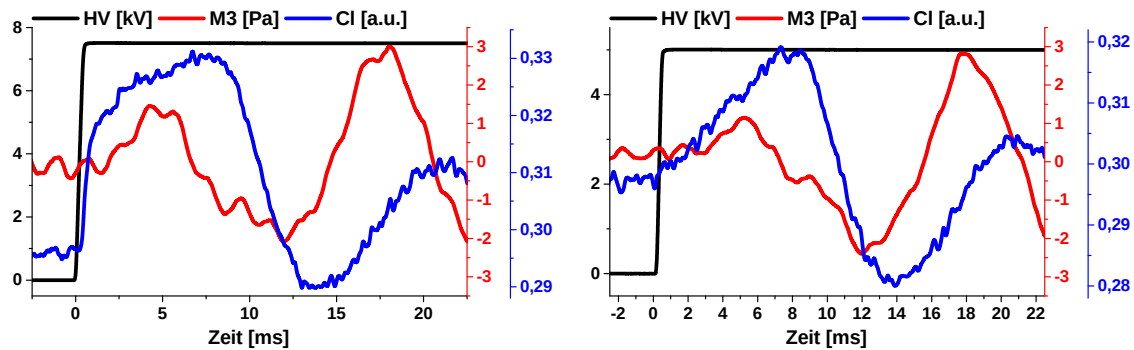


Abbildung 7.4: Reaktion des detektieren Chemilumineszenz- und Mikrofonsignals auf einen Spannungssprung von 0 auf 7,5 (links) bzw. 5 kV (rechts).

Ein vergleichbares Verhalten wird auch bei einem initiierten Sprung von 0 auf 7,5 kV (Abbildung 7.4 links) gefunden. Allerdings ist hier der initiale Sprung nicht so stark ausgeprägt, d.h. nach dem ersten schnellen Anstieg innerhalb der ersten 0,5 ms lässt sich ein weiterer, langsamerer Anstieg in der Chemilumineszenz beobachten. Wie bei dem Sprung auf 10 kV fällt allerdings auch hier die Chemilumineszenzintensität nach ca. 8 ms stark ab. Eine Fortsetzung dieses Trends lässt sich bei dem Sprung von 0 auf 5 kV verfolgen (Abbildung 7.4 rechts). Hier ist der initiale Sprung im Chemilumineszenzsignal verschwunden und vollständig durch den langsamen Anstieg ersetzt worden. Dennoch lässt sich auch hier nach 8 ms ein starker Abfall in der Chemilumineszenzintensität beobachten. Interessanterweise ist hier das Maximum im von Mikrofon 3 aufgezeichneten Druckschwankungssignal 5 ms nach dem HV-Sprung nur sehr schwach ausgeprägt. Dennoch weist das darauf folgende Druckschwankungsmaximum bei 18 ms eine vergleichbare Amplitude wie bei dem Sprung auf 7,5 kV auf. Dies spricht dafür, dass bei dem Abfall der Chemilumineszenzintensität, d.h. bei dem schnellen Abfall der Wärmefreisetzung der Flamme, eine Druckwelle ausgesendet wird. Dies würde mit den an einer akustisch angeregten, bzw. selbstständig oszillierenden Flamme gewonnen Ergebnissen (siehe Kapitel 5) übereinstimmen.

Die durch das Anlegen des HV-Feldes initiierte Oszillation der Flamme klingt, wie in Abbildung 7.5 gezeigt, nur langsam ab, bis sie ca. 400 ms nach dem Spannungssprung zum Erliegen kommt. Die Druckschwankungsamplitude ist im Fall des Sprunges von 0 auf

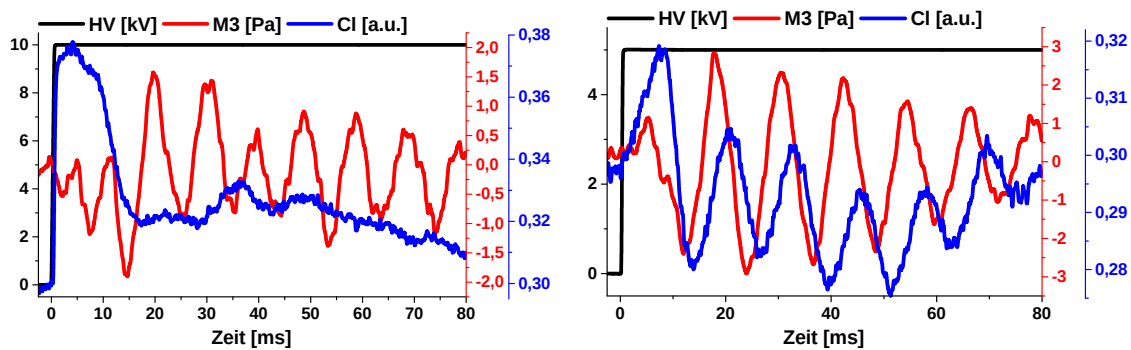


Abbildung 7.5: Reaktion des detektieren Chemilumineszenz- und Mikrofonsignals auf einen Spannungssprung von 0 auf 10 (links) bzw. 5 kV (rechts) über einen längeren Zeitbereich.

10 kV (a) deutlich schwächer ausgeprägt als bei dem Sprung von 0 auf 5 kV (b). Dies ist möglicherweise dadurch zu erklären, dass bei einer angelegten Spannung von 10 kV die Flamme nicht mehr stromaufwärts schwingen kann (da sie dann in den Flammenhalter hineinwandern müsste) und die stromabwärtige Bewegung durch den starken ionischen Wind gehemmt wird. Bei einer angelegten Hochspannung von 5 kV kann die Flamme dagegen noch einfacher um ihre neue Gleichgewichtslage herum oszillieren, weshalb in dem Fall die beobachteten Druckschwankungen größer sind. Unterstützt wird diese These durch die bei 5 kV anhaltenden Chemilumineszenzschwankungen, die so nicht bei 10 kV gefunden werden.

Neben der Reaktion der Flamme auf das Einschalten des Feldes ist auch die Reaktion auf das Ausschalten von Interesse. In Abbildung 7.6 ist der Spannungssprung von 10 auf 0 kV dargestellt. Auffällig ist, dass die erste Reaktion der Flamme instantan, d.h. in weniger als 0,1 ms, erfolgt. Das heißt, dass die Ionen nicht mehr durch das Feld beschleunigt werden, wodurch der Impulstransfer an das nachströmende Frischgas direkt unterbunden wird. Dadurch kommt es zu einer abrupten Verringerung der Flammengeschwindigkeit, so dass die Flamme sich stromabwärts hin ausdehnt und, da die nachströmende Gasmenge konstant bleibt, die Wärmefreisetzung der Flamme während dieser Zeit sinkt. Durch den Wegfall des elektrischen Feldes wird auch hier eine akustische Oszillation der Flamme an-

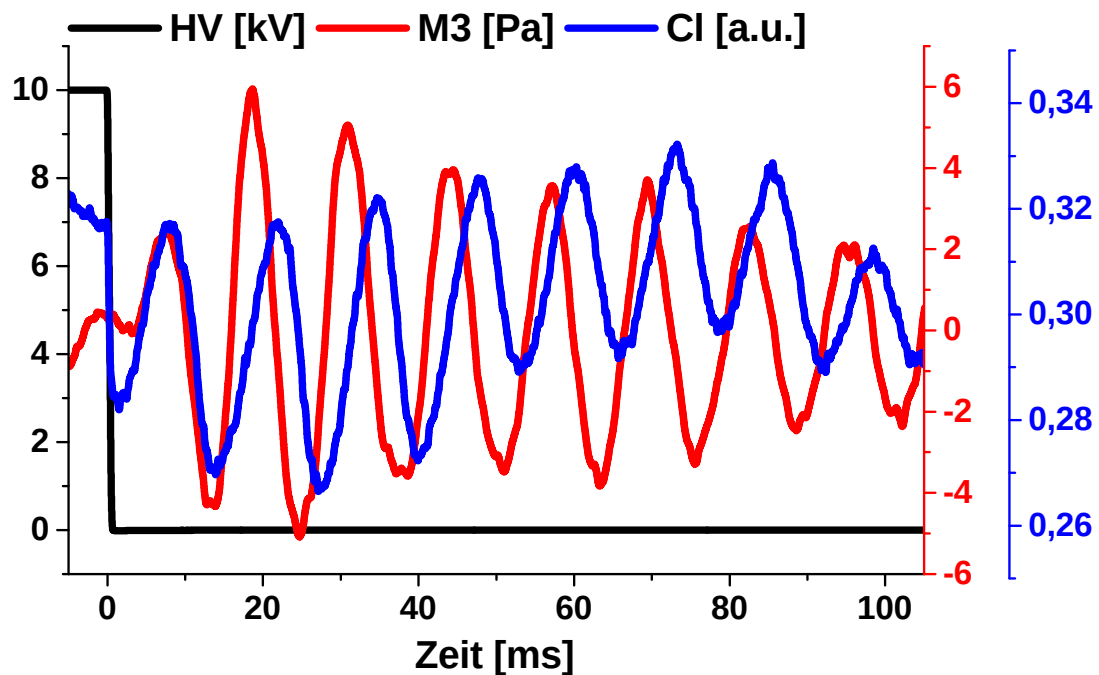


Abbildung 7.6: Reaktion des detektieren Chemilumineszenz- und Mikrofonsignals auf einen Spannungssprung von 10 auf 0 kV.

geregt. Die daraus resultierende Druckschwankungsamplitude ist mit 6 Pa dabei deutlich stärker als die beim Anschalten des Feldes mit 1,5 Pa bei 10 kV bzw. 3 Pa bei 5 kV. Dies lässt sich wiederum gut mit dem fehlenden stabilisierenden Effekt des elektrischen Feldes erklären.

7.3 Stabilisierende Wirkung auf die Flamme

Um die stabilisierende Wirkung des elektrischen Feldes genauer untersuchen zu können, wird eine Flamme gezielt mit 90 Hz (der Eigenfrequenz des Systems) durch den am unteren Ende der Brennkammer befindlichen Lautsprecher angeregt. Dadurch wird dem System eine konstante Menge an Energie hinzugefügt. Jegliche Änderung in der beobachteten Amplitude ist daher auf die Auswirkung des elektrischen Feldes auf die Flamme zurück-

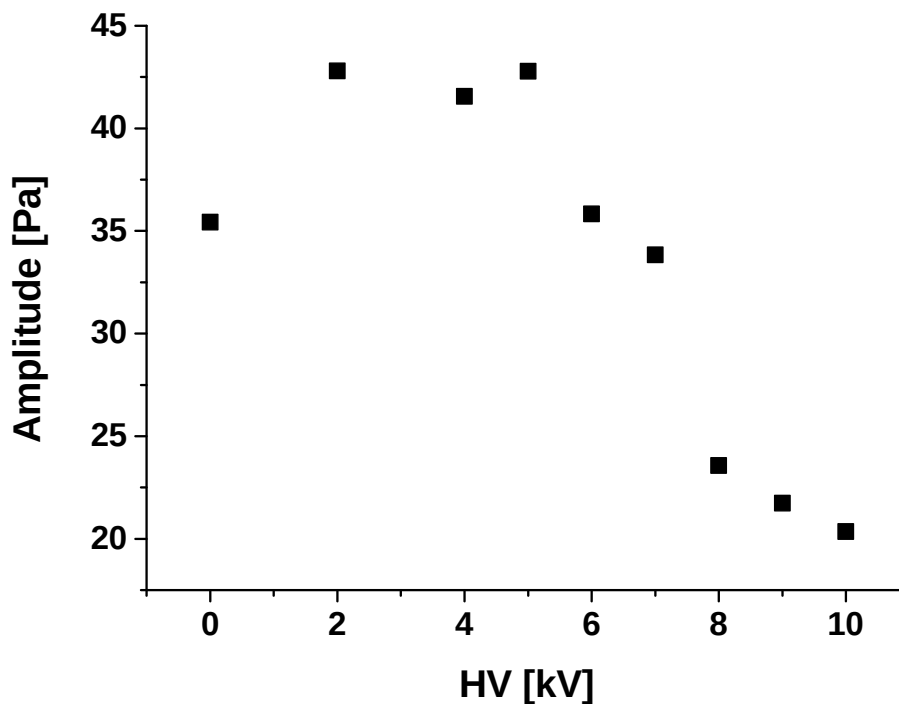


Abbildung 7.7: Amplitude des Druckschwankungssignals in Abhängigkeit der angelegten Spannung.

zuführen. In Abbildung 7.7 ist die FFT-Amplitude des Mikrofonsignals⁴ in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung abgebildet⁵. Deutlich ist ein Abfall in der Oszillationsstärke um ca. 40 % bei 10 kV angelegter Spannung im Vergleich zum Zustand ohne angelegtes Feld zu erkennen. Die Abnahme der Oszillationsstärke ist jedoch erst bei bei Feldstärken von >5 kV zu beobachten. Dies stimmt mit der zwischen 5 und 6 kV beobachteten Änderung der Flammenform (siehe Abbildung 7.1) überein. Während bei 5 kV die Flamme noch annähernd dreiecksförmig, mit zur Seite gedrückter oberer Spitze, ist, so ist sie bei 6 kV wieder symmetrisch und halbrund. Der genaue Zusammenhang zwischen Flammenform und Oszillationsneigung der Flamme kann an dieser Stelle zwar nicht geklärt werden, jedoch wird deutlich, dass die Flammenform in der Beurteilung der Oszillationsneigung der Flamme und damit auch ihrer Regelung eine entscheidende Rolle spielen sollte.

Entgegen der generellen stabilisierenden Wirkung des elektrischen Hochspannungsfeldes wird zwischen 0 und 2 kV angelegter Spannung eine Erhöhung der Oszillationsstärke

⁴Die FFT wurde über eine Länge des Signals von 5 s durchgeführt.

⁵Als Elektrode wird die Stabelektrode verwendet.

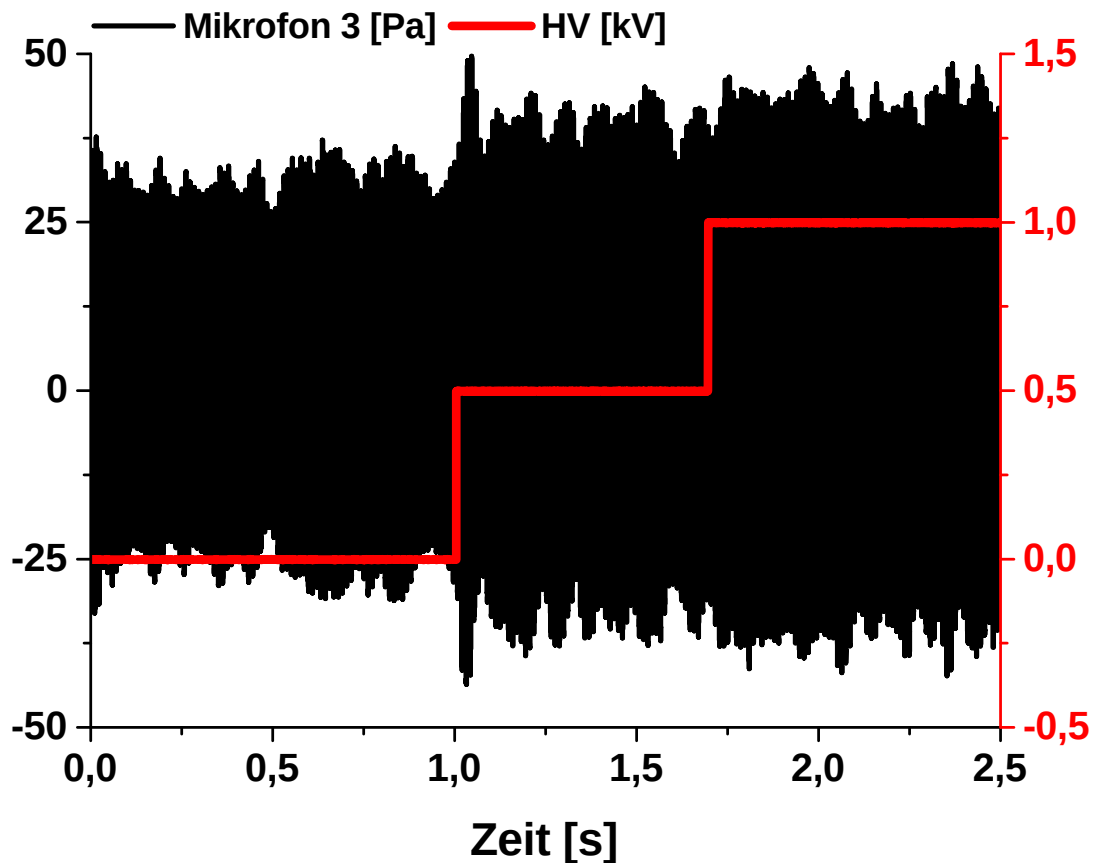


Abbildung 7.8: Druckschwankung in Abhängigkeit der Zeit und schrittweiser Erhöhung der Spannung.

gefunden. Eine solche Erhöhung ist zunächst überraschend, da durch die erhöhte Flammengeschwindigkeit eigentlich nur ein stabilisierender Effekt, durch Hinderung der stromabwärts gerichteten Flammenbewegung, erwartet wird. In Abbildung 7.8 ist sowohl das Mikrofonsignal wie auch die an die Flamme angelegte Spannung abgebildet. Interessanterweise ist bereits bei einer angelegten Spannung von 500 V eine deutliche Steigerung der Oszillationsstärke festzustellen, die sich nur noch leicht bis zu einer angelegten Spannung von 1 kV steigert. Dieser deutliche Einfluss ist unerwartet, da in den aufgenommenen Chemilumineszenzbildern keinerlei Unterschied in den Aufnahmen ohne angelegtem Feld und 1 kV angelegter Spannung festzustellen ist.

7.4 Einfluss eines oszillierenden Hochspannungsfeldes auf eine stabile Flamme

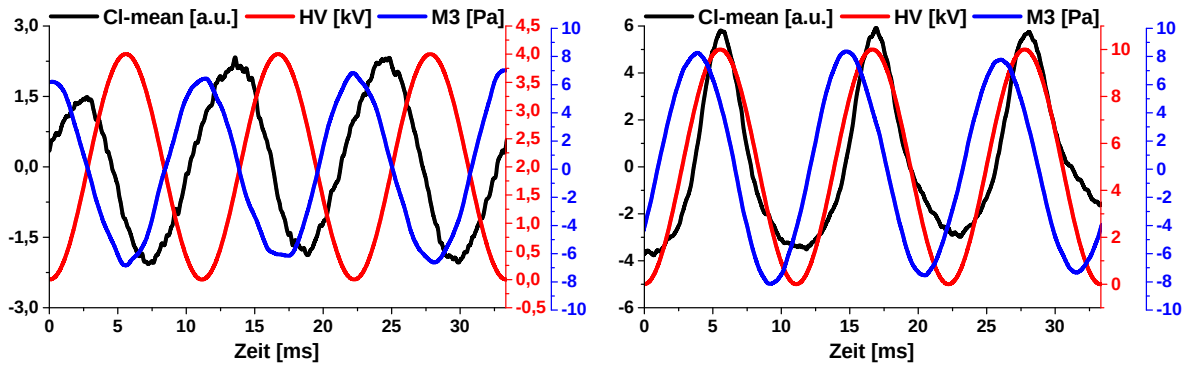


Abbildung 7.9: Anregung einer stabilen Flamme mit einem sinus-moduliertem HV-Feld und einer Amplitude von 2 kV (links) bzw. 10 kV (rechts).

Soll eine selbstständig oszillierende Flamme mit Hilfe eines HV-Feldes geregelt werden, muss hierzu die Auswirkung verschiedener Signalformen auf die Flamme bekannt sein. Daher wird als erster Schritt eine stabile Flamme⁶ untersucht, der verschiedene HV-Signalformen aufgeprägt werden. Als naheliegendste Signalform wird zunächst ein sich sinusartig verändernder Spannungsverlauf untersucht. In Abbildung 7.9 sind die aufgezeichneten Chemilumineszenz- und Mikrofonsignale zusammen mit der angelegten Hochspannung abgebildet. Wird zunächst Abbildung 7.9 (links) mit einer Signalamplitude von 2 kV (0-4 kV) betrachtet, so fällt auf, dass durch das oszillierende Feld die betrachtete Flamme akustisch angeregt wird. Durch das Feld wird eine Schwankung in der Wärme-freisetzung induziert, wodurch wiederum eine akustisch Oszillation induziert und aufrecht erhalten wird. Bei der Analyse der initialen akustischen Anregung einer stabilen Flamme (Kapitel 5.8) konnte festgestellt werden, dass während des Abfalls der Chemilumineszenz eine akustische Druckwelle von der Flamme erzeugt wird. Zu diesem Zeitpunkt ist in diesem Experiment die angelegte Feldstärke maximal. Die maximale Chemilumineszenzintensität wird jedoch bereits 3 ms zuvor erreicht. Wird dagegen Abbildung 7.9

⁶ $\phi = 0,75$; Gesamtfluss = 10 slm

(rechts) mit einer maximal anliegenden Feldstärke von 10 kV betrachtet, so ergibt sich ein gänzlich anderes Bild. Hier befinden sich das angelegte HV-Feld und die Chemilumineszenzschwankung in Phase und erreichen ihr jeweiliges Maximum zum gleichen Zeitpunkt. Hier wird also das komplette Flammenverhalten durch das angelegte Feld bestimmt. Bei niedrigen Feldstärken wird dagegen die Schwingung „nur“ induziert, aber der Flamme ihre Bewegung nicht aufgezwungen. Das aufgezeichnete Mikrofonsignal (Mikrofon 3 auf Flammenhöhe) ist in beiden Fällen 2,5 ms zu früheren Zeiten gegenüber dem Chemilumineszenzsignal verschoben⁷ und vergleichbar stark. Der Wechsel zwischen diesen beiden „Modi“ geschieht zwischen 6 und 8 kV maximaler HV-Amplitude und geschieht nicht graduell sondern sprunghaft.

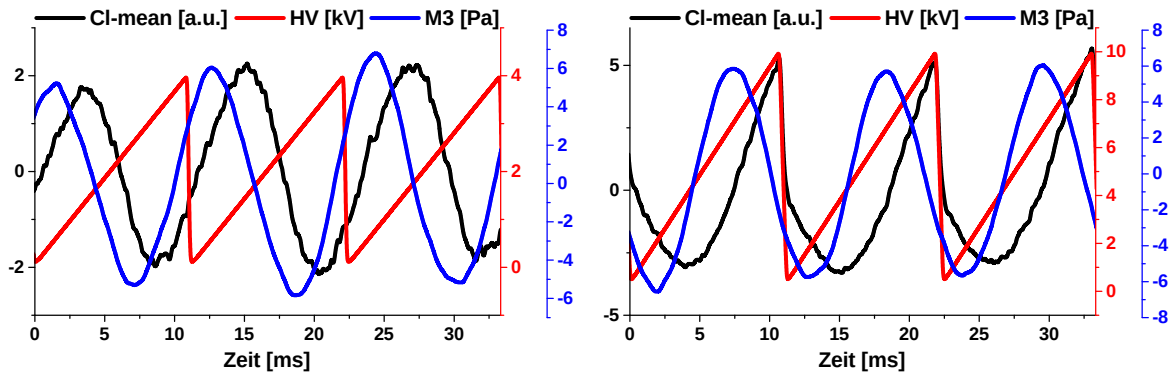


Abbildung 7.10: Anregung einer stabilen Flamme mit einem Sägezahn-moduliertem HV-Feld mit einer Amplitude von 4 kV (links) bzw. 10 kV (rechts).

Als nächstes wird die Auswirkung einer sägezahnförmigen Anregung durch das HV-Feld untersucht, da bei hohen Oszillationsstärken auch das Chemilumineszenzsignal der Flamme sägezahnförmig aussieht. In Abbildung 7.10 sind daher analog zur sinusförmigen Anregung das Chemilumineszenz- und Mikrofonsignal in Abhängigkeit der Zeit für eine Anregung mit einer Amplitude von 4 bzw. 10 kV dargestellt. Wie erwartet, sind die Mikrofon- und Chemilumineszenzsignale bei 4 kV Amplitude um 2,5 ms phasenverschoben. Allerdings befindet sich die maximale Feldstärke nicht auf dem abfallenden „Ast“ des Chemilu-

⁷Die Signalamplitude des Mikrofonsignals ist in beiden Fällen vergleichbar. Dies trifft auch auf die hier nicht gezeigten Fälle mit HV-Amplituden von 1, 3 und 4 kV zu.

mineszzenzsignals (wie es bei der sinusförmigen Anregung der Fall ist), sondern bereits auf dem ansteigenden „Ast“. Daher ist es schwer nachvollziehbar, wie hierdurch das HV-Feld die Flamme zur Oszillation anregt. Bei hohen Anregungsstärken wird die Flammenbewegung wiederum durch die Form des Hochspannungsfelds bestimmt. In Abbildung 7.10 (rechts) ist zu erkennen, wie der Abfall im Chemilumineszenzsignal durch den Abfall im angelegten HV-Feld induziert wird (z.B. bei 11 ms). Dieser Abfall wird auch nach den in Abschnitt 7.2 diskutierten Experimenten erwartet. Der Chemilumineszenzabfall ist jedoch nicht vollständig, d.h. erreicht nicht sofort das absolute Minimum, sondern geht in einen sanften Abfall über. Dadurch wird das absolute Minimum in der Chemilumineszenzintensität erst 4 ms nach dem Minimum des HV-Feldes erreicht.

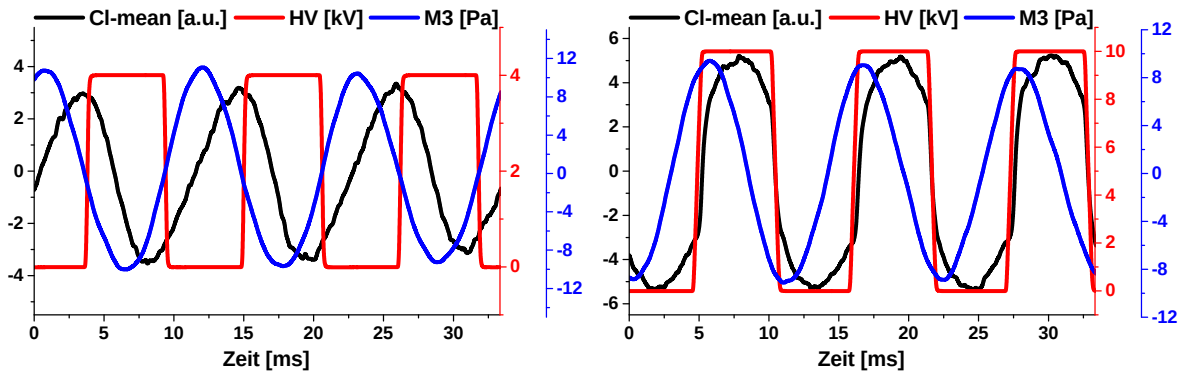


Abbildung 7.11: Anregung einer stabilen Flamme mit einem rechteck-moduliertem HV-Feld und einer Amplitude von 4 kV (links) bzw. 10 kV (rechts).

Als letzte Signalform wird ein Rechteckssignal zur Anregung der Flamme verwendet. In Abbildung 7.11 ist erneut das Chemilumineszenz- und Druckschwankungssignal abgebildet. Wird zunächst die Anregung mit maximal 4 kV Amplitude betrachtet, so fällt auf, dass das Chemilumineszenzmaximum mit dem Sprung von 0 auf 4 kV übereinstimmt. Der Abfall von 4 auf 0 kV wiederum erfolgt an der selben Stelle im Chemilumineszenzsignalverlauf wie es beim Spannungsabfall im sägezahnförmigen Verlauf der Fall ist. Werden wiederum hohe Anregungsamplituden (Abbildung 7.11 rechts) betrachtet, so wird wiederum der Chemilumineszenzverlauf durch das angelegte Hochspannungsfeld weitestgehend vorgegeben. Da die Flamme allerdings oszilliert, bleibt die Chemilumineszenzintensität

während der Zeiträume konstanter Feldstärke nicht konstant, sondern folgt sanft dem erwarteten (sinusartigen) Verlauf.

7.5 Regelung einer instabilen Flamme

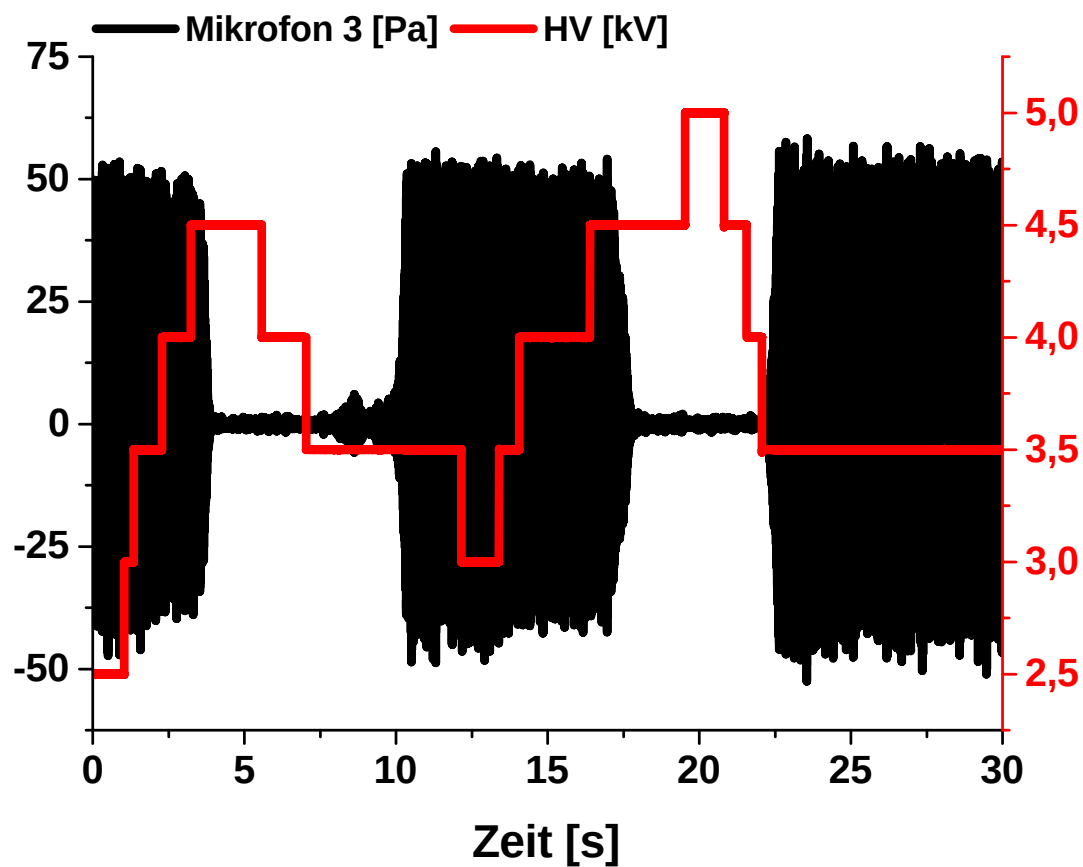


Abbildung 7.12: Oszillationsneigung der Flamme in Abhängigkeit des angelegten Feldes.

Wird in der Literatur von einer stabilisierenden Wirkung eines Hochspannungsfeldes auf eine Flamme gesprochen, wird damit meistens die Stabilisation magerer, ansonsten eigentlich nicht brennbarer, Flammen verstanden. Wie in Abbildung 7.12 gezeigt ist, kann durch

Anlegen eines konstanten Hochspannungsfeldes eine selbstständig oszillierende Flamme⁸ stabilisiert, d.h. in einen Zustand ohne sicht- und hörbare Oszillationen überführt werden. Abgebildet sind die aufgenommenen Druckschwankungen des Mikrofons 3, welche die Oszillation genauso gut anzeigen wie das Chemilumineszenzsignal. Wird die anfänglich angelegte Spannung von 2,5 kV in 0,5 kV Schritten langsam auf 4,5 kV erhöht (bei 3 s nach Messbeginn), wird eine spontane Stabilisation der Flamme beobachtet. Diese stabilisierende Wirkung bleibt bis zu einer Spannung von 3,5 kV bestehen. Nachdem erneut *limit cycle* Bedingungen (bei 11 s) erreicht sind, muss erneut eine Spannung von 4,5 kV angelegt werden um die Flamme zu stabilisieren.

Eine mögliche Erklärung ist, dass das HV-Feld eine stromaufwärts (nach unten) gerichtete Kraft auf die Flamme auswirkt, wodurch die, auf Grund der Oszillation der Flamme, stromabwärts (nach oben) gerichtete Bewegung der Flamme gehemmt wird. Wie in Kapitel 5 diskutiert wurde, geschieht die Druckwellenerzeugung der Flamme jedoch bei großen Flammenhöhen. Dadurch, dass die hierzu notwendige Streckung der Flamme gehemmt wird, kann die Energiezufuhr durch die Flamme zu der akustischen Mode vermindert werden. Bei einer durch ein HV-Feld bereits stabilisierten Flamme ist demnach weniger Energie notwendig, um die zufälligen Wärmefreisetzungsschwankungen zu unterdrücken, so dass hierdurch der beobachtete Hystereseeffekt erklärt werden kann.

Die Unterdrückung von Verbrennungsinstabilitäten ist eine wichtige positive Eigenschaft eines HV-Feldes. Allerdings benötigt die Aufrechterhaltung eines konstanten Feldes eine hohe Leistung, welche mit steigender Spannung ansteigt⁹. Zwar kann argumentiert werden, dass die für die Aufrechterhaltung des Feldes notwendige Leistung im Promillebereich der thermischen Leistung der Flamme liegt und damit bereits sehr gering ist, jedoch ist eine geringere notwendige Leistung stets von Vorteil. Daher ist eine Regelung der Flamme

⁸Hier wird eine Flamme mit einer Stöchiometrie von $\phi = 0,78$ und einem Gesamtfluss von 10 slm verwendet; für die Entwicklung eines modellbasierten Reglers mit einem Lautsprecher als Aktuator jedoch eine Stöchiometrie von $\phi = 0,82$. Diese notwendige Absenkung der Stöchiometrie und damit der Leistung ist auf die heiße Elektrode 3,6 cm oberhalb der Flamme zurückzuführen, durch welche die Instationarität verstärkt wird, so dass sich eine Flamme mit $\phi = 0,82$ durch die starke Oszillation selbstständig auslöscht.

⁹Je nachdem in welcher Region (siehe Kapitel 3.7) sich das System befindet, kann die benötigte Leistung mit steigender Spannung proportional aber auch überproportional ansteigen.

erstrebenswert bei der die notwendigen Feldstärken und damit die aufgewendete Leistung annähernd null werden.

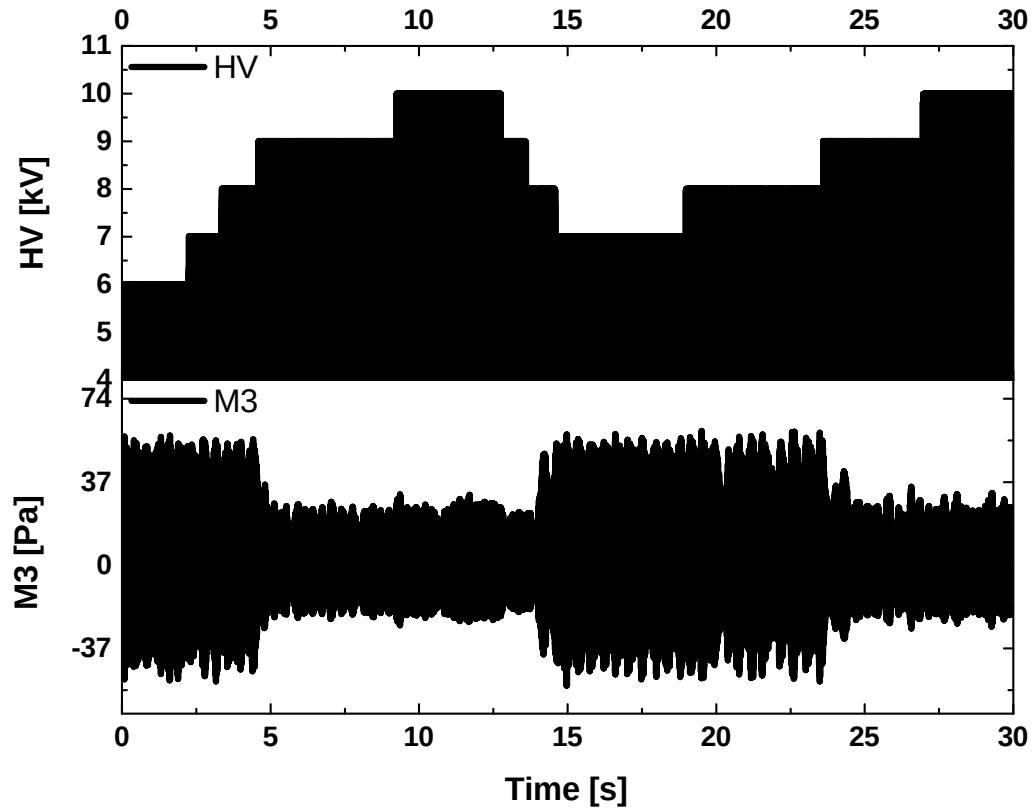


Abbildung 7.13: Stabilisation der Flamme durch ein oszillierendes sinusförmiges, Hochspannungsfeld.

Eine Möglichkeit, die notwendige Leistung zu reduzieren, ist der Einsatz eines oszillierenden Hochspannungsfeldes, da das HV-Feld nur während der Streckbewegung der Flamme nützlich ist. Zum Test wird daher eine Sinusschwingung mit 90 Hz und variabler Amplitude generiert und an den HV-Verstärker gesendet. In Abbildung 7.13 ist gezeigt, dass eine Amplitude von 4,5 kV (9 kV Peakspannung) ausreicht um eine Reduzierung der Oszillationsstärke zu erreichen. Eine komplette Stabilisation der Flamme kann natürlich nicht erreicht werden, da die Flamme auf Grund des oszillierenden Feldes weiterhin oszilliert. Die Oszillationsreduktion wird dadurch erreicht, dass die Oszillation der Flamme durch das HV-Feld vorgegeben wird (siehe Abschnitt 7.4). Wird die HV-Amplitude auf 3,5 kV (7 kV Peak) reduziert, so beginnt die Flamme wieder unabhängig vom HV-Feld zu oszil-

lieren. Ein kontrolliertes „Herunterfahren“ der Flammenoszillation ist also nicht möglich. Generell wird dasselbe Verhalten beobachtet wie bei der Stabilisation der Flamme durch ein konstantes Feld. Wird angenommen, dass die Leistung proportional zur Spannung ist, wird sogar die gleiche Leistung zur Beeinflussung der Flamme benötigt.

In Zusammenarbeit mit dem Institute für Regelungstechnik (IRT) der RWTH Aachen wurde erfolgreich ein Phasenregler zur Regelung einer instabilen Flamme eingesetzt. Das Prinzip eines Phasenreglers ist, dass ein Eingangssignal aufgenommen und mit einer einstellbaren zeitlichen Verzögerung skaliert an einen Aktuator ausgegeben wird. In der Kooperation mit dem IRT wurde das von Mikrophon 3 aufgezeichnete Druckschwankungssignal als Eingangssignal und ein am unteren Ende der Brennkammer befindlicher Lautsprecher als Aktuator verwendet. Das Prinzip funktioniert in diesem Fall gut, da ein Druckschwankungssignal als Eingangssignal und gleichzeitig ein Aktuator, der das akustische Feld beeinflussen kann, verwendet wird. Eine Regelung auf das ebenfalls aufgezeichnete Chemilumineszenzsignal, welches die Wärmefreisetzungschwankung der Flamme wiedergibt, war jedoch nicht erfolgreich.

Basierend auf den bisherigen Ergebnissen wurde im Rahmen dieser Arbeit daher der Versuch unternommen, einen Phasenregler so zu modifizieren, dass eine Regelung der Flamme mit dem zur Verfügung stehendem Hochspannungsverstärker als Aktuator gelingt. Bei dem Design des Reglers sind einige wichtige Dinge zu beachten, welche im Folgenden aufgeführt sind und diskutiert werden sollen.

- **Wahl des passenden Eingangssignals:** Als Eingangssignal kommt vor allem das bereits zur erfolgreichen Regelung mittels eines Lautsprechers als Aktuator eingesetzte Mikrofonsignal in Frage. Darüber hinaus konnte in diesem Kapitel gezeigt werden, dass das Hochspannungsfeld eine schnelle Reaktion der Flamme und ihrer Wärmefreisetzung hervorruft. Da das Chemilumineszenzsignal der Flamme diese Wärmefreisetzungsänderung detektieren und zudem schneller Informationen über die aktuelle Verbrennungssituation liefern kann, soll primär das Chemilumineszenzsignal als Eingangssignal dienen.

- **Aufbereitung und Konvertierung des Eingangssignals:** Als Eingangssignal wird hier ein physikalisch grundsätzlich anderes Signal verwendet, als hinterher als Ausgangssignal ausgegeben werden soll. So schwankt das aufgezeichnete Mikrofonsignal grundsätzlich um die Nulllage herum. Das Chemilumineszenzsignal dagegen schwankt zwischen 0 und -1, wobei ein negativerer Wert für eine höhere Wärme-freisetzung steht. Das Ausgangssignal muss dagegen zwischen 0 und 1 ($1 = 10 \text{ kV}$) liegen. Eine direkte Durchleitung des Signals ist daher nicht zweckmäßig, so dass eine umfangreiche Signalkonvertierung allein schon auf Grund der unterschiedlichen Signalskalen durchgeführt werden muss.

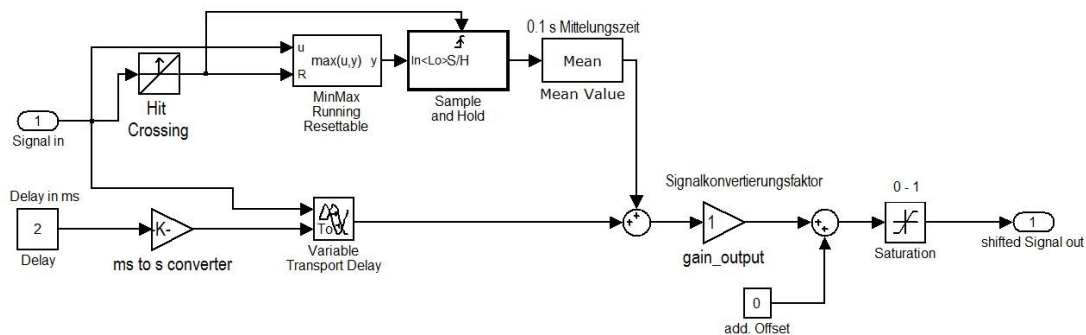


Abbildung 7.14: In Matlab/Simulink implementierter Phasenregler.

Um das aufgezeichnete Chemilumineszenzsignal aufzubereiten, wird es zunächst um seine mittlere Intensität korrigiert, da sich die Flammenoszillation nur in der Schwankung des Chemilumineszenzsignals äußert. Dazu wird auf das aufgezeichnete Signal der laufende Mittelwert (*running mean*) der letzten $1/45 \text{ s}$ addiert und mit -1 multipliziert¹⁰. Als Ergebnis wird ein um 0 schwankendes Signal erhalten wobei positive Werte eine über dem Durchschnitt liegende Wärmefreisetzung anzeigen. Damit liegt das Chemilumineszenzsignal im selben Wertebereich wie das Mikrofonsignal. Der in Matlab/Simulink implementierte Phasenregler ist in Abbildung 7.14 gezeigt, wobei „Signal In“ für ein beliebiges um null schwankendes Signal steht. Die untere Hälfte entspricht dem Phasenregler wie er bereits zur Regelung mit Hilfe eines Lautsprechers eingesetzt wurde und besteht im wesentlichen aus einer einstellbaren Verzögerung (*Delay*)¹¹ und einem variablen

¹⁰Auf Grund des Anschlusses des PMTs an die dSpace box wird immer eine negative Spannung gemessen.

¹¹Die Verzögerung kann dabei während des laufenden Experiments im ControlDesk Interface verändert werden.

Transportverzögerungs-Block (*Variable Transport Delay*), welcher das eingehende Signal zwischenspeichert und mit der einstellbaren Verzögerung ausgibt. Mit Hilfe einer variabel einstellbaren Verstärkung (*gain*) wird das verzögerte Signal an den entsprechenden Aktuator ausgegeben, wobei noch ein manuell einstellbarer Offset¹² addiert wird. Der in Abbildung 7.14 befindliche obere Teil dient der Verschiebung des Eingangssignals (-1 bis 1) in den positiven Bereich (0 bis 1). Hierzu wird das laufende Maximum (*Running Max*)¹³ des Eingangssignals bestimmt und jeden Oszillationszyklus bei Detektion des ansteigenden Nulldurchgangs resettet. Um dennoch einen stabilen Maximalwert¹⁴ zu erhalten, wird mit Hilfe des *Sample and Hold* Blocks das Maximum der letzten Periode gehalten und ausgegeben. In der Praxis hat sich zudem gezeigt, dass es für eine wirkliche stabile Bestimmung des Maximalwerts notwendig ist, diesen zu mitteln. Durch anschließende Addition auf das verschobene Signal wird nun ein Signal erhalten, welches den Anforderungen an das Ausgangssignal genügt¹⁵.

Zunächst wird der entwickelte modifizierte Phasenregler mit dem Mikrofonsignal als Eingangssignal betrieben. Durch umfangreiche Tests konnten eine Zeitverzögerung von 2,5 ms und ein Verstärkungsfaktor von 3 als optimale Betriebsparameter identifiziert werden. Mit diesen Einstellungen ist es möglich, eine selbstständig oszillierende Flamme innerhalb von 0,4 s zu stabilisieren (siehe Abbildung 7.15). Wird der Phasenregler angeschaltet, so werden sehr hohe Feldstärken innerhalb der ersten 50 ms benötigt um die Oszillationsstärke der Flamme minimal zu reduzieren. Erst danach ist eine deutliche Reduktion sowohl in der Oszillationsstärke als auch in den benötigten Feldstärken sichtbar. Wie im eingefügten Graph sichtbar ist, werden zur Aufrechterhaltung stabiler Bedingungen lediglich Spannungen im Bereich zwischen 0 und 800 V benötigt.

¹²Der Offset ist standardmäßig gleich null.

¹³Es hätte an dieser Stelle auch genauso gut das Minimum bestimmt werden können.

¹⁴Nach einem Reset würde als Maximalwert zunächst der nächst beste Wert ausgegeben werden, bis das tatsächliche Maximum erreicht wird.

¹⁵Der Sättigungs Block (*Saturation*) wird nur sicherheitshalber eingeführt, da auch wenn die dSpace Box maximal 10 V ausgeben kann, der Hochspannungsverstärker nur maximal 10 V als Eingangssignal verträgt.

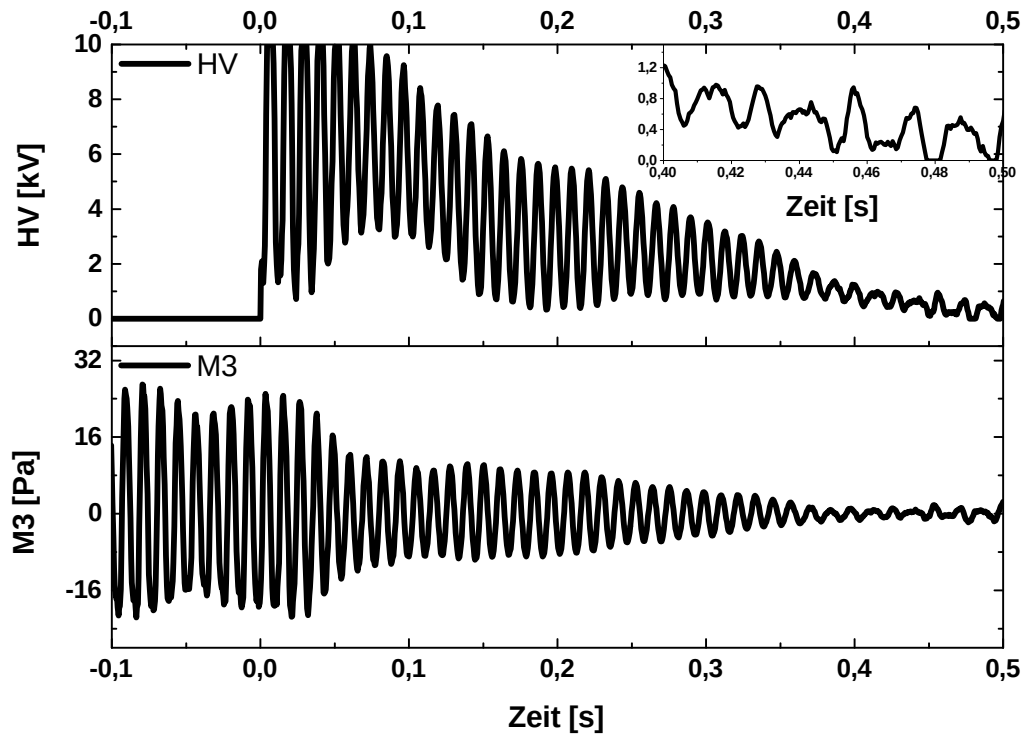


Abbildung 7.15: Auf dem Mikrofonsignal basierter Phasenregler.

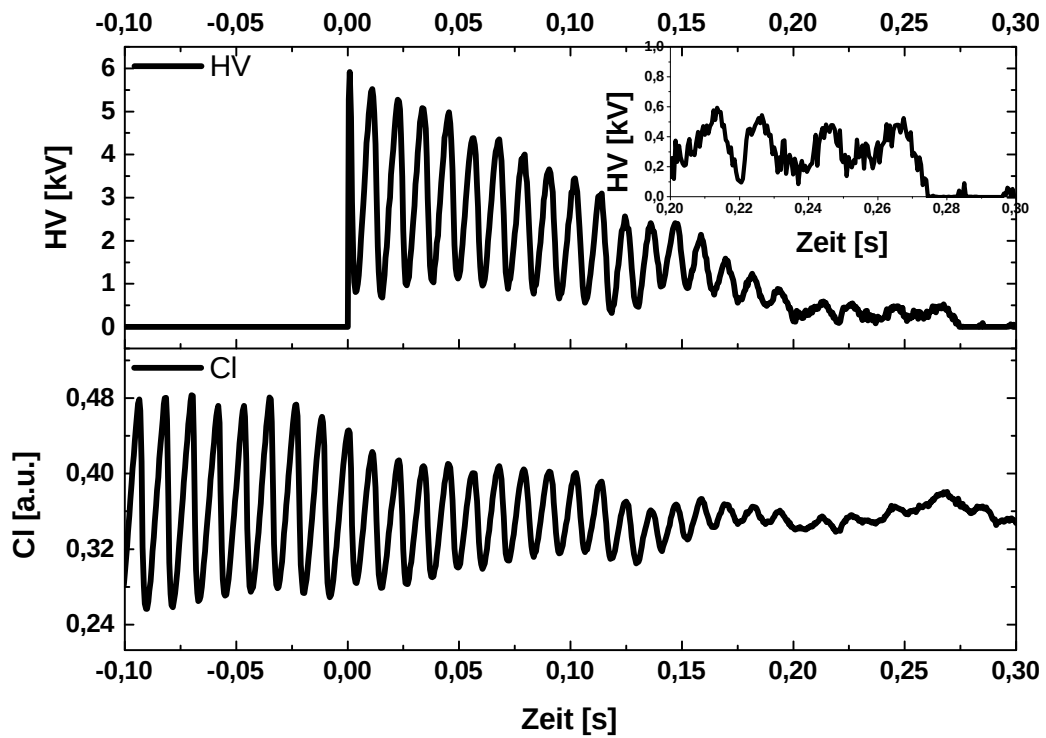


Abbildung 7.16: Auf dem Chemilumineszenzsignal basierter Phasenregler.

Wird das Chemilumineszenzsignal als Eingangssignal gewählt, werden deutlich schnellere und bessere Regelungsergebnisse erzielt. In Abbildung 7.16 ist der Oszillationsverlauf nach Einschalten des Phasenreglers gezeigt. Als Einstellungen wurden eine Zeitverzögerung¹⁶ von 0 ms und ein Verstärkungsfaktor von 3 verwendet. Auch wenn der Verstärkungsfaktor nominell gleich groß ist, so ist das Mikrofonsignal doch um mehr als eine Größenordnung größer¹⁷. Dies führt zu einer deutlich reduzierten Spitzenspannung von 6 kV im Vergleich zu den >10 kV, die bei der Regelung auf das Mikrofonsignal benötigt werden. Weiterhin setzt die stabilisierende Wirkung weitaus schneller ein, so dass bereits nach 0,2 s von einer stabilen Flamme gesprochen werden kann. Auch zur Aufrechterhaltung der Stabilisation werden langfristig nicht mehr als 400 V angelegter Spannung benötigt. Es lässt sich daher schlussfolgern, dass für eine erfolgreiche Regelung bevorzugt Signale gemessen werden sollten, die sich auch möglichst direkt mit dem Aktuator beeinflussen lassen.

Zusammenfassend lässt sich daher feststellen, dass die vom IRT entwickelte Regelung einer oszillierenden Flamme mit Hilfe eines Lautsprechers auf das Mikrofonsignal (aber nicht mit dem Chemilumineszenzsignal funktionierend) erfolgreich verbessert werden konnte. Es konnte gezeigt werden, dass ein verbesserter Regler in der Lage ist, mit Hilfe eines Hochspannungsfeldes eine oszillierende Flamme schnell zu stabilisieren und mit minimaler Leistung stabil zu halten. Zudem konnte festgestellt werden, dass das Chemilumineszenzsignal sich deutlich besser als das Mikrofonsignal als Eingangssignal der Regelung eignet, welches sich sowohl in einer deutlich geringeren Regelungszeit als auch geringerer benötigter Leistung niederschlägt.

7.6 Reduktion der CO-Emission

Um die im Grundlagenteil erörterten Befunde einer reduzierten CO-Emission bei angelegtem Hochspannungsfeld unter den in dieser Arbeit vorhandenen experimentellen Bedin-

¹⁶Der Regler funktioniert bis zu einer Verzögerung von 2 ms.

¹⁷Das in Abbildung 7.15 gezeigte Mikrofonsignal ist schon in Pa dargestellt und nicht in dem aufgezeichneten Spannungssignal, welches für die Regelung verwendet wird.

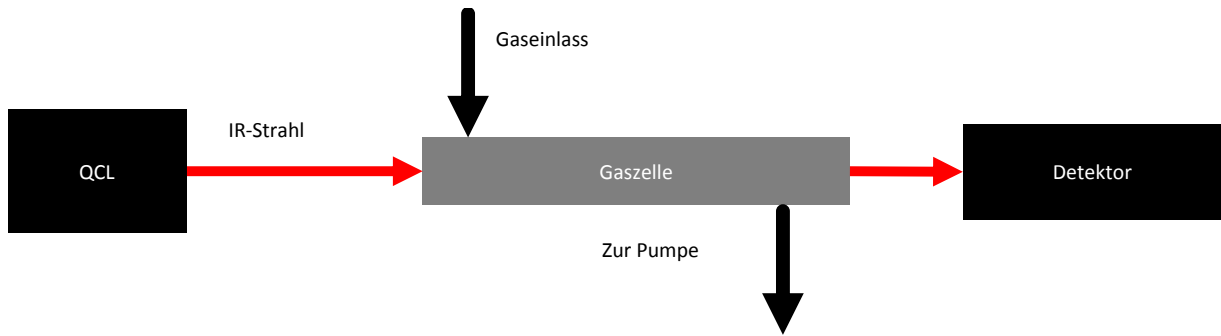


Abbildung 7.17: Skizze des verwendeten Aufbaus zur Messung von Absorptionsspektren des Abgases.

gungen zu verifizieren, wurden CO-Konzentrationsmessungen im Abgas durchgeführt. Die Messungen fanden dabei einmal mit einer (oszillierenden) Flamme ohne angelegtes Feld und einmal mit einer angelegten Hochspannung von 10 kV statt.

Als Messtechnik wurde die Absorptionsspektroskopie im mittleren Infrarotbereich (MIR) eingesetzt. Der Vorteil der Absorption α gegenüber vielen anderen spektroskopischen Techniken, wie z.B. LIF (*Laser Induced Fluorescence*), ist die einfache direkte Konzentrationsbestimmung ohne zuvor nötige umfangreiche Kalibrationsmaßnahmen. Die Absorption kann direkt aus der Intensität des in die Probe eingestrahlt Lichtes I_0 und der gemessenen Intensität hinter der Probe I nach dem Lambert-Beer-Gesetz berechnet werden.

$$\alpha(\tilde{\nu}) = -\ln \frac{I}{I_0} = \sigma(\tilde{\nu}) \cdot N \cdot d \quad (7.1)$$

Die Absorption $\alpha(\tilde{\nu})$ ist also das Produkt aus Teilchendichte N , Absorptionsquerschnitt $\sigma(\tilde{\nu})$ und Absorptionsweg d .

Der Infrarotbereich (IR) ist für die optische Diagnostik sehr interessant, da praktisch alle verbrennungsrelevanten Moleküle Absorptionsbanden in dieser Region aufweisen. So bietet er auch einen Zugang zu Molekülen, die in anderen Spektralbereichen nicht oder nur schwer detektiert werden können. CO ist z.B. nur durch 2-Photonen-LIF im tiefen UV zugänglich [138]. Im mittleren Infrarotbereich weist CO dagegen starke Fundamentalbanden auf, mit denen auch schon erfolgreich tomographisch rekonstruierte CO-Konzentrationsprofile in einer vorgemischten Niederdruckflamme gemessen werden konnten [139]. In Zusammenarbeit mit M. Sc. A. Lackner, der den Aufbau, Betrieb des Messsystems und die Auswertung

durchführte [140], wurden CO-Konzentrationsmessungen im Abgas durchgeführt. Hierfür wurde der in Abbildung 7.17 skizzierte Aufbau verwendet. Als Lichtquelle diente ein $4,48\ \mu\text{m}$ Quantenkaskadenlaser (Cascade Technologies, LS-03-D). Quantenkaskadenlaser haben gegenüber gewöhnlichen Lasersystemen den Vorteil, in einem einzigen langen Laserpuls (500 ns) ein komplettes Spektrum (Sichtbereich etwa $2\ \text{cm}^{-1}$) aufzunehmen. Der Laser kann mit bis zu 100 kHz Repetitionsrate betrieben werden, wobei zur Reduzierung der Last der Laser hier nur mit 20 kHz betrieben wurde. Die Feinjustage des sichtbaren Spektralbereichs kann durch Variation der Laserchiptemperatur zwischen 10 und $30\ ^\circ\text{C}$ (hier $24\ ^\circ\text{C}$) eingestellt werden. Der Strahl wird durch eine 64 cm lange Gaszelle mit CaF_2 -Fenstern im Brewster-Winkel geführt und mit Hilfe eines schnellen MCT-Detektors¹⁸ (Vigo Systems, PVI-2TE-8) zeitaufgelöst detektiert und digitalisiert (Agilent-Acqiris, U1071A-002, 8bit, 500 MHz, 2GS/s). Die aufgenommenen Spektren können anschließend gemittelt werden, um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten. Die verwendete Gaszelle besitzt, neben Temperatur- und Drucksensoren, einen auf Swagelok adaptierten Einlass, mit dem sie an beliebige Untersuchungsobjekte angekoppelt werden kann. Die Abgasabsaugung erfolgt mittels einer Drehschieberpumpe. Hierdurch ist gleichzeitig die freie Wahl des Drucks innerhalb der Gaszelle möglich. Die Wahl des Drucks hat großen Einfluss auf die Messung, da ein geringerer Druck generell zu schmalen Linienbreiten führt und so verschiedene Signale spektral einfacher voneinander getrennt werden können. Andererseits sinkt gleichzeitig die Absorption auf Grund der geringeren Teilchenzahldichte. Die im Folgenden dargestellten Messungen wurden daher bei einem Druck von 200 mbar aufgenommen.

Da bei einer Messung ein komplettes Spektrum aufgenommen wird, werden i.d.R. immer mehrere Spezies gleichzeitig detektiert. Bei den hier gewählten Bedingungen wird neben dem gewünschten CO auch noch CO_2 detektiert. In dem in Abbildung 7.18 dargestellten Übersichtsspektrum sind daher auch dominant die CO_2 Absorptionssignale sichtbar. Lediglich der kleine Buckel bei $2230,5\ \text{cm}^{-1}$ ist das einzige in diesem Spektralbereich sichtbare CO-Signal. Dieses Signalverhältnis ist auch zu erwarten, da die hier vermessenen Flamme Stöchiometrie von $\phi = 0,78$ aufweist. Wird ein elektrisches Hochspannungsfeld von 10 kV über die Flamme hinweg angelegt, so ändern sich die CO_2 Absorptionssignale nicht. Im

¹⁸ *Mercury Cadmium Telluride Detector.*

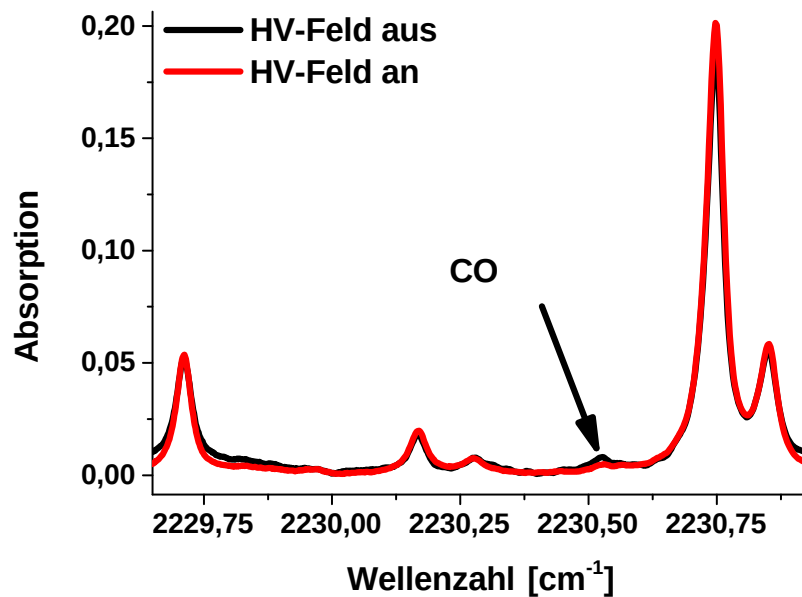


Abbildung 7.18: Absorptionsübersichtsspektren im betrachteten Spektralbereich. Das CO-Signal ist gekennzeichnet. Die restlichen Absorptionen gehen auf CO₂-Absorptionen zurück.

CO-Signal ist jedoch eine leichte Änderung zu beobachten.

Um diesen Unterschied in den Fällen mit und ohne HV-Feld genauer zu evaluieren, wurden mehrere Messreihen durchgeführt. Die Ergebnisse im Bezug auf das CO-Signal sind in Abbildung 7.19 dargestellt. Im Fall mit ausgeschaltetem Feld werden auf Basis der Absorptionssignale Konzentrationen zwischen 200-230 ppm berechnet. Wird das HV-Feld angeschaltet, ist im Spektrum ein deutlicher Abfall der Signalstärke sichtbar. Dennoch lassen sich Restkonzentrationen von etwa 100 ppm messen. Die Genauigkeit dieser Bestimmung ist jedoch als gering einzuschätzen, da der CO-Peak sich kaum von dem Baseline-Rauschen abhebt und die Baseline zudem nicht perfekt stabil ist. Deshalb lässt sich lediglich die Aussage treffen, dass durch das Anlegen eines Hochspannungsfeldes die CO-Emission der Flamme signifikant reduziert werden kann und daher die von anderen Gruppen berichtete Reduktion der CO-Emission um bis zu 95 % glaubhaft ist. Von Sakhrieh et al. [119] wurde die These aufgestellt, dass die Reduktion der CO-Emission auf eine Verringerung der Abgehobenheit der Flamme zurückzuführen ist. Die Argumentation ist hier, dass unverbranntes Frischgas auf Grund der abgehobenen Flamme an der Reaktionszone vorbei

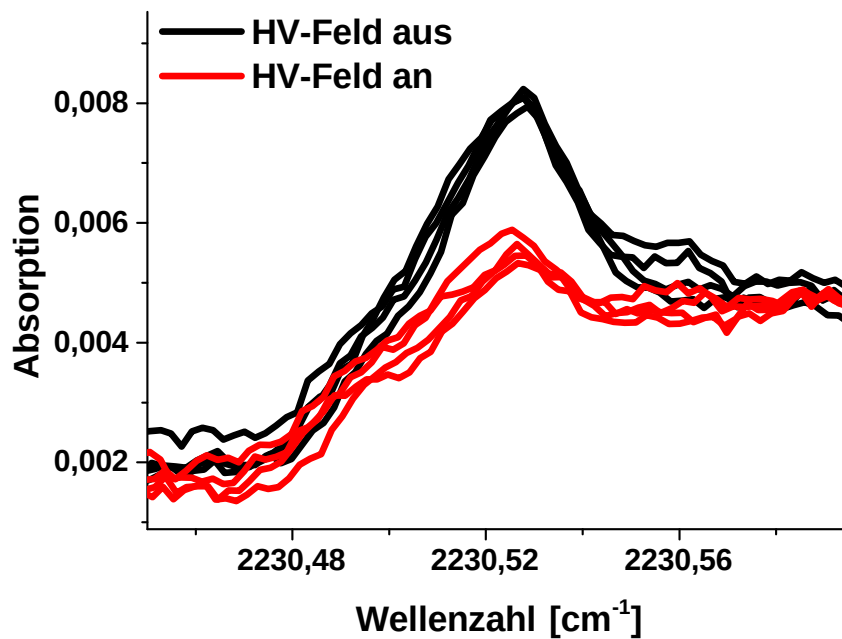


Abbildung 7.19: Betrachtung des CO-Absorptionspeaks.

fließen kann. Der so an der Reaktionszone vorbeigeleitete Brennstoff könnte dann nur teilweise verbrennen, so dass verstärkt CO entsteht. Diese Theorie lässt sich auf Basis der in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse nicht bestätigen. So konnte zwar eine deutliche Reduktion der CO-Emission bei eingeschaltetem HV-Feld detektiert werden, jedoch keine damit einhergehende Verringerung der Abgehobenheit der Flamme (siehe Abschnitt 7.1).

7.7 Zusammenfassung und Diskussion

Der Einsatz eines Hochspannungsfeldes im Rahmen einer Verbrennung ist durchweg positiv zu bewerten. Die Vorteile beim Einsatz eines Hochspannungsfeldes reichen von der Stabilisierung eigentlich nicht brennbarer, magerer Gemische bis hin zur Reduktion der CO-Emission um bis zu 95 % [119]. Im Rahmen dieser Arbeit konnte ebenfalls eine starke Reduktion der CO-Konzentration im Abgas durch Absorptionsmessungen im mittleren Infrarotbereiche nachgewiesen werden. Weiterhin konnte durch Anlegen des Hochspan-

nungsfeldes die magere Verlöschungsgrenze der Flamme von $\phi = 0,75$ auf $\phi = 0,72$ gesenkt werden.

Mittels zweidimensionalen Chemilumineszenzaufnahmen wurde der Einfluss eines Hochspannungsfeldes auf die Flammenform in Abhängigkeit der Feldstärke und der verwendeten Elektrodenform untersucht. Mit zunehmender Feldstärke ist eine zunehmende Stauchung der Flamme zu beobachten, was durch eine erhöhte Flammengeschwindigkeit auf Grund des ionischen Windes erklärt werden kann. Damit konnte gezeigt werden, dass sich in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung der Ort der Wärmefreisetzung der Flamme verändern lässt.

Um die Eignung eines Hochspannungsfeldes als Aktuator einer aktiven Regelung zu untersuchen, wurde die Flammenantwort auf einen Feldstärkensprung betrachtet. Es konnte beobachtet werden, dass die Flamme bereits nach $300 \mu\text{s}$ auf das angelegte Feld reagiert, obwohl das Feld erst nach $700 \mu\text{s}$ seine Endstärke erreicht. Daher ist die Totzeit der Flamme für eine mögliche Regelung vernachlässigbar klein. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass durch den Spannungssprung und damit der Verlagerung des Schwerpunkts der Wärmefreisetzung der Flamme, eine akustische Druckwelle ausgelöst wird. Um den Einfluss eines (oszillierenden) Hochspannungsfeldes auf eine stabile Flamme zu untersuchen, wurden sinus-, sägezahn- und rechteckförmige Signalformen dem angelegten Hochspannungsfeld aufgeprägt. Mit zunehmender Feldstärke lässt sich eine immer stärker werdende Beeinflussung der Flamme durch das angelegte Hochspannungsfeld feststellen.

Im weiteren wurde eine selbstständig oszillierende Flamme durch den Einsatz eines konstanten Hochspannungsfeldes stabilisiert. Hierbei wurde eine Hysterese beobachtet, d.h. es wurde ein stärkeres Feld für die Stabilisation, als für die Aufrechterhaltung stabiler Verbrennungsbedingungen, benötigt. Um eine echte Regelung umzusetzen, wurde ein Phasenregler so weiterentwickelt, dass er sowohl zusammen mit einem Mikrofonsignal als auch mit dem Chemilumineszenzsignal als Regelgröße arbeiten kann. Durch Wahl der passenden Phasenreglereinstellungen war es möglich, die oszillierende Flamme in einen stabilen Zustand zu überführen. Im Gegensatz zum Einsatz eines konstanten Feldes geht hierbei die angelegte Feldstärke gegen Null, so dass zur Aufrechterhaltung stabiler Bedingungen

nur eine vernachlässigbare Feldstärke benötigt wird. Es wurde weiterhin festgestellt, dass eine Regelung auf das Chemilumineszenzsignal erfolgreicher ist, d.h. die Stabilisation der Flamme schneller einsetzt und eine geringere Maximalspannung zur Aufrechterhaltung der Stabilisation benötigt, als bei einer Regelung auf das Mikrofonsignal. Damit konnte nach Kenntnis des Autors weltweit erstmalig eine aktive Regelung mit Hilfe eines Hochspannungsfeldes realisiert werden.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit, die im Rahmen des Projekts C5 des SFB 686 entstand, war die Untersuchung von instationären Verbrennungsprozessen mit Hilfe des Flammeneigenleuchtens (Chemilumineszenz). Verbrennungsinstationaritäten treten insbesondere unter mageren und vorgemischten Betriebsbedingungen in vielen Verbrennungssystemen auf. Sie sind auf eine Kopplung der periodische schwankenden Wärmefreisetzung der Verbrennung mit der akustischen Mode der Brennkammer zurückzuführen.

Ziel dieser Arbeit war daher die Verbesserung des Verständnisses von Verbrennungsinstationaritäten, um deren Auftreten in Zukunft verhindern oder kontrollieren zu können. Hierzu wurde eine Brennkammer entwickelt, die unter einigen Betriebszuständen Verbrennungsinstationaritäten zeigt. In der quadratisch ausgelegten Brennkammer kann eine invertierte V-Flamme stabilisiert werden, so dass das gesamte Experiment im Rahmen einer Simulation als zweidimensional angenommen werden kann. Die Brennkammer ist zudem mit einem Lautsprecher ausgestattet, der zur gezielten akustischen Anregung einer stabilen Flamme, sowie zur Regelung einer instationären Flamme genutzt wurde.

Für die Charakterisierung der Instationaritäten müssen sowohl das akustische Feld, als auch die Wärmefreisetzungsschwankungen der Flamme bekannt sein. Um die Druckschwankung innerhalb der Brennkammer zu detektieren, wurden Mikrofone in die Brennkammer integriert, während die Wärmefreisetzungsschwankungen der Flamme durch Messung der Chemilumineszenzemission detektiert wurden. Zur zeitaufgelösten Detektion der Chemilumineszenzemission der Flamme wurde ein filterbasiertes Photomultipliersystem verwendet. Ergänzend werden phasenaufgelöste, zweidimensionale Messungen der Chemilumineszenz vorgenommen um so nicht nur die integrale, sondern auch die örtliche

Verteilung der Wärmefreisetzung zu messen. Es wurde ein Auswertungsprogramm geschrieben um weitere Flammenparameter wie die Flammenhöhe, Flammenbreite, Flammenoberfläche und Volumen an unverbranntem Frischgas aus den aufgenommenen Bildern extrahieren zu können.

So wie die Flamme durch ihre Energiefreisetzung die Druckwelle beeinflusst, beeinflusst die Druckwelle ihrerseits wiederum die Flamme. Für das Verständnis der thermoakustischen Oszillation muss dieser Prozess ebenfalls berücksichtigt werden. Um die Form des oszillierenden Gasstroms zu untersuchen, wurde ein flexibles, linsenbasiertes Schlierensystem zur Detektion von Brechungsindexgradienten erstmalig in dieser Arbeitsgruppe aufgebaut. Auf Grund der hohen erreichbaren Signalintensität im Vergleich mit der, insbesondere unter mageren Bedingungen, schwachen Flammenemission, wurden Schattenfotografieaufnahmen zur Aufnahme von Hochgeschwindigkeitsfilmen verwendet. Neben den klassischen schwarz/weiß-Schlieren wurde in dieser Arbeit ein Fokus auf die Anwendung von quantitativen Farbschlieren gelegt. Farbschlierenaufnahmen unterscheiden sich durch die Verwendung eines Regenbogenfarbfilters von klassischen Schlierenaufnahmen, bei denen ein *knife edge* als Schlierenkante verwendet wird. Der Farbton in den Schlierenaufnahmen kann anschließend in der Auswertung einem absoluten Brechungsindexgradienten zugeordnet werden, so dass das ursprüngliche Brechungsindexfeld und davon abgeleitete Größen rekonstruiert werden konnte.

Basierend auf den durchgeführten systematischen Untersuchungen von oszillierenden Flammen mittels Chemilumineszenz-, Druckschwankungs- sowie Schatten- und Schlierenfotografiemessungen lässt sich der Oszillationszyklus der hier beobachteten Instationarität wie folgt erklären: Der akustisch angeregte, den Flammenhalter durchströmende, Gasstrom bringt mit zunehmendem Druck überdurchschnittlich viel Frischgas durch den Flammenhalter hindurch. Die zu diesem Zeitpunkt kleine Flamme (niedrige Flammenhöhe, geringe Wärmefreisetzung) ist nicht in der Lage diese Menge an Frischgas zu verbrennen. Zu diesem Zeitpunkt ist die Flammengeschwindigkeit geringer als die nachströmende Gasgeschwindigkeit, so dass sich die Flamme an der Basis verbreitert, leicht vom Flammenhalter abhebt und schließlich auch die Flammenhöhe ansteigt. Damit einhergehend

ist eine starke Zunahme der Flammenoberfläche und des Volumens an unverbranntem Frischgas. Mit der zunehmenden Flammenoberfläche wird mehr Frischgas verbrannt, so dass die Flamme von den Seiten zur Mitte hin ausbrennt. Begünstigt wird dieser Prozess durch ein Minimum an nachströmendem Frischgas durch den Flammenhalter. Treffen die Flammenfronten in der Mitte zusammen, wird das Maximum der Wärmefreisetzung der Flamme erreicht. Werden diese Flammenfronten, mangels Frischgas, vernichtet, so wird ein scharfer Abfall in der Wärmefreisetzung der Flamme beobachtet. Damit einhergehend ist eine Druckwellenerzeugung der Flamme. Da der Ort der Druckwellenerzeugung mit dem, unter Kaltgasbedingungen bestimmten, Ort des maximalen Drucks übereinstimmt, fügt die Flamme zu diesem Zeitpunkt der Instationarität Energie hinzu. In dieser Arbeit konnte somit ein umfassendes Verständnis der beobachteten Verbrennungsinstationarität durch Kombination verschiedenster diagnostischer Techniken gewonnen werden.

Für eine erfolgreiche aktive Regelung wird ein ausreichend schneller Aktuator benötigt. In den meisten Fällen wird hierzu ein Lautsprecher zur Beeinflussung des akustischen Feldes der Brennkammer eingesetzt. Für die Regelung technischer Systeme ist ein Lautsprecher allerdings nicht geeignet. In dieser Arbeit wurde daher ein über die Flamme hinweg angelegtes Hochspannungsfeld zur Beeinflussung des Verbrennungsprozesses auf einem molekularen Level getestet. Es konnte gezeigt werden, dass sich durch Wahl der angelegten Feldstärke die Flammenform und damit der Schwerpunkt der Wärmefreisetzung der Flamme beeinflussen lässt. Im Gegensatz zu Mikrofon-basierten Methoden, ist die Chemilumineszenz in der Lage diesen Wechsel in der Wärmefreisetzung robust und in Echtzeit zu detektieren. Daher wurde die Chemilumineszenz in dieser Arbeit als Regelgröße eines weiterentwickelten Phasenreglers verwendet. Mit diesem Regelungssystem konnte die Verbrennungsinstationaritäten zeigende Flamme erfolgreich geregelt und unter Einsatz minimaler Leistung stabil gehalten werden.

Ausblick

Aufbauend auf der in dieser Arbeit durchgeführten umfassenden Charakterisierung von Verbrennungsinstabilitäten einer vorgemischten, laminaren Schlitzflamme, sollte in der Zukunft der Schritt zu technisch relevanten turbulenten, drallstabilisierten Flammen gemacht werden. Da ungestörte Drallbrenner-stabilisierte Flammen schon umfangreich untersucht worden sind, sollte insbesondere die Interaktion der Flamme mit der Akustik im Vordergrund der Arbeiten stehen. Zugleich sollte bei der Konstruktion sofort die technisch relevante Flammen-Flammen Interaktion mit einbezogen werden, so dass ebenfalls die Untersuchung von dann auftretenden transversalen akustischen Moden Gegenstand zukünftiger Arbeiten sein kann. Da es sich um ein hochturbulentes System handelt, bei dem die Flammen nicht nur mit der Akustik, sondern auch miteinander interagieren, bietet es sich an, zweidimensionale Hochgeschwindigkeitsmessungen der Chemilumineszenzemission vorzunehmen. Dies erlaubt die örtliche Detektion der Wärmefreisetzung der Flamme, welche sich hervorragend zur Validation eines entsprechenden Modells eignet. Da es sich bei den Chemilumineszenzmessungen um eine *line-of-sight* Technik handelt und die Flamme nicht mehr als zweidimensional aufgefasst werden kann, bieten sich komplementäre OH-PLIF Messungen an, um instantane Aufnahmen der Flammenfront in einer Ebene zu erhalten. Auf Basis dieser Ergebnisse kann dann eine modellprädiktive Regelung der selbstständig oszillierenden Drallflammen mit Hilfe eines Hochspannungsfeldes entwickelt werden. Da durch ein angelegtes Hochspannungsfeld die Schadstoffemission der Verbrennung signifikant reduziert werden kann, sollte diese online gemessen und in die Regelung als zusätzliche Regelgröße mit einbezogen werden. Hierdurch wird es möglich sein Verbrennungsinstationaritäten sowohl zu verstehen, zu regeln und gleichzeitig den Schadstoffausstoß zu minimieren.

Literaturverzeichnis

- [1] Allgemeine Gesetzesvorschriften. „Gesetz für den Vorrang Erneuerbarer Energien Konsolidierte Fassung des Gesetzestextes in der ab 1. Januar 2012 geltenden Fassung“. In: *Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit (BMU)* (2012), S. 2–82.
- [2] Bundesumweltministerium. „Entwicklung der erneuerbaren Energien in Deutschland im Jahr 2012“. In: *Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit (BMU)* (2013), S. 1–42.
- [3] T. Lieuwen, M. Chang und A. Amato. „Stationary gas turbine combustion: Technology needs and policy considerations“. In: *Combustion and Flame* 160.8 (2013), S. 1311–1314. DOI: 10.1016/j.combustflame.2013.05.001.
- [4] F. Herrmann, P. Oßwald und K. Kohse-Höinghaus. „Mass spectrometric investigation of the low-temperature dimethyl ether oxidation in an atmospheric pressure laminar flow reactor“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34.1 (2013), S. 771–778. DOI: 10.1016/j.proci.2012.06.136.
- [5] M. Schenk, L. Leon, K. Moshhammer, P. Oßwald, T. Zeuch, L. Seidel, F. Mauss und K. Kohse-Höinghaus. „Detailed mass spectrometric and modeling study of isomeric butene flames“. In: *Combustion and Flame* 160.3 (2013), S. 487–503. DOI: 10.1016/j.combustflame.2012.10.023.
- [6] B. Yang, C. Westbrook, T. Cool, N. Hansen und K. Kohse-Höinghaus. „Photoionization mass spectrometry and modeling study of premixed flames of three unsaturated C₅H₈O₂ esters“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34.1 (2013), S. 443–451. DOI: 10.1016/j.proci.2012.05.034.

- [7] K. Zhang, K. Moshhammer, P. Oßwald und K. Kohse-Höinghaus. „Experimental investigation of partially premixed, highly-diluted dimethyl ether flames at low temperatures“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34.1 (2013), S. 763–770. DOI: 10.1016/j.proci.2012.06.007.
- [8] J. Koppmann, A. Brockhinke und K. Kohse-Höinghaus. „Contributions to combustion chemistry research“. In: *8th U.S. National Combustion Meeting*. Salt Lake City, 2013.
- [9] P. H. Paul und H. N. Najm. „Planar laser-induced fluorescence imaging of flame heat release rate“. In: *International Symposium on Combustion* 27.1 (1998), S. 43–50. DOI: 10.1016/S0082-0784(98)80388-3.
- [10] J. Kiefer, Z. S. Li, J. Zetterberg, X. S. Bai und M. Aldén. „Investigation of local flame structures and statistics in partially premixed turbulent jet flames using simultaneous single-shot CH and OH planar laser-induced fluorescence imaging“. In: *Combustion and Flame* 154.4 (2008), S. 802–818. DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.04.002.
- [11] N. A. Worth und J. R. Dawson. „Cinematographic OH-PLIF measurements of two interacting turbulent premixed flames with and without acoustic forcing“. In: *Combustion and Flame* 159.3 (2012), S. 1109–1126. DOI: 10.1016/j.combustflame.2011.09.006.
- [12] W. Meier, I. Boxx, M. Stöhr und C. D. Carter. „Laser-based investigations in gas turbine model combustors“. In: *Experiments in Fluids* 49.4 (2010), S. 865–882. DOI: 10.1007/s00348-010-0889-x.
- [13] K. M. Kopp-Vaughan, S. G. Tuttle, M. W. Renfro und G. B. King. „Heat release and flame structure measurements of self-excited acoustically-driven premixed methane flames“. In: *Combustion and Flame* 156.10 (2009), S. 1971–1982. DOI: 10.1016/j.combustflame.2009.06.018.
- [14] H. Li, S. D. Wehe und K. R. McManus. „Real-time equivalence ratio measurements in gas turbine combustors with a near-infrared diode laser sensor“. In: *Proceedings*

- of the Combustion Institute* 33.1 (2011), S. 717–724. DOI: 10.1016/j.proci.2010.05.114.
- [15] J. Kojima, Y. Ikeda und T. Nakajima. „Basic aspects of OH(A), CH(A), and C2(d) chemiluminescence in the reaction zone of laminar methane-air premixed flames“. In: *Combustion and Flame* 140.1-2 (2005), S. 34–45. DOI: 10.1016/j.combustflame.2004.10.002.
- [16] T. Kathrotia, U. Riedel, A. Seipel, K. Moshhammer und A. Brockhinke. „Experimental and numerical study of chemiluminescent species in low-pressure flames“. In: *Applied Physics B* 107.3 (2012), S. 571–584. DOI: 10.1007/s00340-012-5002-0.
- [17] A. Brockhinke, J. Krüger, M. Heusing und M. Letzgus. „Measurement and simulation of rotationally-resolved chemiluminescence spectra in flames“. In: *Applied Physics B* 107.3 (2012), S. 539–549. DOI: 10.1007/s00340-012-5001-1.
- [18] P. Aleiferis, Y. Hardalupas, A. M. K. P. Taylor, K. Ishii und Y. Urata. „Flame chemiluminescence studies of cyclic combustion variations and air-to-fuel ratio of the reacting mixture in a lean-burn stratified-charge spark-ignition engine“. In: *Combustion and Flame* 136.1-2 (2004), S. 72–90. DOI: 10.1016/j.combustflame.2003.09.004.
- [19] L. Arias, S. Torres, D. Sbarbaro und P. Ngendakumana. „On the spectral bands measurements for combustion monitoring“. In: *Combustion and Flame* 158 (2011), S. 423–433. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.09.018.
- [20] S. Marley und W. Roberts. „Measurements of laminar burning velocity and Markstein number using high-speed chemiluminescence imaging“. In: *Combustion and Flame* 141.4 (2005), S. 473–477. DOI: 10.1016/j.combustflame.2005.02.011.
- [21] M. Röder, T. Dreier und C. Schulz. „Simultaneous measurement of localized heat-release with OH/CH₂O - LIF imaging and spatially integrated OH chemiluminescence in turbulent swirl flames“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34.2 (2013), S. 3549–3556.

- [22] B Higgins, M. Q. McQuay und F Lacas. „Systematic measurements of OH chemiluminescence for fuel-lean, high-pressure, premixed, laminar flames“. In: *Fuel* 80.x (2001), S. 67–74.
- [23] B. Higgins, M. Q. McQuay, F. Lacas und S. Candel. „An experimental study on the effect of pressure and strain rate on CH chemiluminescence of premixed fuel-lean methane/air flames“. In: *Fuel* 80.11 (2001), S. 1583–1591. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0016-2361\(01\)00040-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0016-2361(01)00040-0).
- [24] P. Nau, J. Krüger, A. Lackner, M. Letzgus und A. Brockhinke. „On the quantification of OH*, CH*, and C2* chemiluminescence in flames“. In: *Applied Physics B* 107.3 (2012), S. 551–559. DOI: 10.1007/s00340-012-5006-9.
- [25] J. E. Dec. „Advanced compression - ignition engines – understanding the in - cylinder processes“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32.2 (2009), S. 2727–2742. DOI: 10.1016/j.proci.2008.08.008.
- [26] M. C. Lee, J. H. Chung, W. S. Park, S. Park und Y. Yoon. „The combustion tuning methodology of an industrial gas turbine using a sensitivity analysis“. In: *Applied Thermal Engineering* 50.1 (2013), S. 714–721. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2012.07.016.
- [27] M. Ayoub, C. Rottier, S. Carpentier, C. Villermaux, A. M. Boukhalfa und D. Honoré. „An experimental study of mild flameless combustion of methane/hydrogen mixtures“. In: *International Journal of Hydrogen Energy* 37.8 (2012), S. 6912–6921. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2012.01.018.
- [28] C. Galletti, A. Parente und L. Tognotti. „Numerical and experimental investigation of a mild combustion burner“. In: *Combustion and Flame* 151.4 (2007), S. 649–664. DOI: 10.1016/j.combustflame.2007.07.016.
- [29] M. Ihme und Y. C. See. „LES flamelet modeling of a three-stream MILD combustor: Analysis of flame sensitivity to scalar inflow conditions“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33.1 (2011), S. 1309–1317. DOI: 10.1016/j.proci.2010.05.019.

-
- [30] P. Li, J. Mi, B. B. Dally, R. A. Craig und F. Wang. „Premixed Moderate or Intense Low-Oxygen Dilution (MILD) Combustion from a Single Jet Burner in a Laboratory-Scale Furnace“. In: *Energy & Fuels* 25.7 (2011), S. 2782–2793. DOI: 10.1021/ef200208d.
- [31] J. Mi, P. Li, B. B. Dally und R. A. Craig. „Importance of Initial Momentum Rate and Air-Fuel Premixing on Moderate or Intense Low Oxygen Dilution (MILD) Combustion in a Recuperative Furnace“. In: *Energy & Fuels* 23.11 (2009), S. 5349–5356. DOI: 10.1021/ef900866v.
- [32] G. Szego, B. Dally und G. Nathan. „Operational characteristics of a parallel jet MILD combustion burner system“. In: *Combustion and Flame* 156.2 (2009), S. 429–438. DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.08.009.
- [33] G. Szego, B. Dally und G. Nathan. „Scaling of NO_x emissions from a laboratory-scale mild combustion furnace“. In: *Combustion and Flame* 154.1-2 (2008), S. 281–295. DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.02.001.
- [34] O. Lammel, H. Schütz, G. Schmitz, R. Lückcrath, M. Stöhr, B. Noll, M. Aigner, M. Hase und W. Krebs. „FLOX Combustion at High Power Density and High Flame Temperatures“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132.12 (2010), S. 121503–1 –121503–10. DOI: 10.1115/1.4001825.
- [35] R. Lückcrath, W. Meier und M. Aigner. „FLOX Combustion at high pressure with different fuel compositions“. In: *Jornal of Engineering for Gas Turbines and Power* 130 (2008), S. 11505–11507.
- [36] F. Herrmann. „Massenspektrometrische Analyse der homogenisierten Niedertemperaturverbrennung in verschiedenen Reaktorsystemen“. Dissertation. Universität Bielefeld, 2013.
- [37] T. C. Lieuwen. *Unsteady Combustor Physics*. Cambridge University Press, 2012. ISBN: 978-1-107-01599-9.
- [38] S. Candel, D. Durox, S. Ducruix, A.-L. Birbaud, N. Noiray und T. Schuller. „Flame dynamics and combustion noise: progress and challenges“. In: *International Journal of Aeroacoustics* 8.1 (2009), S. 1–56. DOI: 10.1260/147547209786234984.

- [39] D. Wisman, S. Marcum und B. Ganguly. „Electrical control of the thermodiffusive instability in premixed propane-air flames“. In: *Combustion and Flame* 151.4 (2007), S. 639–648. DOI: 10.1016/j.combustflame.2007.06.021.
- [40] J. M. Truffaut und G. Searby. „Experimental study of the Darrieus-Landau instability on an inverted-’V’ flame, and measurement of the Markstein number“. In: *Combustion science and technology* 149 (1999), S. 35–52.
- [41] J. Yoon, M.-K. Kim, J. Hwang, J. Lee und Y. Yoon. „Effect of fuel-air mixture velocity on combustion instability of a model gas turbine combustor“. In: *Applied Thermal Engineering* 54.1 (2013), S. 92–101. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2013.01.032.
- [42] D. Durox, J. P. Moeck, J.-F. Bourgoign, P. Morenton, M. Viallon, T. Schuller und S. Candel. „Flame dynamics of a variable swirl number system and instability control“. In: *Combustion and Flame* 160.9 (2013), S. 1729–1742. DOI: 10.1016/j.combustflame.2013.03.004.
- [43] M. P. Auer, C. Gebauer und K. G. Mösl. „Active instability control: feedback of combustion instabilities on the injection of gaseous fuel“. In: *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 127.4 (2005), S. 748–754. DOI: 10.1115/1.1924718.
- [44] N. Noiray, D. Durox, T. Schuller und S. Candel. „A unified framework for nonlinear combustion instability analysis based on the flame describing function“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 615 (2008), S. 139. DOI: 10.1017/S0022112008003613.
- [45] D. Hartmann, W. Schröder und S. Hemchandra. „Influence of hydrodynamic instability on the heat release transfer function of premixed flames“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo GT2010* (2010).
- [46] T. Lieuwen, H. Torres, C. Johnson und B. T. Zinn. „A mechanism of combustion instability in lean premixed gas turbine combustors“. In: *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 123 (2001), S. 182–189.

-
- [47] S. Candel. „Combustion dynamics and control: progress and challenges“. In: *Proceedings of the combustion institute* 29.1 (2002), S. 1–28. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S1540-7489\(02\)80007-4](http://dx.doi.org/10.1016/S1540-7489(02)80007-4).
- [48] S. Kartheekyan und S. R. Chakravarthy. „An experimental investigation of an acoustically excited laminar premixed flame“. In: *Combustion and Flame* 146.3 (2006), S. 513–529. DOI: [10.1016/j.combustflame.2006.04.014](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2006.04.014).
- [49] D. Durox, T. Schuller, N. Noiray, A. L. L. Birbaud und S. Candel. „Rayleigh criterion and acoustic energy balance in unconfined self-sustained oscillating flames“. In: *Combustion and Flame* 156.1 (2009), S. 106–119. DOI: [10.1016/j.combustflame.2008.07.016](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2008.07.016).
- [50] A. P. Dowling und A. S. Morgans. „Feedback Control of Combustion Oscillations“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 37.1 (2005), S. 151–182. DOI: [10.1146/annurev.fluid.36.050802.122038](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.36.050802.122038).
- [51] S. Hemchandra. „Premixed flame response to equivalence ratio fluctuations: Comparison between reduced order modeling and detailed computations“. In: *Combustion and Flame* 159.12 (2012), S. 3530–3543. DOI: [10.1016/j.combustflame.2012.08.003](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2012.08.003).
- [52] C. M. Coats, Z. Chang und P. D. Williams. „Excitation of thermoacoustic oscillations by small premixed flames“. In: *Combustion and Flame* 157.6 (2010), S. 1037–1051. DOI: [10.1016/j.combustflame.2010.01.017](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2010.01.017).
- [53] S. Tachibana, L. Zimmer, Y. Kurosawa und K. Suzuki. „Active control of combustion oscillations in a lean premixed combustor by secondary fuel injection coupling with chemiluminescence imaging technique“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31.2 (2007), S. 3225–3233. DOI: [10.1016/j.proci.2006.08.037](https://doi.org/10.1016/j.proci.2006.08.037).
- [54] H. Zhou, Q. Tang, T. Ren, G. Li und K. Cen. „Control of thermoacoustic instabilities by CO₂ and N₂ jet in cross-flow“. In: *Applied Thermal Engineering* 36 (2012), S. 353–359. DOI: [10.1016/j.applthermaleng.2011.10.048](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2011.10.048).

- [55] D. Fritsche, M. Füre und K. Boulouchos. „An experimental investigation of thermoacoustic instabilities in a premixed swirl-stabilized flame“. In: *Combustion and Flame* 151.1-2 (2007), S. 29–36. DOI: 10.1016/j.combustflame.2007.05.012.
- [56] A. Gulati und R. Mani. „Active control of unsteady combustion-induced oscillations“. In: *Journal of Propulsion and Power* 8.5 (1992), S. 1109–1115.
- [57] N. Docquier und S. Candel. „Combustion control and sensors: a review“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 28.2 (2002), S. 107–150. DOI: 10.1016/S0360-1285(01)00009-0.
- [58] G. Gelbert, J. P. Moeck, C. O. Paschereit und R. King. „Advanced algorithms for gradient estimation in one- and two-parameter extremum seeking controllers“. In: *Journal of Process Control* 22.4 (2012), S. 700–709. DOI: 10.1016/j.jprocont.2012.01.022.
- [59] N. Noiray, D. Durox, T. Schuller und S. Candel. „Dynamic phase converter for passive control of combustion instabilities“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32.2 (2009), S. 3163–3170. DOI: 10.1016/j.proci.2008.05.051.
- [60] Y. Hardalupas und M. Orain. „Local measurements of the time-dependent heat release rate and equivalence ratio using chemiluminescent emission from a flame“. In: *Combustion and Flame* 139.3 (2004), S. 188–207. DOI: 10.1016/j.combustflame.2004.08.003.
- [61] M. Lackner, A. B. Palotás und F. Winter. *Combustion From Basics to Applications*. Weinheim: Wiley-VCH Verlag, 2013. ISBN: 978-3-527-33351-6.
- [62] J. Warnatz, U. Maas und R. W. Dibble. *Combustion : physical and chemical fundamentals, modeling and simulation, experiments, pollutant formation*. 3. Aufl. Berlin: Springer, 2001. ISBN: 3-540-67751-8.
- [63] H. E. Siekmann und P. U. Thamsen. *Strömungslehre*. 2. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 2008. ISBN: 978-3-540-73727-8.
- [64] G. P. Smith, D. M. Golden, M. Frenklach, N. W. Moriaty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C. T. Bowman, R. K. Hanson, S. Song, W. C. Gardiner, V. V. Lissianski und Z. Qin. *GRI-Mech 3.0*.

-
- [65] G. Billoud und M. A. Galland. „Adaptive active control of combustion instabilities“. In: *Combustion Science and Technology* 81.4-6 (1992), S. 257–283. DOI: 10.1080/00102209208951806.
- [66] J. W. S. Rayleigh. „The explanation of certain acoustical phenomena“. In: *Nature* (1878), S. 319–321.
- [67] J. A. Carvalho, M. A. J. Ferreira, C. Bressan und J. L. G. Ferreira. „Definition of heater location to drive maximum amplitude acoustic oscillations in a Rijke tube“. In: *Combustion and Flame* 76 (1989), S. 17–27.
- [68] F. Nicoud und T. Poinsot. „Thermoacoustic instabilities: Should the Rayleigh criterion be extended to include entropy changes?“ In: *Combustion and flame* 142.1-2 (2005), S. 153–159.
- [69] G. Gelbert, J. P. Moeck, C. O. Paschereit und R. King. „Control Engineering Practice Feedback control of unstable thermoacoustic modes in an annular Rijke tube“. In: *Control Engineering Practice* 20.8 (2012), S. 770–782. DOI: 10.1016/j.conengprac.2012.03.016.
- [70] C. O. Paschereit, E. Gutmark und W. Weisenstein. „Control of thermoacoustic instabilities and emissions in an industrial-type gas-turbine combustor“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* (1998), S. 1817–1824.
- [71] D. Fritsche. „Origin and control of thermoacoustic instabilities in lean premixed gas turbine combustion“. Dissertation. ETH Zürich, 2005.
- [72] J. H. Uhm und S. Acharya. „Control of combustion instability with a high-momentum air-jet“. In: *Combustion and Flame* 139.1-2 (2004), S. 106–125. DOI: 10.1016/j.combustflame.2004.07.007.
- [73] K. T. Feldman. „Review of the literature on Rijke thermoacoustic phenomena“. In: *Journal of Sound and Vibration* 7 (1968), S. 83–89.
- [74] D. Zhao und Z. Chow. „Thermoacoustic instability of a laminar premixed flame in Rijke tube with a hydrodynamic region“. In: *Journal of Sound and Vibration* 332.14 (2013), S. 3419–3437. DOI: 10.1016/j.jsv.2013.01.031.

- [75] D. Zhao. „Transient growth of flow disturbances in triggering a Rijke tube combustion instability“. In: *Combustion and Flame* 159.6 (2012), S. 2126–2137. DOI: 10.1016/j.combustflame.2012.02.002.
- [76] J. P. Moeck, M. Oevermann, R. Klein, C. O. Paschereit und H. Schmidt. „A two-way coupling for modeling thermoacoustic instabilities in a flat flame Rijke tube“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32.1 (2009), S. 1199–1207. DOI: 10.1016/j.proci.2008.05.062.
- [77] K. I. Matveev. „Thermoacoustic instabilities in the Rijke tube: experiments and modeling“. Dissertation. California Institute of Technology, 2003.
- [78] R. Rook. „Acoustics in burner-stabilised flames“. Dissertation. Technische Universität Eindhoven, 2001. ISBN: 9038629125.
- [79] L. Li, L. Yang und X. Sun. „Effect of distributed heat source on low frequency thermoacoustic instabilities“. In: *Journal of Sound and Vibration* 332.12 (2013), S. 3098–3111. DOI: 10.1016/j.jsv.2013.01.011.
- [80] T. Schuller, D. Durox und S. Candel. „A unified model for the prediction of laminar flame transfer functions“. In: *Combustion and Flame* 134.1-2 (2003), S. 21–34. DOI: 10.1016/S0010-2180(03)00042-7.
- [81] H. M. Altay, S. Park, D. Wu und D. Wee. „Modeling the dynamic response of a laminar perforated-plate stabilized flame“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009), S. 1359–1366. DOI: 10.1016/j.proci.2008.06.099.
- [82] T. Schuller. „Self-induced combustion oscillations of laminar premixed flames stabilized on annular burners“. In: *Combustion and Flame* 135.4 (2003), S. 525–537. DOI: 10.1016/j.combustflame.2003.08.007.
- [83] V. N. Kornilov, K. Schreel und L. P. H. de Goey. „Experimental assessment of the acoustic response of laminar premixed Bunsen flames“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31.1 (2007), S. 1239–1246. DOI: 10.1016/j.proci.2006.07.079.

-
- [84] J. H. Cho und T. Lieuwen. „Laminar premixed flame response to equivalence ratio oscillations“. In: *Combustion and Flame* 140.1-2 (2005), S. 116–129. DOI: 10.1016/j.combustflame.2004.10.008.
- [85] K. T. Kim und S. Hochgreb. „The nonlinear heat release response of stratified lean-premixed flames to acoustic velocity oscillations“. In: *Combustion and Flame* 158.12 (2011), S. 2482–2499. DOI: 10.1016/j.combustflame.2011.05.016.
- [86] A. M. Steinberg, I. Boxx, M. Stöhr, C. D. Carter und W. Meier. „Flow-flame interactions causing acoustically coupled heat release fluctuations in a thermo-acoustically unstable gas turbine model combustor“. In: *Combustion and Flame* 157.12 (2010), S. 2250–2266. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.07.011.
- [87] V. Acharya, D.-H. Shin und T. Lieuwen. „Swirl effects on harmonically excited, premixed flame kinematics“. In: *Combustion and Flame* 159.3 (2012), S. 1139–1150. DOI: 10.1016/j.combustflame.2011.09.015.
- [88] P. M. Allison, J. F. Driscoll und M. Ihme. „Acoustic characterization of a partially-premixed gas turbine model combustor: Syngas and hydrocarbon fuel comparisons“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* (2012).
- [89] S. K. Dhanuka, J. E. Temme und J. F. Driscoll. „Unsteady Aspects of Lean Premixed Prevaporized Gas Turbine Combustors: Flame-Flame Interactions“. In: *Journal of Propulsion and Power* 27.3 (2011), S. 631–641. DOI: 10.2514/1.B34001.
- [90] M.-K. Kim, J. Yoon, S. Park und M.-C. Lee. „Effects of unstable flame structure and recirculation zones in a swirl-stabilized dump combustor“. In: *Applied Thermal Engineering* 58.1-2 (2013), S. 125–135. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2013.04.019.
- [91] M. Stöhr, I. Boxx, C. D. Carter und W. Meier. „Experimental study of vortex-flame interaction in a gas turbine model combustor“. In: *Combustion and Flame* 159.8 (2012), S. 2636–2649. DOI: 10.1016/j.combustflame.2012.03.020.
- [92] J. Lunze. *Regelungstechnik*. 6. Aufl. Berlin: Springer, 2007. ISBN: 978-3-540-70790-5.
- [93] D. Abel und A. Bollig. *Rapid Control Prototyping: Methoden und Anwendungen*. Berlin: Springer, 2006. ISBN: 978-3540295242.

- [94] R. C. Dorf und R. H. Bishop. *Moderne Regelungssysteme*. 10. Aufl. Nw Jersey: Pearson Education Inc., 2006. ISBN: 3-8273-7162-7.
- [95] B. O. Ayoola und R. Balachandran. „Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames“. In: *Combustion and flame* 144.1-2 (2006), S. 1–16. DOI: 10.1016/j.combustflame.2005.06.005.
- [96] A. Bülter. „Energietransfer im ersten elektronisch angeregten Zustand A2 Δ des CH-Radikals: Experiment und Simulation“. Dissertation. Universität Bielefeld, 2003.
- [97] R. Balachandran und B. O. Ayoola. „Experimental investigation of the nonlinear response of turbulent premixed flames to imposed inlet velocity oscillations“. In: *Combustion and Flame* 143.1-2 (2005), S. 37–55. DOI: 10.1016/j.combustflame.2005.04.009.
- [98] N. Docquier, S. Belhafaoui und F. Lacas. „Experimental and numerical study of chemiluminescence in methane/air high-pressure flames for active control applications“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 28 (2000), S. 1765–1774.
- [99] S. Settles. *Schlieren and Shadowgraph Techniques*. Berlin: Springer, 2001. ISBN: 3540661557.
- [100] F. Weinberg und F. Carleton. „Ionization and chemiluminescence during the progressive aeration of methane flames“. In: *Combustion and Flame* 156.12 (2009), S. 2276–2284.
- [101] P. R. N. Childs, J. R. Greenwood und C. A. Long. „Review of temperature measurement“. In: *Review of scientific instruments* 71 (2000), S. 2959.
- [102] D. A. Feikema. „Quantitative rainbow schlieren deflectometry as a temperature diagnostic for nonsooting spherical flames“. In: *Applied optics* 45.20 (2006), S. 4826–4832.
- [103] P. S. Greenberg, R. B. Klimek und D. R. Buchele. „Quantitative rainbow schlieren deflectometry“. In: *Applied optics* 34.19 (1995), S. 3810–3825.
- [104] B. W. Albers und A. K. Agrawal. „Schlieren analysis of an oscillating gas-jet diffusion flame“. In: *Combustion and flame* 119.1-2 (1999), S. 84–94.

-
- [105] G. S. Settles. „Colour-coding schlieren techniques for the optical study of heat and fluid flow“. In: *International journal of heat and fluid flow* 6.1 (1985), S. 3–15.
- [106] F. Hauksbee. „An Account of Some Experiments, Touching the Electricity and Light Producible on the Attrition of Several Bodies. By Mr. Fr. Hauksbee, FRS“. In: *Philosophical Transactions (1683-1775)* 26.313-324 (1708), S. 87–92. DOI: 10.1098/rstl.1708.0014.
- [107] W. T. Brande. „The Bakerian lecture: on some new electro-chemical phenomena“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 104 (1814), S. 51–61. DOI: 10.1098/rstl.1814.0005.
- [108] D. K. Bohme, J. M. Goodings und C. W. Ng. „In situ chemical ionization as a probe for neutral constituents upstream in a methan-oxygen flame“. In: *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Physics* 24 (1977), S. 335–354.
- [109] J. Goodings und D. Bohme. „Positive ion probe of methane-oxygen combustion“. In: *Kinetics of Elementary Reactions* (1974), S. 891–902.
- [110] F. Altendorfner, F. Beyrau, a. Leipertz, T. Hammer, D. Most, G. Lins und D. Branston. „Technisches Anwendungspotenzial elektrischer Felder zur Steuerung turbulenter vorgemischter Flammen“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 81.10 (2009), S. 1631–1638. DOI: 10.1002/cite.200900053.
- [111] F. Altendorfner und F. Beyrau. „Technical Feasibility of Electric Field Control for Turbulent Premixed Flames“. In: *Chemical Engineering & Technology* 33.4 (2010), S. 647–653. DOI: 10.1002/ceat.200900625.
- [112] J. Kuhl, G. Jovicic, L. Zigan und A. Leipertz. „Transient electric field response of laminar premixed flames“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34.2 (2013), S. 3303–3310. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2012.07.016>.
- [113] J. D. B. J. van den Boom, A. A. Konnov, A. M. H. H. Verhasselt, V. N. Kornilov, L. P. H. D. Goey und H. Nijmeijer. „The effect of a DC electric field on the laminar burning velocity of premixed methane/air flames“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32.1 (2009), S. 1237–1244. DOI: 10.1016/j.proci.2008.06.083.

- [114] E. Volkov, V. Kornilov und L. de Goey. „Experimental evaluation of DC electric field effect on the thermoacoustic behaviour of flat premixed flames“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34.1 (2013), S. 955–962.
- [115] M. Belhi, P. Domingo und P. Vervisch. „Direct numerical simulation of the effect of an electric field on flame stability“. In: *Combustion and Flame* 157.12 (2010), S. 2286–2297. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.07.007.
- [116] M. Belhi, P. Domingo und P. Vervisch. „Modelling of the effect of DC and AC electric fields on the stability of a lifted diffusion methane/air flame“. In: *Combustion Theory and Modelling* 17.4 (2013), S. 749–787. DOI: 10.1080/13647830.2013.802415.
- [117] M. Saito, T. Arai und M. Arai. „Control of soot emitted from acetylene diffusion flames by applying an electric field“. In: *Combustion and Flame* 119.3 (1999), S. 356–366. DOI: 10.1016/S0010-2180(99)00065-6.
- [118] Y. Wang, G. Nathan, Z. Alwahabi, K. King, K. Ho und Q. Yao. „Effect of a uniform electric field on soot in laminar premixed ethylene/air flames“. In: *Combustion and Flame* 157.7 (2010), S. 1308–1315. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.03.001.
- [119] A. Sakhrieh, G. Lins, F. Dinkelacker, T. Hammer und A. Leipertz. „The influence of pressure on the control of premixed turbulent flames using an electric field“. In: *Combustion and flame* 143 (2005), S. 313–322. DOI: 10.1016/j.combustflame.2005.06.009.
- [120] V. V. Afanasev. „Active control of combustion stability by means of an electrical discharge“. In: *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 35.3 (1999), S. 252–260. DOI: 10.1007/BF02674446.
- [121] L. P. H. de Goey, J. van Oijen, V. N. Kornilov und J. H. M. ten Thijsse Boonkamp. „Propagation, dynamics and control of laminar premixed flames“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33.1 (2011), S. 863–886. DOI: 10.1016/j.proci.2010.09.006.
- [122] *Clearsign*: <http://www.clearsign.com/>. 2013.

- [123] R. Noske, P. Oßwald und A. Brockhinke. „Characterization of a model burner for the investigation and control of combustion instabilities by Chemiluminescence“. In: *VDI-Berichte Nr. 2119*. Bd. 2119. 2011, S. 631–634.
- [124] F. Altendorfner, J. Kuhl, L. Zigan und A. Leipertz. „Study of the influence of electric fields on flames using planar LIF and PIV techniques“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33.2 (2011), S. 3195–3201. DOI: 10.1016/j.proci.2010.05.112.
- [125] F. Altendorfner, A. Sakhrieh, F. Beyrau, A. Leipertz, F. Dinkelacker, G. Lins, T. Hammer und D. W. Branston. „Electric Field Effects on Emissions and Flame Stability with Optimized Electric Field Geometry“. In: *Third European Combustion Meeting ECM* (2007).
- [126] *Python: python.org v.2.7*. 2013.
- [127] *Numerical Python: www.numpy.org*.
- [128] *leastsq Funktions Beschreibung: <http://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/>*. 2013.
- [129] *Cree XLAMP XM-L LEDS: <http://www.cree.com/products/pdf/XLampXM-L.pdf>*.
- [130] M. J. Hargather und G. S. Settles. „A comparison of three quantitative schlieren techniques“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 50.1 (2012), S. 8–17. DOI: 10.1016/j.optlaseng.2011.05.012.
- [131] W. L. Howes. „Rainbow schlieren and its applications“. In: *Applied optics* 23.14 (1984), S. 2449–2460.
- [132] M Letzgus. *SUAP*. 2013.
- [133] *Colorsys Paketbeschreibung: <http://docs.python.org/2/library/colors.py.html>*. 2013.
- [134] C. Bender. „Messung und Berechnung des Resonanzverhaltens gekoppelter Helmholtz-Resonatoren in technischen Verbrennungssystemen“. Dissertation. Karlsruher Institut für Technologie, 2011. ISBN: 9783866446588.

- [135] M. Talei, E. R. Hawkes und M. J. Brear. „A direct numerical simulation study of frequency and Lewis number effects on sound generation by two-dimensional forced laminar premixed flames“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34.1 (2013), S. 1093–1100. DOI: 10.1016/j.proci.2012.07.034.
- [136] G. H. Markstein. „Interaction of flame propagation and flow disturbances“. In: *Third Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena* 17 (1949), S. 162–167.
- [137] C. Johansen und G. Ciccarelli. „Visualization of the unburned gas flow field ahead of an accelerating flame in an obstructed square channel“. In: *Combustion and Flame* 156.2 (2009), S. 405–416. DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.07.010.
- [138] M. Aldén, S. Wallin und W. Wendt. „Applications of two-photon absorption for detection of CO in combustion gases“. In: *Applied Physics B* 33 (1984), S. 205–208.
- [139] P. Nau. „Entwicklung und Optimierung absorptionsspektroskopischer Techniken zur Untersuchung von Verbrennungsprozessen.“ Dissertation. Universität Bielefeld, 2012.
- [140] A. Lackner. „Arbeiten zur Dissertation“. Dissertation. Universität Bielefeld, 2013.