

Experimentelle Untersuchung der Rußentstehung innerhalb des fett-mageren Verbrennungskonzepts bei Verwendung von Kerosin

zur Erlangung des akademischen Grades eines

**DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN
(DR.-ING.)**

von der KIT-Fakultät für
Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte

DISSERTATION

von

M. Sc. Thomas von Langenthal

Tag der mündlichen Prüfung:

28.06.2022

Erstgutachter:

Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis

Zweitgutachter:

Prof. Dr. rer. nat. Rainer Suntz

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Rußentstehung in der Primärzone einer mit Kerosin betriebenen Fett/Mager Brennkammer in für Flugtriebwerke relevanten Bedingungen untersucht. Hierfür wurde eine Brennkammer konstruiert und ein passender Versuchsstand aufgebaut. Wichtig waren dabei realistische Randbedingungen wie Eintrittsgeschwindigkeit, Lufttemperatur und geometrische Abmessungen, sowie die Zugänglichkeit für optische und invasive Messungen.

Die Untersuchungen begannen mit der Messung des Strömungsfelds ohne Verbrennung mittels PIV (Particle Image Velocimetry). Die Ergebnisse zeigten, dass die versetzte Anordnung der Sekundärluftzugänge zu einem nicht symmetrischen Strömungsfeld führen. Verbrennungsversuche ergaben, dass in dem untersuchten Aufbau für bestimmte Betriebspunkte zwei unterschiedliche Flammentypen stabilisiert werden können. So kann die Flamme sowohl abgehoben als auch am Brenner ankernd brennen. Die Untersuchungen der reagierenden Strömung mit PIV zeigten, dass sich die Flammentypen auch im mittleren Strömungsfeld unterscheiden. Um die Interaktion des Kerosinsprays mit der Gasströmung zu untersuchen, wurde eine neue Methode zum Auswerten der PIV-Aufnahmen entwickelt. Mit dieser konnten die Geschwindigkeiten von Kerosintropfen und Gasströmung unabhängig voneinander bestimmt werden. Die Messungen ergaben, dass das Kerosin-Spray des Piloten vor allem in den inneren Bereich der Rezirkulationszone transportiert wird und dass die Pilot-Luft wenig mit diesem Spray interagiert.

Messungen des lokalen Rußvolumenbruchs mittels LII (Laserinduzierte Inkandescenzen) wurden im Bereich der primären Verbrennungszone durchgeführt. Für die

ankernden Flammen wurde in allen untersuchten Betriebspunkten sehr intermittierendes Rußvorkommen festgestellt. Außerdem konnte eine starke Abhängigkeit der Rußentstehung vom Kerosinspray beobachtet werden. In den abgehobenen Flammen war in den gleichen Betriebspunkten kein Ruß messbar. Dies war erst bei deutlich brennstoffreicheren Gemischen der Fall. In diesen Flammen war das Ruß-Verhalten nicht intermittierend und unabhängig vom Spray. Ruß wurde vor allem in der äußeren Rezirkulation gemessen. Ein Vergleich der maximalen Rußvolumenbrüche der abgehobenen Flammen mit Messwerten des Rußvolumenbruchs in vorgemischten, eindimensionalen Flachflammen zeigt, dass die Rußgrenze und die gemessenen maximalen Rußvolumenbrüche ähnlich sind. Mittels zeitaufgelöster zwei-Farben-LII wurden die Größe der Ruß-Primärpartikel in der Primärzone der Brennkammer gemessen. Wie auch bei den Messungen des Volumenbruchs wurden hier ausgeprägte Unterschiede zwischen den ankernden und den abgehobenen Flammen deutlich. Die gemessenen mittleren Partikeldurchmesser sind in den ankernden Flammen signifikant höher als in den abgehobenen Flammen. Partikelgrößen wurden ebenfalls am Auslass der Brennkammer gemessen. Vergleicht man abgehobene und ankernde Flammen im gleichen Betriebspunkt, wurden bei den abgehobenen Flammen kleinere und deutlich weniger Rußpartikel am Brennkammerauslass gemessen als bei den ankernden Flammen.

Abstract

In this work, the soot formation in the primary zone of a kerosene-fueled rich/lean combustor was investigated under conditions relevant to aircraft engines. For this purpose, a combustion chamber was designed and a suitable test rig was set up. Important factors were realistic boundary conditions such as inlet velocity, air temperature and geometric dimensions as well as accessibility for optical and invasive measurements.

The investigations started with the measurement of the flow field without combustion using PIV (Particle Image Velocimetry). The results demonstrated that the staggered arrangement of the secondary air inlets lead to a non-symmetrical flow field. Combustion tests showed that for certain operating points two different flame types could be stabilized in the investigated setup. The flame can burn both lifted and anchored to the burner. The investigations of the reacting flow with PIV showed that the flame types also differ in the mean flow field. To investigate the interaction of the kerosene spray with the gas flow, a new method for evaluating the PIV recordings was developed. With this Method, the velocities of kerosene droplets and gas flow could be determined independently. The measurements showed that the pilot kerosene spray is transported primarily to the inner region of the recirculation zone and that the pilot air interacts little with this spray.

Measurements of local soot volume fractionation using LII (laser-induced incandescence) were made in the primary combustion zone. For the anchored flames, very intermittent soot occurrence was found at all operating points investigated. In addition, a strong dependence of soot occurrence on kerosene spray was observed. No soot was measurable in the lifted flames at the same operating points. This was only the case with significantly more fuel-rich mixtures. In these flames, the

sooting behavior was not intermittent and was independent of the spray. Soot was measured mainly in the outer recirculation. A comparison of the maximum soot volume fractions of the lifted flames with measured values of soot volume fraction in premixed, one-dimensional flat flames showed that the soot limit and the measured maximum soot volume fractions are similar. Time-resolved two-color LII was used to measure the size of soot primary particles in the primary zone of the combustor. As with the volume fraction measurements, pronounced differences between the anchored and lifted flames were evident here. The measured mean particle diameters are significantly higher in the anchored flames than in the lifted flames. Particle sizes were also measured at the outlet of the combustion chamber. Comparing lifted and anchored flames at the same operating point, smaller and significantly fewer soot particles were measured at the combustion chamber outlet in case of the lifted flames.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner gut vierjährigen Tätigkeit am Engler-Bunte-Institut Teilinstitut Verbrennungstechnik am Karlsruher Institut für Technologie (KIT). An erster Stelle gebührt mein Dank meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis, für das mir entgegengebrachte Vertrauen zur Durchführung dieser Arbeit, für die vielfältige Unterstützung und Förderung bei dieser Tätigkeit und für die wertvollen Diskussionen und Anregungen.

Für die Übernahme des Korreferates und für die vielen spannenden, fachlichen und unterhaltsamen Diskussionen danke ich ganz herzlich Herrn Prof. Dr. rer. nat. Rainer Suntz.

Sehr verbunden bin ich allen ehemaligen Kollegen für die schöne Zeit am EBI. Hervorheben möchte ich Dr.-Ing. Alexandra Loukou und Dr.-Ing. Stefan Harth für die Unterstützung bei der Projektdurchführung, Dr.-Ing. Björn Stelzner für die Unterstützung bei allen Fragen zu optischen Messtechniken, Dr.-Ing. Matthias Sentko und Sebastian Schulz für die Unterstützung bei den TDLAS und GC Messungen, Fabian Hagen für den regen Austausch zu allen Fragen rund ums Thema Ruß und Messtechnik und Christof Weis für all die Unterstützung rund um die Numerik. Außerdem danke ich natürlich allen anderen ehemaligen Kollegen für die fachliche Unterstützung, die unzähligen Diskussionen und für die freundschaftliche Atmosphäre am Lehrstuhl. Betonen möchte ich auch, dass ohne die tatkräftige Hilfe und die vielen guten Ideen aller Mitarbeiter der Werkstätten mein Versuchsstand nie Realität geworden wäre.

Zu guter Letzt danke ich meinen Eltern und meinem Bruder für das Korrekturlesen dieser Arbeit und dafür, dass sie mich immer unterstützt haben.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Danksagung	v
Abkürzungen und Symbole	xi
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	7
2.1 Verbrennung	7
2.1.1 Laminare Vormischflammen	8
2.1.2 Turbulente Flammen	11
2.1.3 Flammenstabilisierung durch Drall	13
2.1.4 Verbrennung flüssiger Brennstoffe	15
2.2 Ruß	17
2.2.1 Rußbildungsprozesse	18
2.2.2 Rußbildung in Gasturbinen-Brennkammern	22
3 Versuchsaufbau und Messtechnik	25
3.1 Brenner, Brennkammer und Versuchsstand	26
3.1.1 Brenner	26
3.1.2 Brennkammer und Versuchsstand	28
3.1.3 Sekundärluft	30
3.1.4 Betriebspunkte	32
3.2 Vorgemischte Flachflamme	35
3.3 Particle-Image-Velocimetry (PIV)	37
3.3.1 Messaufbau und Auswertung	39

3.3.2	Zweiphasen-PIV	42
3.3.3	Messaufbau Zweiphasen-PIV	47
3.4	Laserinduzierte Inkandescenz (LII)	48
3.4.1	Grundlegende Prozesse	48
3.4.2	Prompt-LII zur Bestimmung der 2-D Rußvolumenbruch- verteilung	51
3.4.3	Versuchsaufbau – Prompt-LII	53
3.4.4	Zeitaufgelöste, zwei-Farben LII zur Bestimmung des Ruß-Primärpartikeldurchmessers	55
3.4.5	Versuchsaufbau – zeitaufgelöste, zwei-Farben LII	60
3.5	Laser Extinktion	65
3.6	Chemilumineszenz	67
3.7	Temperatur- und Speziesmessungen mittels Messsonden	68
3.8	Absorptionsspektroskopie mittels durchstimmbarer Laserdioden (TDLAS)	70
3.9	Gaschromatographie	73
3.10	Scanning Mobility Particle Sizer (SMPS)	75
4	Vorgemischte, laminare Flachflamme	79
4.1	Flammenstruktur	80
4.1.1	Vergleich mit numerischen Berechnungen	85
4.1.2	Numerische Variation der Brennstoffzusammensetzung	89
4.2	Rußgrenze und maximaler Rußvolumenbruch	92
5	Fett/Mager Brennkammer	95
5.1	Strömungsfeld der isothermen Strömung	95
5.2	Reagierende Strömung	100
5.2.1	Flammentypen	101
5.2.2	Strömungsfelder der reagierenden Strömung	104
5.3	Analyse der Zweiphasen-Kerosin/Luft-Strömung in der Nähe des Brenners	117
5.3.1	Validierung	117
5.3.2	Ergebnisse in der RQL-Brennkammer	122
5.4	Spezies und Temperaturmessungen	130
5.5	Rußvolumenbruch und Partikelgrößen in der RQL-Brennkammer	133

5.5.1	Verteilung des Rußvolumenbruchs in der Primärzone der Brennkammer	134
5.5.2	Primärpartikelgrößen in der Primärzone der Brennkammer	141
5.5.3	Partikelgrößenverteilung am Brennkammeraustritt	148
6	Zusammenfassung	153
	Literaturverzeichnis	159
A	Anhang	181
A.1	Berechnungen zur Auslegung der Sekundärluft	181
A.2	PIV Strömungsfelder	183
A.3	Partikelgrößenverteilungen der Primärpartikel in der Primärzone der Brennkammer	185
	Abbildungsverzeichnis	191
	Tabellenverzeichnis	197

Abkürzungen und Symbole

Abkürzungen

a.u.	Willkürliche Einheiten (en. arbitrary unit)
CMOS	Complementary metal-oxide-semiconductor
EBI	Engler Bunte Institut
en.	Englisch
FID	Flammenionisationsdetektor
FWHM	Halbwertsbreite (en. Full Width at Half Maximum)
GC/MS	Gaschromatographie mit Massenspektrometrie-Kopplung
HAB	Höhe über Brenner (en. Height Above Burner)
HACA	H-Abstraction-C ₂ H ₂ -Addition
HeNe-Laser	Helium-Neon-Laser
HITEMP	High-Temperature Molecular Spectroscopic Database
HITRAN	High-Resolution Transmission Molecular Absorption Database
InGaAs	Indiumgalliumarsenid

Jet A-1	Flugturbinenkraftstoff für die zivile Luftfahrt in Europa (Kerosin)
KIT	Karlsruher Institut für Technologie
LIF	Laser Induced Fluorescence
LII	Laser Induced Incandescence
Nd:YAG-Laser	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser
Nd:YLF-Laser	Neodym-dotierter Yttrium-Lithium-Fluorid-Laser
NO_x	Stickstoffoxide <i>NO</i> und <i>NO₂</i>
OH*	Chemilumineszenz des Hydroxyl-Radikal
PAK	Polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe
PIV	Particle Image Velocimetry
PTV	Particle Tracing Velocimetry
px	Pixel
RQL	Rich-Quench-Lean
SMPS	Scanning Mobility Particle Sizer
TDLAS	Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy
TEM	Transmissionselektronenmikroskop
WLD	Wärmeleitfähigkeitsdetektor
WNr.	Werkstoffnummer
2C-TiRe-LII	Zeitaufgelöste, zwei-Farben LII (en. Two Color, Time Resolved LII)

Lateinische Symbole und Variablen

A	Fläche
a	Temperaturleitfähigkeit
C	C-Parameter zur Auslegung von „Jet in Crossflow“ Mischung
c	Lichtgeschwindigkeit
c_{ax}	Axialgeschwindigkeit
C_{abs}	Absorptionsquerschnitt
C_{streu}	Streuquerschnitt
c_2	Zweite Strahlungskonstante
c_s	Wärmekapazität von Ruß
c_u	Umfangsgeschwindigkeit
D	Diffusionskoeffizient
D	Durchmesser der Sekundärluftlöcher
\dot{D}	Drehimpuls
d_p	Partikeldurchmesser
Da	Dammköhler-Zahl
E	Extinktion
E_0	Zustand niedrigerer Energie
f	Formfunktion

f	Frequenz
f_v	Volumenbruch
g	Gewichtungsfaktor
H	Höhe
H_u	Unterer Heizwert
h	Plancksches Wirkungsquantum
Δh_v	Verdampfungsenthalpie
I	Intensität
\dot{I}	Axialimpuls
\bar{I}	Mittlere lokale Bildintensität
$I(i, j)$	Lokale Bildintensität an der Stelle i, j
\vec{j}_p	Partikelflussdichte
J	Impulsverhältnis
J	Strahlungsintensität
K	Kalibrationskonstante
k_{abs}	Absorptionskoeffizient
k_{ext}	Extinktionskoeffizient
k_{streu}	Streukoeffizient
k_b	Boltzmann-Konstante
Ka	Karlowitz-Zahl
Kn	Knudsen-Zahl
L	Länge

l_{min}	Mindestluftbedarf
L_t	Wirbelgröße
m	Komplexer Brechungsindex
\dot{m}	Massenstrom
M	Masse
N	Anzahl
Nu	Nusselt-Zahl
OD	Optische Dichte
p	Druck
P	Penetrationsgrad
P_t	Thermische Leistung
Pr	Prandtl-Zahl
\dot{Q}	Wärmestrom
R	Radius
R	Universelle Gaskonstante
$R(x, y)$	Kreuzkorrelation für die Verschiebung x und y
r_0	Düsenradius
Re	Reynolds-Zahl
Re_{turb}	Turbulente Reynolds-Zahl
S	Drallzahl
S	Lochabstand der Sekundärluftlöcher
$S(T)$	Spektrale Linienintensität in Abhängigkeit von der Temperatur

S_l	Laminare Flammgeschwindigkeit
S_p	Gemessene Signalintensität
S_t	Turbulente Flammgeschwindigkeit
Sh	Schmidt-Zahl
St	Stokes-Zahl
T	Temperatur
t	Zeit
U	Innere Energie
u'	Turbulente Schwankungsgeschwindigkeit
\dot{u}_{sub}	Verdampfungsrate
v	Geschwindigkeit
\dot{V}	Volumenstrom

Griechische Symbole und Variablen

α_t	Energie-Akkomodationskoeffizient
δ_{Fl}	Flammdicke der laminaren Vormischflamme
ϵ	Dissipationsrate
ϵ	Emissivität
η	Kolmogorov-Längenskala
γ	Breite der Absorptionslinie
κ	Isentropenexponent
λ	Luftzahl
λ	Wellenlänge
λ_g	Mittlere freie Weglänge
λ_p	Mittlere Luftzahl in der Primärzone der Fett-Mager-Brennkammer
μ	dynamische Viskosität
ν	Wellenzahl
ν	Kinematische Viskosität
Φ	Brennstoffzahl (= $1/\lambda$)
ρ	Dichte
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante
σ	Stoßquerschnitt
σ_{abs}	Absorptionskoeffizient
τ_η	Kolmogorov-Zeitmaß

τ_f	Charakteristisches Zeitmaß der Strömung
τ_p	Partikelrelaxationszeit
τ_r	Charakteristisches Zeitmaß der Wärmefreisetzung
τ_t	Turbulentes Zeitmaß

1 Einleitung

Feinstaubemissionen aus Verbrennungssystemen sind ein seit etlichen Jahren in der Öffentlichkeit intensiv diskutiertes Thema. Die in Form von Ruß emittierten Partikel haben einen negativen Einfluss auf die menschliche Gesundheit [1, 2], haben eine Wirkung auf die Eisschmelze [3] und leisten einen Beitrag zum Klimawandel [4]. Es ist daher selbstverständlich, dass eine Reduzierung dieser Emissionen wichtig für die Zukunft der Energieerzeugung und Mobilität ist. Erst kürzlich veröffentlichte die Nationalakademie Leopoldina die Stellungnahme „Saubere Luft– Stickstoffoxide und Feinstaub in der Atemluft: Grundlagen und Empfehlungen“ [5] in der gefordert wird, dass der Schwerpunkt der Maßnahmen zur Luftreinhaltung in Deutschland in Zukunft mehr auf der Reduzierung der Feinstaubimmission liegen sollte.

Für Flugantriebe ist die Reduktion von Rußemissionen eine besondere Herausforderung. Können im Automobilbereich die Emissionen durch Verwendung von Partikelfiltern wirksam reduziert werden, ist diese Möglichkeit für Flugantriebe aufgrund der hohen Massenströme und Temperaturen nicht realistisch. Eine Reduktion der Partikelemissionen muss demnach durch Optimierung der Verbrennungsführung erfolgen. Wie in allen Bereichen der Mobilität werden auch auf dem Gebiet der Flugantriebe Alternativen zu fossilen Energieträgern gesucht, um die CO_2 Emissionen zu senken und langfristig zu vermeiden. Im Gegensatz zu den Entwicklungen im Bereich Automobil sind bei der Elektrifizierung von Flugantrieben zwar eine Vielzahl unterschiedlicher Design-Ideen für zukünftige Flugantriebe denkbar [6], rein batterieelektrisches Fliegen ist aber aufgrund der deutlich geringeren Leistungsdichte der Energiespeicher wahrscheinlich auf kurze Distanzen und wenige Passagiere limitiert [7]. Die Verwendung neuartiger alternativer Treibstoffe (Bio-Treibstoffe, E-Fuels) kann dazu beitragen, die CO_2

Bilanz des Flugverkehrs zu verbessern und diese Treibstoffe können ebenfalls die Partikelemissionen aus Flugtriebwerken senken [8]. Solange aber flüssige, aus Kohlenwasserstoff bestehende Brennstoffe verwendet werden, sind auch Rußemissionen aus den entsprechenden Verbrennungssystemen nicht vollständig zu vermeiden [9]. Es ist daher auch für die Entwicklung zukünftiger Triebwerksgenerationen wichtig, die Rußentstehung in Flugantrieben zu verstehen, um diese schon im Entwicklungsprozess entsprechend minimieren zu können.

Umfeld der Arbeit

Zur Rußentstehung wird seit etlichen Jahrzehnten von einer großen Zahl von Wissenschaftlern geforscht. Die in regelmäßigen Abständen erscheinenden Übersichtsartikel [9–14] zeigen eindrucksvoll, wie groß das Feld ist und welche Fortschritte bereits gemacht wurden. Um die Rußentstehung in Flammen nachvollziehen zu können, müssen eine ganze Reihe von Teilprozessen verstanden werden. Angefangen mit den Pyrolyseprozessen, die zur Bildung wichtiger Rußvorläufer wie Acetylen und Benzol führen, deren Anwachsen zu polyzyklischen Kohlenwasserstoffen, der Bildung erster Rußprimärpartikel sowie die Wachstums-, Koagulations- und Aggregationsprozesse der Partikel. Parallel dazu gibt es unterschiedliche Oxidationsprozesse, die den Wachstumsprozessen entgegenwirken. Der Ablauf der Rußentstehung über die Teilprozesse ist prinzipiell bekannt, wobei es noch eine Reihe wichtiger offener Punkte gibt, wie etwa die Vorhersage der genauen Reaktionspfade der Aromatenentstehung sowie der Mechanismus, der zur Bildung der ersten Rußprimärpartikel (Nukleation) führt.

Die Forschung zur Rußbildung hat sich von einer phänomenologischen Beschreibung zu einer quantitativen Modellierung verlagert [9], und Daten sind für eine Vielzahl von laminaren [10, 15] und turbulenten [16, 17] Modellflammen verfügbar, aber Vorhersagen für technische Anwendungen in turbulenten, verdrallten Strömungen bleiben eine Herausforderung. Untersuchungen an Systemen, mit für Flug-Gasturbinen relevanten Bedingungen, sind selten. Es stehen einige Daten für realistischere Konfigurationen mit drallbehafteten, turbulenten Strömungen

zur Verfügung [18–21] sowie für Untersuchungen mit Flüssigbrennstoffeinspritzung [22–24]. Insbesondere für Triebwerksanwendungen fehlen jedoch Daten aus Testfällen, die realistische Geometrien, Geschwindigkeiten, Temperatur und Sekundärluftmischung mit Flüssigkraftstoffeinspritzung kombinieren.

Der Aufbau moderner Brennkammern für Fluggasturbinen führt zu komplexen strömungs- und thermodynamischen Bedingungen. Die verdrallte Strömung und die hohen Geschwindigkeiten erzeugen dreidimensionale, turbulente, instationäre Strömungsfelder. Hinzu kommen Zerstäubung, Verdampfung und Mischung der flüssigen Brennstoffe und der damit verbundene Einfluss auf die Verbrennung. Untersuchungen, die zum besseren Verständnis der Rußentstehung in Flugtriebwerken beitragen wollen, müssen daher die für diese Systeme typischen Bedingungen abbilden.

Heutige Brennkammern für Flugtriebwerke lassen sich hauptsächlich in zwei Gruppen einteilen: Brennkammern mit einer gestuften Fett/Mager Verbrennung – auch RQL (Rich Quench Lean)-Brennkammer genannt – und Brennkammern mit mager vorgemischter Verbrennung. Beide Systeme haben das Ziel, die NO_x Emissionen zu reduzieren. RQL-Brennkammern verfügen über eine brennstoffreiche Primärzone, eine Mischzone, in der möglichst schnell weitere Verbrennungsluft zugeführt wird, sowie eine sekundäre Verbrennungszone. In der kraftstoffreichen Primärzone kommt es aufgrund des Sauerstoffmangels nur zu geringer NO_x -Bildung. Die schnelle Vermischung mit weiterer Verbrennungsluft führt zu einem schnellen Absenken der Temperatur und zum vollständigen Abbrand des Brennstoffs. In mager vorgemischten Brennkammern wird der Brennstoff direkt mit einem Luftüberschuss verbrannt, um so durch niedrigere Temperaturen die NO_x Emissionen zu vermindern.

Im Fall der RQL-Brennkammer entsteht in der brennstoffreichen Primärzone Ruß, der in der sekundären, mageren Verbrennungszone verbrannt werden muss, um die Emissionen niedrig zu halten. In Brennkammern mit mager vorgemischter Verbrennung kann ebenfalls Ruß entstehen, da diese normalerweise aus Gründen der Stabilität eine brennstoffreiche Pilot-Flamme benötigen [25].

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Rußentstehung innerhalb einer Fett/Mager Brennkammer unter möglichst realistischen Bedingungen untersucht. Hierfür wird Kerosin Jet A-1 bei hohen Lufttemperaturen mit einem Drallbrenner verbrannt. Realistische Abmessungen und Volumenströme führen zu hohen spezifischen Leistungen. Das Einbringen der sekundären Verbrennungsluft erfolgt in einer realitätsnahen Konfiguration. Im Gegensatz zu den in der Literatur veröffentlichten Konfigurationen mit vorwiegend gasförmigen Brennstoffen und weniger realitätsnahen Konfigurationen (bspw. [18–24], Details in Abschnitt 2.2.2) werden folgende Unterschiede erwartet:

- Unterschiede in der Rußbildungschemie:

Der verwendete Brennstoff hat einen Einfluss auf die Rußbildung. So ist beispielsweise bekannt, dass mit dem Aromaten-Anteil im Brennstoff die Rußbildung zunimmt [26]. Die Unterschiede werden noch größer im Vergleich zu den Testfällen mit gasförmigen Brennstoffen, da schon allein aufgrund des deutlich unterschiedlichen C/H Verhältnisses ein großer Unterschied in der Rußbildung zu erwarten ist. Bei der Benutzung eines realen Flugturbinenkraftstoffs wird daher ein Unterschied in der Rußbildungschemie erwartet.

- Unterschiede aufgrund von Zerstäubung und Mischung:

Im realen Triebwerk muss der Treibstoff vor der Verbrennung zunächst zerstäubt, verdampft und vermischt werden. Je nachdem, wie gut und schnell diese Vorgänge vonstattengehen, können sich stark unterschiedliche lokale Brennstoffkonzentrationen einstellen. Aufgrund der starken Abhängigkeit der Rußbildung von der Brennstoffkonzentration ist zu erwarten, dass die Art und Weise wie der Brennstoff in den Brennraum eingebracht wird und wie dort die Mischung mit dem komplexen Strömungsfeld erfolgt, einen großen Einfluss auf die beobachteten Rußkonzentrationen hat. Darüber hinaus hat die Verdampfung des Treibstoffs einen Einfluss auf die Temperatur, die ebenfalls die Rußbildung beeinflusst. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete realistischere Geometrie und die Randbedingungen können daher einen Einfluss auf das Mischungsfeld und somit die Rußbildung haben.

Ziele der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es die Rußentstehung unter – für Fluggasturbinen typischen Bedingungen (hohe Lufttemperatur, hohe spezifische Leistung, flüssiger Brennstoff) – zu untersuchen, um die zu Grunde liegenden Prozesse besser zu verstehen. Hierfür wurden Voruntersuchungen an einer vorgemischten, laminaren, eindimensionalen Flachflamme durchgeführt, um den Einfluss unterschiedlicher Brennstoffe und des Äquivalenzverhältnisses auf die Rußbildung zu ermitteln und um die Rußgrenzen des verwendeten Kerosins zu bestimmen. Anschließend wurden Versuche an einer Fett/Mager Brennkammer durchgeführt. Zunächst wurde das grundlegende Verhalten der Verbrennung in der Brennkammer ermittelt, indem Messungen des Strömungsfelds, der Flammenposition sowie der Temperaturen durchgeführt wurden. Anschließend wurden Rußverteilung und Partikelgrößen in der Brennkammer sowie die Partikelanzahl und Größe am Austritt der Brennkammer untersucht.

Die Entwicklung moderner Flugantriebe ist heute ohne CFD-Simulationen und Verbrennungsmodellierung nicht mehr denkbar. Um Ruß-Modelle zur Vorhersage von Rußemissionen entwickeln zu können, müssen diese mithilfe von experimentellen Daten validiert werden. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist es daher, Validierungsdaten für Ruß-Simulationen unter realitätsnahen Bedingungen zu generieren.

Gliederung der Arbeit

Im Folgenden sollen zunächst die für das Verständnis der Arbeit notwendigen Grundlagen erläutert werden. Dies umfasst die verbrennungstechnischen Grundlagen sowie die Grundlagen der Rußentstehung in Flammen. Anschließend werden in Kapitel 3 die in dieser Arbeit verwendeten Versuchsstände vorgestellt sowie die Grundlagen und der Aufbau der verwendeten Messtechniken beschrieben. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse von Voruntersuchungen an einer laminaren, eindimensionalen Flachflamme vorgestellt. Die Ergebnisse geben Einblick

in die grundlegenden Rußeigenschaften des in dieser Arbeit verwendeten Kerosins und den Einfluss der Brennstoffzusammensetzung. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Untersuchung der Fett/Mager-Brennkammer vorgestellt. Der Verbrennungsverlauf wird mithilfe von Messungen des isothermen und reagierenden Strömungsfelds, der Untersuchung der Zwei-Phasen-Strömung sowie Messungen der lokalen Spezieskonzentrationen und Temperatur beurteilt. Diese Untersuchungen sind wichtig, um die anschließenden Messungen von Rußvolumenbruch in der Brennkammer sowie Partikelgrößen in und außerhalb der Brennkammer besser interpretieren zu können. Die Ergebnisse der Arbeit werden in Kapitel 6 zusammengefasst.

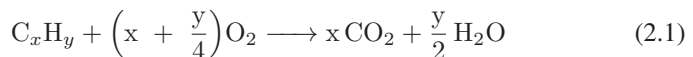
2 Grundlagen

Im Rahmen dieses Kapitels sollen die zum Verständnis der Arbeit wichtigen Grundlagen kurz erläutert werden. Die Betrachtung der Rußbildung in Flugtriebwerksbrennkammern bedarf dabei sowohl Kenntnisse der chemischen Prozesse zur Rußentstehung und Verbrennung als auch Kenntnisse turbulenter und mehrphasiger Strömungen und Zerstäubung.

Auf die grundlegenden strömungsmechanischen Erhaltungsgleichungen und Grundlagen turbulenter Strömung wird nicht im Detail eingegangen, sondern auf entsprechende Literatur verwiesen. Als Beispiel seien hier die Bücher von Spurk [27] und Pope [28] genannt.

2.1 Verbrennung

Die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen kann allgemein folgendermaßen beschrieben werden:



Der verwendete Brennstoff wird mit Sauerstoff zu Wasser und Kohlenstoffdioxid umgewandelt. Die für eine vollständige Verbrennung mindestens notwendige Menge Sauerstoff $O_{2(\min)}$ ergibt sich hierbei aus der Zusammensetzung des Brennstoffs. So werden pro Mol Brennstoff mindestens $(x+y/4)$ Mol O_2 benötigt.

Unter Berücksichtigung der Luftzusammensetzung kann der Luftbedarf ermittelt werden. Bei angenommenen 21% Sauerstoffanteil in der Luft ergibt sich der Luftbedarf l_{min} zu:

$$l_{min} = \frac{O_{2(min)}}{0,21} \quad (2.2)$$

Lässt sich der Luftbedarf für Brennstoffe mit bekannter Zusammensetzung einfach berechnen, so ist dies für Brennstoffe wie Kerosin, die aus einer sehr großen Anzahl unterschiedlicher Komponenten bestehen, nicht ohne Weiteres möglich. Hier kann auf Literaturwerte zurückgegriffen werden, so ist der Luftbedarf für Jet A-1 14,669 kg Luft/kg Kerosin [29].

Das Verhältnis der tatsächlich vorhanden Menge Luft zu der zur vollständigen Verbrennung mindestens notwendigen Menge wird durch die Luftzahl ausgedrückt:

$$\lambda = \frac{l}{l_{min}} \quad (2.3)$$

oder durch die außerhalb Deutschlands gebräuchlichere Brennstoffzahl:

$$\phi = \frac{1}{\lambda} \quad (2.4)$$

2.1.1 Laminare Vormischflammen

Die laminare Vormischflamme ist ein wichtiges Modellsystem in der Verbrennungstechnik [30]. Es wird ein von einem homogenen Brennstoff/Oxidator-Gemisch laminar durchströmtes Rohr betrachtet, wobei Wand- und Auftriebs-effekte vernachlässigt werden. Das Gemisch wird entzündet und es bildet sich eine eindimensionale, ortsfeste Flammenfront normal zur Strömungsrichtung. Abbildung 2.1 zeigt berechnete Spezies- und Temperaturverläufe über eine solche Flammenfront. Auf der linken Seite der Abbildung sind der Temperaturverlauf

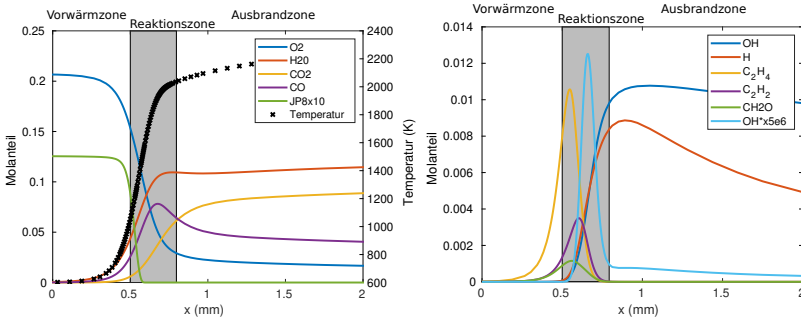


Abbildung 2.1: Verlauf ausgewählter Spezies und der Temperatur über die Flammenfront einer laminaren, vorgemischten Flamme - $\lambda = 1$ - HyChem Mechanismus für JP8 [31, 32]

und der Speziesverlauf für die Hauptspezies dargestellt. Die rechte Abbildung zeigt ausgewählte Nebenspezies.

Von links strömt das unverbrannte Gemisch heran. Die laminare Flamme kann in eine Vorwärm-, Reaktions- und Ausbrandzone eingeteilt werden [33]. Durch Wärmeleitung aus der Reaktionszone wird das Gemisch erwärmt. Einzelne reaktive Zwischenprodukte diffundieren stromauf und können so Reaktionen initiieren. Die Umsetzung des Brennstoffs und die damit verbundene Wärmefreisetzung erfolgt in der anschließenden Reaktionszone. Auf diese folgt die Ausbrandzone in der die Umsetzungsgeschwindigkeit stark abnimmt und sich die Zusammensetzung des Gemisches dem chemischen Gleichgewicht nähert. Über den Verlauf der Reaktionszone können sich aus dem Brennstoff Zwischenspezies wie Acetylen und aromatische Kohlenwasserstoffe bilden. Diese spielen für die Rußbildung eine besondere Rolle (siehe Abschnitt 2.2).

Die Anströmgeschwindigkeit des Gemischs, bei der die Flammenfront stationär an einem Ort bleibt, wird als laminare Flammgeschwindigkeit S_l bezeichnet und ist eine wichtige charakteristische Größe in der Verbrennungstechnik. Zusätzlich wird die Dicke von Vorwärm- und Reaktionszone als Flammendicke δ_{FL} bezeichnet. Es kann gezeigt werden, dass für die Flammgeschwindigkeit und die Flammendicke folgende proportionale Zusammenhänge gelten [34]:

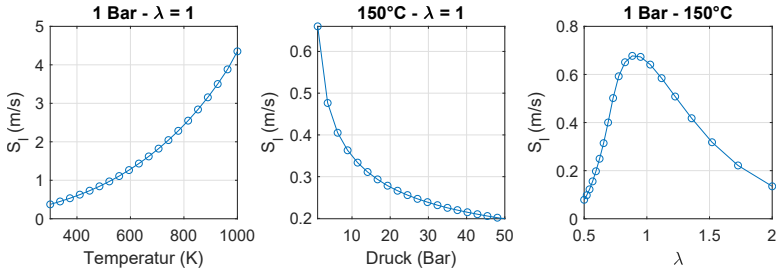


Abbildung 2.2: Einfluss von Druck, Temperatur und Luftzahl auf die laminare Flammgeschwindigkeit eines Kerosin/Luft Gemischs. Numerische Rechnungen mit einem Mechanismus für ein Jet A-1 Surrogat [35]

$$S_l \propto \sqrt{\frac{a}{\tau_r}} \quad (2.5)$$

$$\delta_{Fl} \propto \sqrt{a\tau_r} \quad (2.6)$$

$$\delta_{Fl} \propto \frac{a}{S_l} \quad (2.7)$$

mit der Temperaturleitfähigkeit a und dem charakteristischen Zeitmaß der Wärmefreisetzung τ_r . Veränderungen der Temperatur des Gemischs und des Drucks haben Einfluss auf diese beiden Größen und beeinflussen so die laminare Flammgeschwindigkeit, ebenso wie die Zusammensetzung des Gemischs. Abbildung 2.2 zeigt mithilfe eines chemischen Mechanismus [35] errechnete laminare Flammgeschwindigkeiten eines Kerosin/Luft Gemischs für unterschiedliche Frischgastemperaturen, Drücke und Luftzahlen. Hierbei ist zu erkennen, dass für die betrachteten Bedingungen die Flammgeschwindigkeit mit der Temperatur zunimmt, jedoch mit steigendem Druck abnimmt. Das Maximum der Flammgeschwindigkeit liegt in der Nähe von $\lambda = 1$ bei einem leicht fetten Gemisch.

2.1.2 Turbulente Flammen

Die in turbulenten Strömungen auftretenden Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit haben einen Einfluss auf den Wärme- und Stofftransport und damit auf die Verbrennung. Durch die verbesserte Wärmeleitung und die verstärkte Diffusion kann die Flammengeschwindigkeit in turbulenten Flammen um mehr als eine Größenordnung über der laminaren Flammengeschwindigkeit liegen [36]. Je nach Strömungszustand können unterschiedliche Effekte auftreten, die mithilfe unterschiedlicher Zeitmaße charakterisiert werden können [37,38]. Das turbulente Zeitmaß:

$$\tau_t = \frac{L_t}{u'} \quad (2.8)$$

wird mit der Wirbelgröße L_t und der Schwankungsgeschwindigkeit u' gebildet und das charakteristische Zeitmaß der Wärmefreisetzung:

$$\tau_r = \frac{\delta_{Fl}}{S_l} \quad (2.9)$$

setzt sich aus der Flammendicke δ_{Fl} und der Flammengeschwindigkeit der laminaren Vormischflamme S_l zusammen. Weiterhin ist für die Betrachtung das Zeitmaß der kleinsten turbulenten Skalen (Kolmogorov-Zeitmaß [39])

$$\tau_\eta = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

sowie deren Längenmaß (Kolmogorov-Längenmaß)

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.11)$$

wichtig. Hierbei ist ϵ die Dissipationsrate und ν die kinematischen Viskosität.

Es können so zwei wichtige dimensionslose Kennzahlen gebildet werden. Zum einen die Karlowitz-Zahl:

$$Ka = \frac{\tau_r}{\tau_\eta} = \left(\frac{\delta_{FL}}{\eta} \right)^2 \quad (2.12)$$

Diese ist das Verhältnis des chemischen Zeitmaßes zum kleinsten Zeitmaß der turbulenten Strömung. Ist $Ka < 1$ sind die chemischen Prozesse in der Flammenfront schneller als die der Turbulenz und die Verbrennung verläuft analog zu der in der laminaren Vormischflamme. Bei $Ka > 1$ können Wirbel in die Flammenfront hineinwandern und dort Wärme und Stofftransport beeinflussen. Um diesen Effekt weiter abschätzen zu können, wird die Dammköhler-Zahl verwendet:

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_r} \quad (2.13)$$

gebildet aus dem Zeitmaß der Turbulenz und dem Zeitmaß der Wärmefreisetzung. Mithilfe der Karlowitz- und der Dammköhler-Zahl kann die turbulente Verbrennung in drei Bereiche eingeteilt werden [37]:

- $Ka < 1$: Bereich der laminaren Flamelets. Alle turbulenten Wirbelstrukturen sind größer als die Flammendicke. Die Verbrennung verläuft entlang einer laminaren Flammenfront. Aufgrund der Turbulenz erscheint die Flammenfront gewellt.
- $Ka > 1$ und $Da > 1$: Die kleinsten Wirbel der Turbulenz sind kleiner als die Flammendicke, die Wirbel der größeren Turbulenzstrukturen sind jedoch größer. Durch das Hineinwandern der kleinen Wirbel in die Flammenfront wird diese verdickt, die großen Wirbel falten die Flammenfront.
- $Da < 1$: Die turbulenten Mischungsprozesse sind schneller als die der Verbrennung. Der gesteigerte Stofftransport sorgt für näherungsweise gleiche Mischungszusammensetzung an jedem Ort. Die Verbrennung läuft nach dem Modell eines Rührkessels.

Die unterschiedlichen Bereiche der turbulenten Verbrennung haben unterschiedlichen Einfluss auf die turbulente Flammengeschwindigkeit S_t . Zur Beschreibung kann folgende empirische Beziehung verwendet werden [40]:

$$\frac{S_t}{S_l} = 1 + \frac{u'}{S_l} (1 + Da^{-2})^{-1/4} \quad (2.14)$$

Im Flamelet-Bereich ($Ka < 1$ und $Da \gg 1$) erhöht sich die Flammengeschwindigkeit aufgrund der Vergrößerung der Oberfläche:

$$S_t = S_l + u' \quad (2.15)$$

Im Bereich der verdickten homogenen Flammenfront wird die Flammengeschwindigkeit analog zum Fall der laminaren Flammengeschwindigkeit durch die Wärmeleitung beeinflusst. Für $Da \ll 1$ ergibt sich so:

$$S_t = S_l \left(1 + \sqrt{Re_t} \right) \quad (2.16)$$

2.1.3 Flammenstabilisierung durch Drall

Die in Fluggasturbinen erreichte hohe spezifische Leistung und die damit verbundenen hohen Massenströme führen zu ebenfalls hohen Durchflussgeschwindigkeiten. Um eine stabile Verbrennung zu gewährleisten, muss es im Brennraum Stellen geben, an denen die Flammengeschwindigkeit der Strömungsgeschwindigkeit entspricht. Die in turbulenten Flammen auftretende Erhöhung der Brenngeschwindigkeit im Vergleich zur laminaren Flammengeschwindigkeit reicht dabei in der Regel nicht aus, um eine stabile Verbrennung in Fluggasturbinen zu gewährleisten. [41]

Für die Stabilisierung der Flamme ist es daher notwendig lokale Rückströmzonen mit niedrigerer Geschwindigkeit zu erzeugen. Ältere Brenner-Brennkammer

Designs für Flugtriebwerke haben dies durch Flammenhalter erreicht. Diese Staukörper erzeugen stromab eine Rückströmzone, in der sich die Flamme stabilisieren kann. In modernen Flugtriebwerken ist es jedoch üblich die Rückströmung aerodynamisch durch Verdrallen der Strömung zu erzeugen.

Das Verdrallen der Strömung zusammen mit einer Querschnittserweiterung führt zu einem Druckgradienten entlang der Rotationsachse. Der Druckgradient ist der axialen Strömung entgegen gerichtet. Durch die Druckerhöhung wird die Strömung in diesem Bereich verzögert und bei ausreichend starkem Drall kommt es zu einer Umkehr der Strömungsrichtung auf der Mittelachse des Brenners. Diese Strömungsumkehr erhöht die Turbulenzintensität und damit die Flammengeschwindigkeit. Vor allem wird aber Abgas zirkuliert, das durch seine hohe Temperatur und durch die enthaltenen Radikale das einströmende Gemisch entzündet und so eine stabile Verbrennung auch bei hohen Durchströmungsgeschwindigkeiten ermöglicht. [42, 43]

Ein wichtiger Parameter um den Grad der Verdrallung einer Strömung zu charakterisieren ist die Drallzahl [44, 45]:

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I}r_0} \quad (2.17)$$

mit

$$\dot{D} = \int_0^{r_0} \rho c_u c_{ax} 2\pi r^2 dr \quad (2.18)$$

$$\dot{I} = \int_0^{r_0} c_{ax}^2 \rho 2\pi r dr + \int_0^{r_0} p 2\pi r dr \quad (2.19)$$

hierbei ist \dot{D} der Drehimpuls-, \dot{I} der Axialimpulsstrom, r_0 der Düsenradius, c_{ax} die Axialgeschwindigkeit und c_u die Geschwindigkeit in Umfangsrichtung. Erst ab einer Drallzahl im Bereich 0,6 ist der Druckgradient auf der Achse groß genug, dass es zu einer Umkehrung der Strömung kommen kann [43], wobei die

Düsengeometrie ebenfalls einen Einfluss auf die notwendige minimale Drallzahl hat. Mit steigender Drallzahl nimmt die Menge des rezirkulierten Gases zu und kann bei hohen Drallzahlen ein Vielfaches des einströmenden Massenstroms betragen.

2.1.4 Verbrennung flüssiger Brennstoffe

Beim Einsatz flüssiger Brennstoffe laufen vor der eigentlichen Verbrennung eine Reihe weiterer Prozesse ab. Der Brennstoff muss zunächst verdampfen und mit der Verbrennungsluft vermischt werden, bevor es zur Zündung und anschließender Verbrennung kommt. Bei den in der Regel eingesetzten Brennstoffen ist die typische Verdampfungszeit zu lang und sie können nicht ohne Weiteres in Verbrennungssystemen eingesetzt werden. Es ist daher notwendig den Brennstoff vorher zu zerstäuben, um die Austauschfläche für die Wärmeübertragung zu erhöhen. Je kleiner die erzeugten Tropfen sind, desto größer ist das Oberflächen-Volumenverhältnis und desto schneller verläuft die Verdampfung. Die Sprayqualität hat dabei einen großen Einfluss auf die Verteilung des Brennstoffs im Brennraum und damit auf Effizienz und Stabilität der Verbrennung sowie auf die Schadstoffemissionen. Je nach Design des Verbrennungssystems und der erreichten Mischungsqualität kommt es zu unterschiedlichen Verbrennungsregimen. Dabei kann eine sehr schnelle Verdampfung und Vermischung des Brennstoffs mit der Verbrennungsluft zur vorgemischten Verbrennung führen. Bei langsamerer Verdampfung und Vermischung nimmt die Bedeutung der Diffusion des Brennstoffs zu bis hin zur Verbrennung einzelner Tropfen, bei der die Mischung von Treibstoff und Luft lediglich durch die Diffusion um den Tropfen erfolgt. [41,46]

Im Bereich der Flugtriebwerke kommen im wesentlichen zwei unterschiedliche Arten der Zerstäubung zum Einsatz, Druckzerstäuber sowie aerodynamische Zerstäuber. Beim Druckzerstäuber wird der Brennstoff mit großem Druck durch eine kleine Öffnung gedrückt. Die hohe kinetische Energie führt zur Zerstäubung der Tropfen. Mit steigendem Druck erhöht sich die Austrittsgeschwindigkeit und die

erzeugten Tropfen werden kleiner. Beim Einsatz in Flugtriebwerken ist es mit dieser Art von Zerstäubern schwierig, über den gesamten Betriebsbereich eine gute Zerstäubungsqualität zu gewährleisten. Ist bei niedrigen Treibstoffmassenströmen der Druck ausreichend hoch, um eine gute Zerstäubung zu gewährleisten, können unter Volllast übermäßig hohe Drücke erforderlich werden. Umgekehrt wird bei akzeptablen Drücken unter Volllast die Qualität der Zerstäubung bei niedrigeren Treibstoffmassenströmen mangelhaft. Diese Nachteile können durch den Einsatz aerodynamischer Zerstäuber ausgeglichen werden. Bei diesen Zerstäubern wird der Treibstoff mit niedrigen Druck auf eine Zerstäuber-Lippe gesprüht, auf der sich ein Flüssigkeitsfilm ausbildet. Diese Lippe wird von der in die Brennkammer einströmenden Luft schnell umströmt und der Treibstoff mitgerissen. Je höher die Geschwindigkeit, desto kleiner die entstehenden Tropfen. Vorteil dieser Methode ist, dass die Sprayqualität nicht vom Massenstrom des Treibstoffs abhängt, sondern von der Geschwindigkeit der Luft. Umgekehrt kann dies zu schlechter Zerstäubung beim Start des Triebwerks führen, wenn die Gasgeschwindigkeit noch nicht ausreichend hoch ist. Die Stabilität der umströmten Tropfen lässt sich mithilfe der Weberzahl We bewerten. Diese wird gebildet aus dem Verhältnis der destabilisierenden aerodynamischen Kräfte auf den Tropfen ($\frac{1}{2}\rho U_{rel}^2$) zu den stabilisierenden Kräften der Oberflächenspannung (σ/d) [41, 47]:

$$We = \frac{\rho_A U_{rel}^2 d}{\sigma} \quad (2.20)$$

mit der Relativgeschwindigkeit zwischen Luftströmung und Tropfen U_{rel} , der Oberflächenspannung σ und dem Tropfendurchmesser d .

Mithilfe des Widerstandsbeiwerts c_w lässt sich eine kritische Weberzahl We_{crit} definieren, ab der der aerodynamische Druck größer als der Innendruck wird:

$$We_{crit} = \frac{8}{c_w} \quad (2.21)$$

Für niederviskose Flüssigkeiten zeigen experimentelle Daten einen durchschnittlichen Wert von $8/c_w = 12$. Damit lässt sich für einen gegebenen Strömungszustand

die maximale stabile Tröpfchengröße ermitteln. Neben der Oberflächenspannung hat die Viskosität ebenfalls einen Einfluss auf die Stabilität der Tropfen. Mithilfe der Ohnesorge-Zahl

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu}{\sqrt{\sigma \rho d}} \quad (2.22)$$

kann eine korrigierte, kritische Weberzahl definiert werden, die viskose Effekte mit berücksichtigt:

$$We_{crit,korr} = We_{crit} + 14Oh^{1,6} \quad (2.23)$$

Neben den Druckzerstäubern und den aerodynamischen Zerstäubern existieren Designs für Brenner, die beide Konzepte miteinander vereinen. Diese „Hybrid-Zerstäuber“ nutzen einen für niedrigere Massenströme ausgelegten Druckzerstäuber in Betriebspunkten mit niedrigerer Gasgeschwindigkeit (bspw. beim Start des Triebwerks) und den aerodynamischen Zerstäuber, wenn die Gasgeschwindigkeiten ausreichend hoch sind und ein höherer Brennstoffmassenstrom benötigt wird [48, 49].

2.2 Ruß

Ruß bezeichnet einen pulverförmigen Feststoff, der größtenteils aus Kohlenstoff besteht. Ruß ist sowohl ein industrieller Rohstoff ("Carbon Black") als auch ein unerwünschtes Nebenprodukt der unvollständigen Verbrennung von Kohlenwasserstoffen. Die bei der Verbrennung entstehenden Rußpartikel haben typische Größen zwischen 1–100 nm [11] und sind ein Luftschadstoff, der sowohl schädlich für die menschliche Gesundheit ist, als auch einen Einfluss auf den Klimawandel hat.

Bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen entsteht Ruß durch einen Brennstoffüberschuss, wobei der Kohlenstoff aus dem Brennstoff zu Partikeln gewandelt wird. In den meisten technischen Systemen basiert die Rußentstehung auf Mischungseffekten, die zu einem lokalen Brennstoffüberschuss und damit zur Rußbildung führen. Die Prozesse zur Wandlung von Kohlenwasserstoffen zu Rußpartikeln sollen im Folgenden kurz umrissen werden.

2.2.1 Rußbildungsprozesse

Vereinfacht sollen hier die Prozesse in einer vorgemischten Flamme betrachtet werden. Die einzelnen Schritte der Rußentstehung sind in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Der Prozess der Rußbildung beginnt, indem durch Pyrolyseprozesse in der Flamme aus dem Brennstoff wichtige Rußvorläufer wie Acetylen und Benzol gebildet werden. Aus diesen Zwischenspezies entstehen im Anschluss polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe (PAK) mit steigender Anzahl an Aromatenringen. Aus diesen PAK bilden sich durch Koagulation die ersten Rußpartikel. Diese sogenannten Primärpartikel können durch Oberflächenwachstum und Koagulation weiter anwachsen und sich mit anderen Primärpartikeln zu größeren Aggregaten vereinen. Parallel zu den Entstehungsprozessen können die Rußpartikel durch Oxidation wieder abgebaut werden.

Aromatenbildung und Wachstum

In unmittelbarer Umgebung der Flammenfront bilden sich bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen zunächst Zwischenprodukte wie Ethylen, Acetylen und reaktive Radikale [52]. Aus diesen entstehen wiederum die ersten Aromaten. Dabei gibt eine große Zahl unterschiedlicher Reaktionswege, die von der molekularen Struktur des Brennstoffs sowie von Druck und Temperatur abhängen. Zu den wichtigsten Zwischenspezies zählen dabei Propargyl- (C_3H_3) und Cyclopentadienyl-Radikale (C_5H_5) [10, 13].

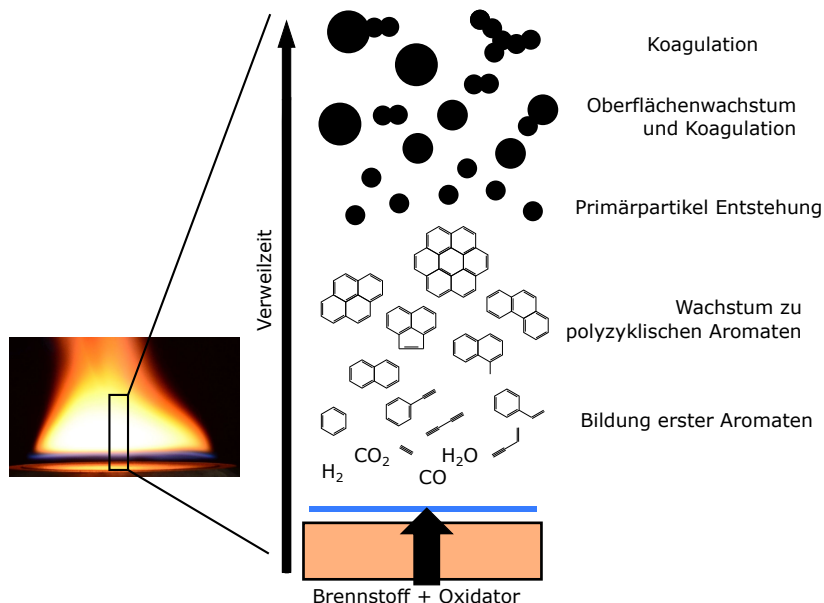
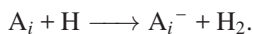


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Rußentstehung in einer vorgemischten Flamme. Abbildung nach [50, 51]

Die ersten gebildeten Aromaten wachsen im nächsten Schritt zu polyzyklischen Aromaten an. Der bekannteste und wohl wichtigste Mechanismus des Aromatenwachstums ist der HACA Mechanismus (H-abstraction-C₂H₂-addition) [12, 53]. Zunächst wird von dem reagierenden Kohlenwasserstoffmolekül ein Wasserstoffatom durch ein gasförmiges Wasserstoffatom abgelöst



Anschließend verbindet sich ein Acetylen Molekül mit dem entstandenen Radikal



Neben dem HACA Mechanismus gibt es auch weitere mögliche Wachstumsmechanismen, etwa das Wachstum durch resonanzstabilisierte Radikale wie Propargyl [54, 55] oder der Dehydrierung von Cyclohexan [56].

Die Entstehung polyzyklischer Aromaten ist abhängig von der Temperatur und einer großen Zahl einzelner Reaktionen [57] sowie der Brennstoffzusammensetzung. Eine genaue Vorhersage der Reaktionswege ist angesichts der Vielzahl an Einflussfaktoren und Möglichkeiten eine große Herausforderung [9].

Nukleation

Der Übergang von gasförmigen Kohlenwasserstoffen zu festen Rußpartikeln gehört zu den am schlechtesten verstandenen Schritten der Rußentstehung. Prinzipiell ist man sich einig, dass sich die ersten Rußpartikel aus größeren PAK bilden. Für den genauen Mechanismus der ersten Partikelbildung gibt es mehrere Konzepte [9, 10]:

- Anwachsen der PAK zu gekrümmten, fullerenartigen Strukturen. Dabei wird von der Annahme ausgegangen, dass sich die Kohlenstoffatome unter Flammenbedingungen zu sphärischen Halbschalen verbinden. Durch Störungen des Wachstumsprozesses dieser Halbschalen bilden diese keine geschlossenen Fullerene, sondern wachsen spiralförmig immer weiter zu Rußpartikeln heran [58, 59].
- Koaleszenz einer Gruppe von PAK durch aliphatische Verbindung der Aromaten zu dreidimensionalen Strukturen [60].
- Koaleszenz von PAK durch das Stapeln mehrerer flacher Aromatenverbindungen und das Zusammenhalten dieser durch Van-der-Waals-Kräfte. Mit steigender Masse steigen die Anziehungskräfte untereinander und formen so stabile Nanopartikel [53, 60].

Keiner dieser Mechanismen liefert eine universell gültige, konsistente Erklärung für die Entstehung der ersten Rußpartikel [10]. So sind die Reaktionen, die zum Wachstum von Fullerenen führen zu langsam, um experimentell beobachtete Nukleationsraten zu erklären [53, 61].

Damit chemische Koaleszenz von PAK durch aliphatische Verbindungen entstehen kann, müssen die entsprechenden PAK unter Beteiligung von gasförmigen Wasserstoffatomen (analog zum HACA-Mechanismus) Radikale bilden. Dies ist demnach nur in Zonen plausibel, in denen ausreichend H Atome vorhanden sind. Die Bildung von Rußpartikeln lässt sicher aber auch abseits der Flammenzone beobachten (bspw. [62]).

Gegen die physikalische Koaleszenz durch Bildung von Stapeln mehrerer Aromaten spricht, dass die Anziehungskräfte unter den in Flammen vorherrschenden hohen Temperaturen nicht groß genug für stabile Verbindungen sind [63, 64].

Neuere Erkenntnisse zeigen, dass resonanzstabilisierte Radikalverbindungen [65, 66] oder rotations-aktivierte PAK Verbindungen [67] eine wichtige Rolle bei der Bildung der ersten Rußpartikel spielen könnten.

Oberflächenwachstum und Koagulation

Nach der Entstehung der ersten Primärpartikel wachsen diese, indem sich Moleküle der Gasphase mit der Oberfläche der Rußpartikel verbinden. Über diesen Mechanismus entsteht der größte Teil der Rußmasse [68]. Eine der wichtigsten Wachstumsspezies ist Acetylen und das Oberflächenwachstum kann analog zum Aromatenwachstum mittels des HACA Mechanismus beschrieben werden [69].

Durch Kollisionen kommt es zu Interaktionen der Rußpartikel untereinander. Diese lassen sich einteilen in Koaleszenz und Agglomeration. Koaleszenz beschreibt die Partikelinteraktion, bei der sich die Grenzfläche der Rußpartikel auflöst und sich ein neues Partikel mit verringerter Oberfläche bildet. Bei der Agglomeration haften die einzelnen Partikel mit Punktkontakt aneinander, wodurch sie die Oberfläche der Rußpartikel nicht ändert [10]. TEM (Transmissionselektronenmikroskop) Aufnahmen zeigen, dass Rußprimärpartikel vorwiegend rund sind und sich mit steigendem Alter zunehmend zu Aggregaten aus vielen unterschiedlichen Primärpartikeln zusammen heften [70].

Oxidation

Die Rußoxidation ist der dem Wachstum gegenläufige Prozess, der zu einer Reduktion der Rußmasse führt. Die wichtigsten Oxidatoren sind OH und O_2 , wobei O, H_2O , CO_2 , NO_2 ebenfalls eine Rolle spielen können. Im Detail betrachtet ist die Rußoxidation ähnlich komplex wie die Bildung, mit einer Vielzahl von Effekten, die die Oxidationsgeschwindigkeit beeinflussen können [71].

2.2.2 Rußbildung in Gasturbinen-Brennkammern

Die Rußbildung ist ein nicht linearer Prozess, der maßgeblich von der lokalen chemischen Zusammensetzung und dem thermodynamischen Zustand abhängt. Dementsprechend ist die Rußbildung eng mit der Fluidmechanik und der Wärme- und Stoffübertragung gekoppelt [72]. Insbesondere die turbulente Durchströmung von Gasturbinenbrennkammern hat daher großen Einfluss auf die Rußbildung. Die von der Turbulenz erzeugten Fluktuationen der Strömung verändern dabei die lokale Zusammensetzung der Strömung über eine breite Spanne von Zeit- und Längenskalen. Die Änderungen der Partikeltrajektorien beeinflusst hierbei die Kollisionseffekte zwischen den Rußpartikeln. Die Änderung der lokalen Gemischzusammensetzung und Temperatur hat Einfluss auf Wachstum und Oxidation der Partikel sowie deren Oberflächeneigenschaften [73]. In turbulenten Diffusionsflammen wird Ruß zu einem gegebenen Zeitpunkt hauptsächlich in schmalen Filamenten detektiert. Diese Filamente sind zeitlich und örtlich stark intermittierend und haben maximale Rußvolumenbrüche, die um Größenordnungen über den gemittelten Werten liegen. Dieses intermittierende Verhalten hat zur Folge, dass die Wahrscheinlichkeit an einer gegebenen Stelle Ruß zu messen sehr niedrig sein kann. Dies kann beispielsweise in turbulenten Jet-Flammen gut beobachtet werden [16, 17]. Das intermittierende Verhalten des Rußes ergibt sich aus den großen Zeitskalen zur Bildung von Rußpartikeln im Vergleich zu den Zeitskalen der turbulenten Strömung sowie der Sensitivität der Bildung von Rußvorläufern auf die lokale Streckungsrate [73].

Im Gegensatz zu der schier überwältigenden Anzahl an Untersuchungen zur Rußentstehung in laminaren und turbulenten Modellflammen gibt es nur wenige Untersuchungen an experimentellen Aufbauten mit für Gasturbinen relevanten Eigenschaften. Wichtig wären dabei ähnliche Strömungsbedingungen mit einer verdrallten Luftströmung und eventueller Beimischung sekundärer Verbrennungsluft sowie der Einsatz realistischer Treibstoffe.

Für drallbehaftete Strömungen mit gasförmigem Brennstoff gibt es eine Reihe von Untersuchungen mit unterschiedlich realistischen Konfigurationen [18–21, 74–76]. Insbesondere die Untersuchungen von Geigle et al. [18, 74, 76] sind hier zu erwähnen. Die untersuchte Konfiguration bestand aus einem Drallbrenner im Stil eines Airblast-Atomizers, welcher mit Ethylen betrieben wurde. Sekundärluft wurde über vier Zugänge in den Ecken der Brennkammer zugegeben und die Versuche wurden mit bis zu 5 bar Luftdruck durchgeführt. Lokale Variationen der Gemischzusammensetzungen führten hier auch bei global mageren Mischungen ($\Phi = 0,9$) zu vereinzelter Rußbildung. Wie für turbulente Jet-Flammen bekannt ist auch hier die Rußbildung sehr intermittierend mit einzelnen Ligamenten mit sehr hoher Rußkonzentration. Bei Zugabe der Sekundärluft wurde Teile der Luft durch die Drallströmung in die innere Rezirkulation gesaugt und führten dort zu zusätzlicher Rußoxidation. Chatterjee und Gülder [21] haben ebenfalls an einem mit Ethylen befeuerten Drallbrenner Messungen durchgeführt und Primärpartikel im Bereich 30 - 50 nm gemessen. Außerdem wurde eine starke Abhängigkeit von der Luftmenge beobachtet, kleine Erhöhungen der Luftmenge bewirkten eine starke Reduzierung der Rußkonzentration.

Untersuchungen mit flüssigen Brennstoffen wie Kerosin sind noch seltener [22–24]. Meyer et al. [23] haben in ihrer Arbeit einen drallstabilisierten Kerosinbrenner untersucht und haben gezeigt, dass großskalige Strömungsstrukturen und die Zerstäubung einen großen Einfluss auf die Rußbildung haben. Außerdem haben sie einen exponentiellen Zusammenhang zwischen globaler Luftzahl und Rußkonzentration beobachtet. Wang et al. [22] haben in einem Kerosinbrenner Primärpartikelgrößen zwischen 30 und 60 nm gemessen. Im Gegensatz zu geometrisch ähnlichen Konfigurationen mit gasförmigem Brennstoff wurde hier der

Ruß größtenteils außerhalb der inneren Rezirkulationszone detektiert. Allen hier betrachteten Konfigurationen ist gemein, dass Ruß sehr intermittierend auftritt.

Rußemissionen realer Flugtriebwerke

Ruß-Emissionen aus Flugtriebwerken hängen von einer Vielzahl unterschiedlicher Parameter wie Treibstoffzusammensetzung, Massenstrom, Brenner und Brennkammerdesign sowie der Flughöhe (und den damit verbundenen Änderungen von Druck und Temperatur) ab [77]. Die genauen Emissionen sind schwer zu bestimmen. Die zur Zulassung notwendigen Messungen verwendeten bisher eine Filter-basierte optische Methode, bei der die Änderung der Reflexion eines mit Abgas durchströmten Filters bestimmt wurde. Zwischen der aus diesen Messungen ermittelten „Smoke Number“ und den Rußkonzentrationen gibt es keinen direkten Zusammenhang aber eine Reihe unterschiedlicher Korrelationen [78]. Die für neue Normen zur Zulassung entwickelten Messtechniken sind mittlerweile in der Lage, die Partikelgröße und die Massenkonzentrationen zu messen [79]. Diese Messungen zeigen, dass je nach Last sehr unterschiedliche Emissionen möglich sind. Die Zusammensetzung des Kerosins hat einen Einfluss auf die Rußemissionen der Triebwerke. So haben Messungen im Abgas eines kommerziellen Jets (Airbus A320 mit V2527-A5 Motoren) gezeigt, dass eine Reduktion von bis zu 50% der Partikelanzahl und 70% der Partikelmasse durch Einsatz bestimmter synthetischer Jet Treibstoffe möglich ist, ohne dass sich die CO und NO_x Emissionen ändern [8]. Es ist bekannt, dass der Aromatengehalt des Treibstoffs einen großen Einfluss auf die gemessenen Rußemissionen hat [26, 80, 81], dieser aber nicht alle Unterschiede im Rußverhalten realer Treibstoffe erklären kann. Neuere Ergebnisse zeigen, dass das Rußverhalten unterschiedlicher Flugbrennstoffe mit dem Wasserstoffmangel skaliert [82], welcher den Grad der Ungesättigtheit des Treibstoffs angibt.

3 Versuchsaufbau und Messtechnik

Um die Rußentstehung bei der Verbrennung von Kerosin unter für Flugantriebe realistischen Bedingungen zu untersuchen, wird sowohl ein geeigneter Versuchsstand sowie eine entsprechende Messtechnik benötigt.

Zentrale Herausforderung für die Konzeption des Versuchsstands war es, möglichst realistische und klar definierte Randbedingungen zu schaffen und gleichzeitig die Größe und die technischen Voraussetzungen so zu halten, dass der Versuchsstand in einer Laborumgebung betrieben werden konnte. Maßgabe für möglichst realitätsnahe Bedingungen war die Verwendung von flüssigen Brennstoff (Kerosin), eine hohe Lufttemperatur sowie eine realitätsnahe Geometrie von Brenner und Brennkammer, mit der damit einhergehenden hohen spezifischen thermischen Leistung. Diese Randbedingungen führen zwangsläufig zu einem komplexen Strömungs- und Mischungsfeld und stellen damit hohe Anforderungen an die einzusetzende Messtechnik, die in der Lage sein muss, unter solchen Voraussetzungen geeignete Ergebnisse zu liefern.

Auf diese Aspekte, die Gestaltung des Versuchsaufbaus sowie die Grundlagen und Aufbau der verwendeten Messtechniken, soll im folgenden Kapitel genauer eingegangen werden.

3.1 Brenner, Brennkammer und Versuchsstand

3.1.1 Brenner

Für die Untersuchungen wurde im Rahmen dieser Arbeit kein eigener Brenner entwickelt, sondern auf in Vorgängerarbeiten entwickelte, bestehende Designs zurückgegriffen. Zur Auswahl standen eine Airblast-Düse, die auf der aerodynamischen Zerstäubung von Kerosin beruht (basierend auf dem Design von Merkle [83]), sowie eine im Rahmen des TECC-AE Projekt entwickelte Düse [84]. Tests mit beiden Brennern haben gezeigt, dass es bei der Verwendung der Airblast-Düse zu vermehrter Rußbildung, erkennbar durch stärkeres Rußleuchten in der Flamme, kommt. Dies führt wiederum zur schnelleren Ablagerung von Ruß auf den Scheiben der Brennkammer. Aus diesem Grund wurde die TECC-AE Düse für die weiteren Untersuchungen ausgewählt, um den Einsatz optischer Messtechniken zu erleichtern.

Eine Skizze des Brenners ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Die Düse besteht aus einem Pilot mit einem axialen Drallerzeuger (gemessene Drallzahl $S = 1,34$ [84])

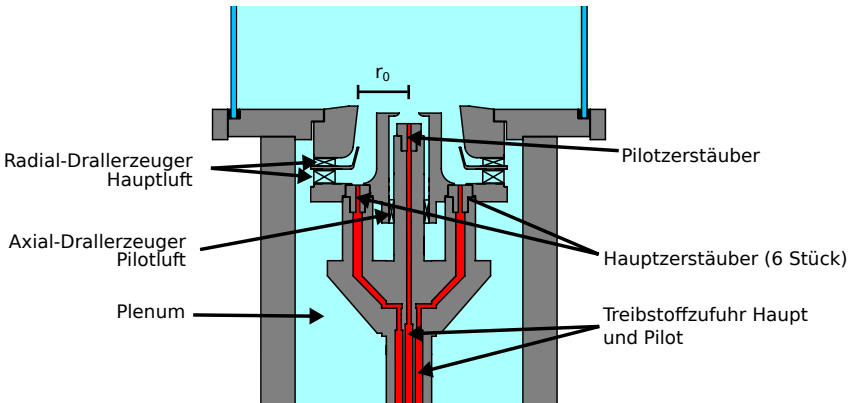


Abbildung 3.1: Kerosin-Drallbrenner mit einem Pilot- und sechs Hauptzerstäubern.

und einem Kerosinzerstäuber (Spraywinkel: 45° ; Hohlkegelspray), der den Pilot-Treibstoff direkt in die Brennkammer einspritzt. Im Hauptstrom sind zwei radiale Drallerzeuger (kombinierte, gemessene Drallzahl $S = 0,7$ [84]) verbaut. Zwischen den Drallerzeugern ist eine Zerstäuberlippe montiert, die von beiden Seiten von der Hauptverbrennungsluft umströmt wird. Der Außenradius r_0 des Brenners am Brennkammereintritt ist 17 mm. Die Austrittsfläche des Hauptstroms beträgt 548 mm^2 , die des Pilotstroms beträgt 32 mm^2 . Der gesamte Brenner hat eine gemessene effektive Fläche von 358 mm^2 . Sechs gleichmäßig über den Umfang angeordnete Zerstäuber bringen den Treibstoff unmittelbar nach den Drallerzeugern in die Hauptströmung ein. Teile des Sprays können so direkt mit der Hauptströmung transportiert werden. Der Rest trifft auf die Zerstäuberlippe, an deren Ende das Kerosin wie in einem Airblast-Zerstäuber aerodynamisch zerstäubt wird. Die Zerstäuber erzeugen ein Hohlkegelspray mit 45° Spraywinkel und sind für einen Durchfluss von 1,8 l/h bei 16 bar Druck ausgelegt.

Die Kombination aus Pilot und Airblast-Zerstäuber ist als Hybrid-Zerstäuber bekannt [48,49] und bietet Vorteile durch das Erhöhen der mageren Abblasegrenze und der Verbesserung der Zerstäubung bei niedrigen Leistungen, indem in diesen Betriebspunkten der meiste Treibstoff durch den Piloten geleitet wird. Auch mager vorgemischte Brennerkonfigurationen verwenden aus Stabilitätsgründen häufig einen Piloten [25].

Die Treibstoffströme zu Pilot- und Hauptzerstäubern lassen sich getrennt messen und einstellen und die Treibstoffleitungen sind bis zum Eintritt in die Düse auf ca. 15°C gekühlt, um den Treibstoff bei hohen Vorwärmtemperaturen vor thermischen Veränderungen zu schützen. Da der Brenner ungekühlt ist, werden die Leitungen vor und nach dem Betrieb mit Stickstoff gespült, damit keine Brennstoffreste in den heißen Teilen des Brenners zurückbleiben und so zu Verkokungen führen.

3.1.2 Brennkammer und Versuchsstand

Maßgabe war es eine möglichst realitätsnahe RQL-Brennkammer im Labormaßstab für Versuche mit Kerosin unter atmosphärischen Bedingungen zu entwickeln. Um den Aufbau im Labormaßstab zu ermöglichen und die Anwendung der Messtechnik praktikabel zu gestalten, wurde ein Aufbau mit einem einzelnen Brenner gewählt. Die Grundfläche der Brennkammer ist quadratisch und erlaubt so die vergleichsweise einfache Realisierung von optischen Zugängen. Brenner und Brennkammer sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Brennkammer hat eine Grundfläche von $110 \times 110 \text{ mm}^2$ und ist 240 mm lang. Die Sekundärluft wird in ca. 100 mm Höhe über Brennerplatte über pro Seite fünf versetzt angeordnete Löcher hinzugegeben. Zur Homogenisierung strömt die Sekundärluft vor Eintritt in die Brennkammer durch ein Lochblech (nicht dargestellt). Die Auslegung der Sekundärluftlöcher und deren Anordnung werden genauer in Abschnitt 3.1.3 beschrieben.

Primär- und beide Sekundärluftströme können getrennt voneinander gemessen und geregelt werden. Die Massenströme der Luft werden über thermische Massendstrommesser (Bronkhorst IN-FLOW) gemessen. Druck und Temperaturen werden unmittelbar vor Eintritt in die Brennkammer gemessen und überwacht. Alle Luftströme können mit elektrischen Lufterhitzern (Leister LE 5000 DF 2x7,5 kW und LE 10000 DF 11 kW) vorgewärmt werden.

Abbildung 3.2 zeigt ebenfalls ein typisches, mittels PIV gemessenes Strömungsfeld in der Brennkammer. Die verdrallte Strömung führt zur Ausbildung einer ausgeprägten inneren und äußeren Rezirkulationszone und die versetzt angeordneten Sekundärlufteingänge (siehe Abschnitt 3.1.3) führen zu einem nicht symmetrischen Strömungsfeld. Die Brennkammer verfügt über große optische Zugänge von allen Seiten. Lediglich im Bereich der Sekundärlufteinlässe ist der optische Zugang nur von zwei Seiten möglich. Die Brennkammer ist aus Hochtemperaturstahl (WNr. 1.4841, zugelassen bis 1100°C) gefertigt und verfügt über keinerlei gekühlte Bauteile oder gespülte Fenster. Im Gegensatz zu gekühlten Versuchsaufbauten führt dies zu deutlich realistischeren Wandtemperaturen und damit realistischerem Flammenverhalten. Am Auslass der Brennkammer gibt es keine Verjüngung, dies

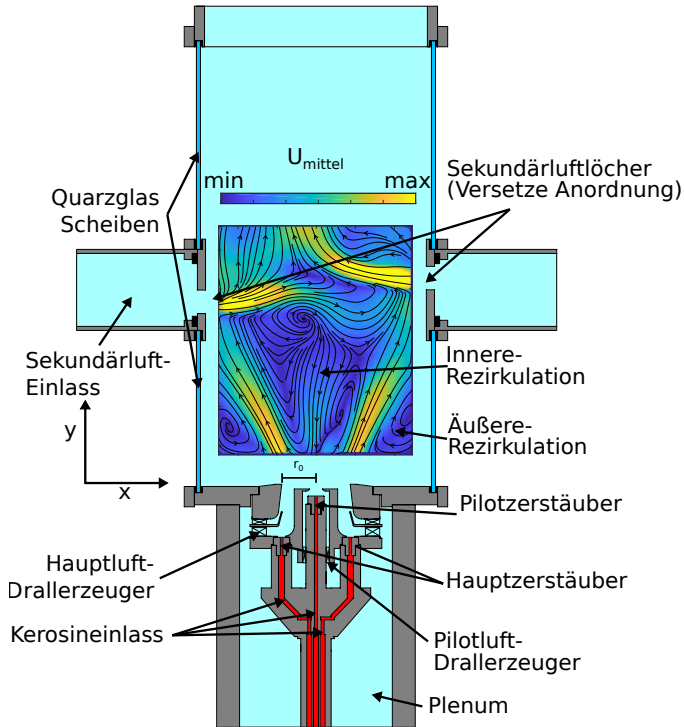


Abbildung 3.2: Brennkammer mit Brenner sowie Stromlinien eines typischen Geschwindigkeitsfeld

erlaubt das Einführen von Abgas- oder Temperatursonden sowie das Einkoppeln von Laserstrahlen für optische Messungen im Bereich der Sekundärlufteinlässe.

Die Sekundärluft wird in einem rechteckigen Strömungskanal senkrecht zur Brennkammer geleitet. Auf diese Weise bleibt der optische Zugang zur Primärzone der Brennkammer unversperrt. Die mechanische Belastung aufgrund von Wärmedehnung der Brennkammerteile wurde vermindert, indem die Halterungen für die Sekundärluft möglichst nahe an der Brennkammer platziert wurden und der Aufbau im kalten Zustand vorgespannt wurde, sodass es mit einer Erwärmung der Brennkammer zur Entlastung kam. Eine 3-D Abbildung des Versuchsstands mit der Sekundärluftzuleitung, Halterung und Luftherzern ist in Abbildung 3.3

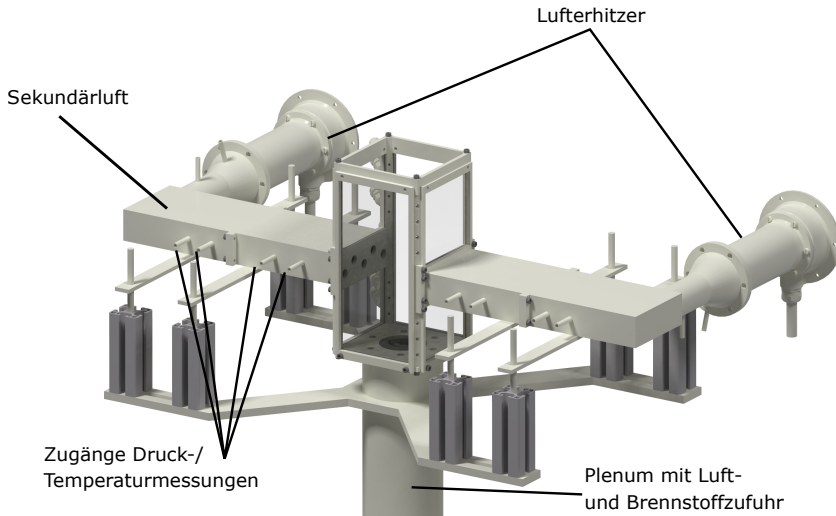


Abbildung 3.3: Gerendertes Bild des Versuchsstands mit Brennkammer, Sekundärluftzuführung und Lufterhitzern

dargestellt. Die gesamte Brennkammer ist auf einer in alle drei Raumrichtungen verfahrbaren Traverse montiert. Das Verfahren in der horizontalen Ebene wird durch Schrittmotoren gesteuert und in der vertikalen Achse erfolgte das Verstellen von Hand mittels Gewindetrieben.

3.1.3 Sekundärluft

Die Grundidee einer RQL-Brennkammer basiert auf dem schnellen Übergang zwischen fetter und magerer Verbrennung mit möglichst kurzen Verweilzeiten in Bereichen mit stöchiometrischer oder nahezu stöchiometrischer Mischung, um so längere Verweilzeiten bei hohen Temperaturen zu vermeiden und um damit die NO_x Emissionen zu senken. Dies bedeutet, dass die Auslegung der Sekundärluftzumischung von besonderer Bedeutung ist. Da die Menge der Sekundärluft

sowie der Druckverlust über die Brennkammer sich in der Regel aus den Rahmenbedingungen ergeben, kann die Mischung lediglich über Ort und Anordnung der Sekundärlufteindüsung beeinflusst werden.

Zur Auslegung von sogenannten „Jet in Crossflow“ Konfigurationen wurden von Holdeman et al. eine Korrelation entwickelt [85, 86]. Diese basiert auf dem Impulsverhältnis von Jet zu Hauptströmung:

$$J = \frac{\rho_j v_j^2}{\rho_m v_m^2}, \quad (3.1)$$

mit den Dichten von Jet- und Hauptströmung ρ_j und ρ_m sowie den dazugehörigen Geschwindigkeiten v_j und v_m . Für möglichst schnelle Vermischung erfolgt die Auslegung mit dem C-Parameter:

$$C = \frac{S}{H} \sqrt{J} \quad (3.2)$$

wobei S der Abstand der Löcher und H die Höhe des durchströmten Kanals ist. Für einseitige Mischung ist das Optimum bei $C = 2,5$. Für beidseitig angeordnete Jets ist dieser Wert halbiert, wenn sich die Löcher gegenüber stehen und verdoppelt bei versetzter Anordnung. Die Form der Löcher der Jets spielt dabei eine untergeordnete Rolle [87].

Bei den Untersuchungen, die zu oben genannter Korrelation geführt haben, wurde eine konstante, gleichmäßige Durchströmung des Mischkanals betrachtet. Bei der Übertragung auf die Auslegung von Fett-Mager-Brennkammern führt dies zu Problemen, da die Anströmung der Jets hier typischerweise nicht gleichmäßig erfolgt und auch der Drall einen Einfluss auf die Mischung hat [88].

Die für Fett-Mager-Brennkammern typische Luftzahlen (In diesem Aufbau $\phi_{global} = 2$) in der Sekundärzone führen dazu, dass sehr große Mengen Luft zugemischt werden müssen. Im Rahmen dieser Arbeit wird knapp doppelt so viel Sekundärluft wie Primärluft verwendet. Bei einem realistischen Druckverlust über den Brenner und die Sekundärluftlöcher (in dieser Arbeit 3%) ergeben sich

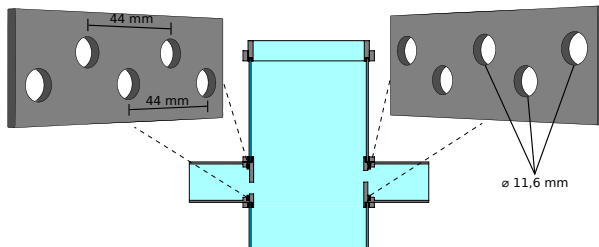


Abbildung 3.4: Anordnung der Löcher der Sekundärluftbeimischung

so sehr große Lochdurchmesser, die wiederum zu sehr geringen Materialstärken zwischen den Löchern führen. Da dies in Hinblick auf Stabilität und Haltbarkeit nicht sinnvoll erscheint, wird die Sekundärluft über zwei Lochreihen beigemischt. Experimentelle Ergebnisse zeigen, dass in diesem Fall eine versetzte Anordnung der Mischlöcher vorteilhaft ist und die besten Mischergebnisse für $C = 7$ und einem Verhältnis von Abstand zu Durchmesser der Löcher $S/D = 3$ erreicht werden [89]. Dies bildet auch die Grundlage für die Auslegung der Sekundärluft im Rahmen dieser Arbeit. Hierfür wurde die Einströmung als konstant angenommen sowie die Dichte und Geschwindigkeit in der Primärzone mithilfe der adiabaten Flammentemperatur abgeschätzt. Die Rechnungen hierzu sind in Anhang A.1 zu finden. Aus den Rechnungen ergibt sich ein optimaler Lochabstand von knapp 44 mm. Aufgrund der Breite der Brennkammer können so maximal drei Löcher in einer Reihe angeordnet werden bzw. in den versetzt angeordneten Reihen zwei. Der Lochdurchmesser ergibt sich aus dem benötigten Massenstrom und beträgt 11,6 mm. Die verwendete Anordnung der Mischluftlöcher ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

3.1.4 Betriebspunkte

Vorversuche haben gezeigt, dass der hier vorgestellte Aufbau über einen sehr weiten Bereich von Betriebspunkten stabil betrieben werden kann. Um realistische Austrittsgeschwindigkeiten zu erreichen, wurde der Druckverlust zwischen Ple-num und Brennkammer auf für Flugtriebwerke typische 3% festgelegt. Für eine

Tabelle 3.1: Übersicht über die untersuchten Betriebspunkte; ϕ_p ist die Brennstoffzahl in der Primärzone, ϕ_g ist die globale Brennstoffzahl, P_t ist die thermische Leistung, $\dot{m}_{pilot}/\dot{m}_{haupt}$ ist das Verhältnis von Pilot- zu Hauptbrennstoffmassenstrom und T_L ist die Temperatur der einströmenden Luft

ϕ_p	ϕ_g	P_t (kW)	$\dot{m}_{pilot}/\dot{m}_{haupt}$	T_L (K)
1,25	0,44	80	0,14/0,86	600
1,43	0,5	92	0,14/0,86	600
1,67	0,58	107	0,14/0,86	600
1,82	0,64	117	0/1	600
1,92	0,67	124	0/1	600
2	0,7	129	0/1	600
1,43	0,56	85	0/1	700

gegebene Vorwärmtemperatur der Luft ist der Massenstrom der Luft damit immer konstant. Die größte Anzahl an Versuchen wurde bei einer Temperatur von 600 K durchgeführt. Dies ist die maximale Temperatur, die die verbauten Lufterhitzer bei dem geforderten Massenstrom erreichen können. Für vereinzelte Versuche wurde die Vorwärmtemperatur auf 700 K erhöht. Aufgrund der begrenzten Leistung der Lufterhitzer musste hierfür der Massenstrom der Sekundärluft reduziert werden und der Druckverlust verringerte sich auf 1,5%. Je nach Betriebspunkt wurde entweder mit aktiver Pilot-Treibstoffeinspritzung oder ohne gearbeitet. Mit Pilot wird der Treibstoff gleichmäßig auf alle sechs Haupt- und den Pilotzerstäuber verteilt (1/7 des Massenstroms geht durch den Piloten), ohne Pilot wird der gesamte Treibstoff durch die sechs Hauptzerstäuber geleitet. Da die Flammen ohne Pilot deutlich höhere Rußgrenzen und geringere Rußkonzentrationen als die Flammen mit Pilot aufweisen, werden diese bei Betriebspunkten mit höherer Brennstoffzahl untersucht. In Tabelle 3.1 ist eine Übersicht der Betriebspunkte aufgelistet.

Die Zusammensetzung des Kerosins kann einen Einfluss auf die Rußeigenschaften des Systems haben (siehe bspw. [79]). Aus diesem Grund wurde zu Beginn der Arbeit ausreichend Kerosin für die gesamte Projektlaufzeit beschafft und dessen Zusammensetzung von einem externen Labor analysiert. Die Ergebnisse der

Tabelle 3.2: Stoffeigenschaften des Verwendeten Kerosin. Analyse durch externes Labor

Prüfparameter	Prüfmethode	Ergebnis
Olefine	ASTM D 1319	< 4 vol.-%
Aromaten		16,5 vol.-%
Destillationsbeginn	ASTM D 86	150,1 °C
10 %-Punkt		166,8 °C
50 %-Punkt		195,6 °C
90 %-Punkt		241,3 °C
95 %-Punkt		252,8 °C
Volumen bei 250 °C		94,1 vol.-%
Volumen bei 350 °C		>99 vol.-%
Siedeendpunkt		268,8 °C
Destillationsrückstand		1,2 vol.-%
Destillationsverlust		0,4 vol.-%
Dichte (15 °C)	ASTM D 4052	800,8 kg/m ³
Schwefelgehalt	ASTM D 5453 (IP 336)	600 mg/kg
Naphthalengehalt	ASTM D 1840	1,5 vol.-%
Heizwert (Hu)	ASTM D 240 mod.	43,24 MJ/kg
Kohlenstoffgehalt	ASTM D 5291	85,0 m.-%
Wasserstoffgehalt		13,1 m.-%
Monocyclische Aromaten	ASTM D 6379	19,8 m.-%
Bicyclische Aromaten		2,1 m.-%
Gesamt Aromaten		21,9 m.-%

Tabelle 3.3: Zusammensetzung der Kerosin-Surrogatmischung

n-Dekan	80 m.-%
1,2,4 Trimethylbenzol	20 m.-%

Analyse sind in Tabelle 3.3 aufgelistet. Alle in dieser Arbeit gezeigten Versuche, sowohl an der Fett/Mager Brennkammer als auch am McKenna Brenner wurden mit dem gleichen Kerosin durchgeführt. Am McKenna Brenner wurden zusätzlich Messungen mit einer Surrogatmischung [90–93] aus 80 m% n-Dekan und 20 m% 1,2,4 Trimethylbenzol durchgeführt.

3.2 Vorgemischte Flachflamme

Zur Erzeugung einfacher, laminarer, eindimensionaler Flammen wurde ein Flachflammen Brenner (McKenna-Brenner) verwendet. Dieser Brenner stabilisiert eine Flamme über einer temperierten, porösen Platte. Brenner und Kerosinverdampfer sind schematisch in Abbildung 3.5 dargestellt.

Die Platte des Brenners besteht aus gesinterten Bronzepartikeln und hat einen Durchmesser von 60 mm. In die Platte ist eine Kupferrohrspirale integriert durch die Thermoöl geleitet wird, um die Platte auf eine vorgegebene Temperatur zu temperieren. Um die Brennerplatte herum gibt es eine weitere ringförmige Sinterplatte, durch die Inertgas (in dieser Arbeit stets Stickstoff) strömt, um die Flamme von der Umgebungsluft abzuschirmen und so Reaktionen und damit Veränderungen im Ruß- und Temperaturfeld am Rand der Flamme zu vermeiden. Flammen, die mit diesem Brenner erzeugt werden, sind in der Nähe der Brennerplatte quasi eindimensional, sodass Größen wie Temperatur und Rußvolumenbruch nur noch von der Distanz zur Brennerplatte abhängen.

Für die Versuche mit Kerosin (bzw. Surrogat Mischungen) muss dieses in einem separaten Verdampfer verdampft werden. Die Verdampfungstemperatur von Kerosin liegt bei bis zu 300°C, allerdings kann es schon bei niedrigeren Temperaturen zu thermischer Zersetzung kommen. So können ab 150°C erste Reaktionen mit dem im Treibstoff gelösten Luftsauerstoff beginnen [29]. Des Weiteren liegt die Selbstentzündungstemperatur von Kerosin bei 220°C und diese Temperatur sollte in diesem vorgemischtem System nicht überschritten werden. Um die zur vollständigen Verdampfung notwendige Temperatur zu senken, wird daher ein

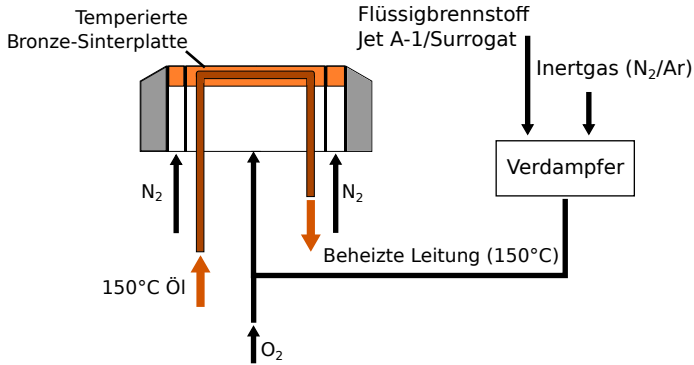


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau von Flachflammenbrenner mit Verdampfer

Tabelle 3.4: Untersuchte Betriebspunkte am McKenna-Brenner - v ist die Austrittsgeschwindigkeit des Gasgemischs - Alle Versuche wurden bei 150°C Vorwärmtemperatur durchgeführt

79% Ar / 21% O ₂ jeweils mit Jet A-1 und Surrogat	
ϕ	v (cm/s)
2,1	5
2,1	6
2,2	6
2,3	6
79% N ₂ / 21% O ₂ mit Jet A-1	
ϕ	v (cm/s)
1,6 - 1,85	4

Trägergasverdampfer (Bronkhorst CEM) verwendet. Durch die Vermischung mit einem Trägergas sinkt der Partialdruck des Kerosins in der Gasphase und damit die zur vollständigen Verdampfung benötigte Temperatur, sodass der Verdampfer bei 150°C betrieben werden konnte.

Kerosin wird in einem Kolbenspeicher gefüllt und der Kolben wird mit ≈ 5 Bar Stickstoff beaufschlagt. Das Kerosin wird durch einen Coriolis Massenstrommesser in den Verdampfer geleitet, wo es mit dem Inertgas (je nach Versuch Stickstoff oder Argon) vermischt und verdampft wird. Von dort wird das Gemisch über beheizte Leitungen zum Brenner transportiert. In der Nähe des Brenners wird der Sauerstoff beigemischt. Durch die Brennerplatte wird Thermoöl mit 150°C Temperatur gepumpt. Zusätzlich wird der Brenner sowie die Zuleitung des Öls mit elektrischen Heizschnüren beheizt und der gesamte Aufbau mit Isoliermaterial gedämmt. Zur Gewährleistung korrekter Randbedingungen wird die Temperatur des Thermoöls unmittelbar vor Eintritt in den Brenner gemessen. Die Temperatur des Kerosingemischs wird durch ein rückwärtig in den Brenner eingeführtes Thermoelement direkt im Plenum vor der Sinterplatte gemessen.

Die in dieser Arbeit untersuchten Betriebspunkte sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

3.3 Particle-Image-Velocimetry (PIV)

Particle-Image-Velocimetry (PIV) ist ein zweidimensionales Messverfahren zur nicht invasiven Messung von Strömungsgeschwindigkeiten. Da sich mithilfe von PIV in kurzer Zeit komplette Strömungsfelder auch von komplexen Strömungen bestimmen lassen und die Technik gut in reagierenden Strömungen angewendet werden kann, ist die Technik auch im Bereich der Gasturbinenforschung weit verbreitet.

Die Technik nutzt kleine Partikel - sogenannte Tracer - die der Strömung beigegeben werden. Es wird dabei angenommen, dass die beigegebenen Partikel der Strömung genau folgen und somit die Geschwindigkeit der Partikel, bei geeigneter

Größe, gleich der Strömungsgeschwindigkeit ist. Das Folgevermögen der Partikel wird hierbei durch die Stokes-Zahl beschrieben:

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_f} \quad (3.3)$$

mit der Partikelrelaxationszeit τ_p und der charakteristischen Zeit der Strömung τ_f . Die Relaxationszeit ist die Zeit, die ein Partikel in einer konstant beschleunigenden Strömung braucht um 63% der Strömungsgeschwindigkeit zu erreichen. Unter Annahme von runden Partikeln mit deutlich größerer Dichte als die des Fluid ergibt sich die Zeit zu [94]:

$$\tau_p = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad (3.4)$$

mit ρ_p als Dichte des Partikels, d_p als Partikeldurchmesser und μ als dynamische Viskosität.

Je kleiner die Stokeszahl, desto besser das Folgevermögen der Partikel. Für eine möglichst genaue Messung der Strömungsgeschwindigkeiten wird eine Stokeszahl $St < 0,1$ benötigt [95].

Zur Sichtbarmachung der Partikel wird ein Laserstrahl mit geeigneten Linsen zu einer Ebene aufgeweitet und durch das Messvolumen geleitet. Die Partikel werden kurz hintereinander von zwei Laserpulsen beleuchtet und das an den Partikeln gestreute Licht wird von einer Kamera in zwei Bildern gespeichert. Auf den kurz hintereinander aufgenommenen Bildern kann nun die Bewegung der Partikel zwischen den Aufnahmen bestimmt werden. Dies geschieht, indem die Bilder in einzelne Auswertefenster aufgeteilt werden und die Auswertefenster im ersten Bild mit allen möglichen Verschiebungen im zweiten Bild korreliert werden. Mit der Kreuzkorrelation $R(x, y)$ für ein $N \times N$ pixel Auswertefenster in den Bildern I' und I'' [96]:

$$R(x, y) = \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (I'[i, j] - \bar{I})(I''[i + x, j + y] - \bar{I}) \quad (3.5)$$

mit \bar{I} als mittlere lokale Bildintensität und x, y als Verschiebung in die beiden Raumrichtungen der Messebene. Dabei sind die Bilder I' und I'' mit einem definierten Zeitunterschied hintereinander aufgenommen. Für die Werte von x und y mit dem größten Korrelationswert $R(x, y)$ wird die Verschiebung als Partikelverschiebung angenommen. Mit dem bekannten Zeitunterschied zwischen den Laserpulsen und einer entsprechenden geometrischen Kalibration der Kamera kann aus der errechneten Partikelverschiebung die lokale Geschwindigkeit berechnet werden.

In der praktischen Anwendung müssen die PIV-Bilder vor der Kreuzkorrelation durch entsprechendes Pre-Processing vorbereitet werden, etwa indem ein Hintergrund abgezogen wird und Bildbereiche mit stark unterschiedlichen Intensitäten normiert werden. Außerdem muss im Anschluss an die Vektorrechnung ein Post-Processing erfolgen, um fehlerhafte Vektoren, etwa durch Einsatz eines Medianfilters, zu erkennen.

Eine umfassende Übersicht über Grundlagen und Anwendung der Messtechnik ist in dem Buch von Raffel et al. [97] zu finden.

3.3.1 Messaufbau und Auswertung

Messungen wurden mit einem dioden-gepumpten, zwei-Kavitäten hochgeschwindigkeits Nd:YLF Laser (Litron LDY304) zusammen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (Phantom High Speed Star, 1024 x 1024 px Auflösung) durchgeführt. Die maximale Aufnahmefrequenz (Doppelbilder) bei maximaler Auflösung ist 1,5 kHz. 1024 Doppelbilder wurden pro Messung aufgezeichnet. Der Zeitabstand zwischen den Laserpulsen wurde auf 10 μs gesetzt. Die Bilder wurden mithilfe eines Sigma 90 mm Makro-Objektivs aufgenommen.

Der Hochgeschwindigkeitsaufbau wurde unter anderem verwendet, um trotz schneller Ablagerungen der Tracerpartikel auf den Glasscheiben eine ausreichend große Anzahl Bilder pro Betriebspunkt aufnehmen zu können. Als Tracermaterial wurde Aluminiumoxid verwendet, welches vor jeder Messung eine Nacht im Ofen bei Temperaturen $> 100^{\circ}\text{C}$ getrocknet wurde. Die Tracerpartikel wurden erst unmittelbar vor Beginn der Messung zugegeben und führten im Verlauf einer Messung zu deutlichen Ablagerungen auf den Scheiben, sodass diese nach jeder Messung gereinigt werden mussten. Die Partikel wurden mithilfe von Wirbelschicht-Seedern zugegeben. Diese wurden mit 5 bar Druckluft betrieben. Die Luft durchströmt zunächst eine Glassinterplatte über der sich die Wirbelschicht mit den Tracerpartikeln ausbildet. Am Ende des Seeders befindet sich ein Nadelventil. Der große Druckverlust und die damit einhergehende Beschleunigung führt zu großen Scherkräften und soll helfen die einzelnen Partikel voneinander zu trennen. Der gesamte Luftmassenstrom der durch die Seeder strömt, ist sehr klein im Vergleich zu den Hauptmassenströmen, sodass die Änderungen in Temperatur und Druck durch Zu- und Abschalten des Seedings vernachlässigbar sind.

Zum Einkoppeln des Lasersheets wurden zwei verschiedene Aufbauten verwendet. Um Messungen auch im Bereich der Sekundärluft zu ermöglichen, musste das Lasersheet von oben durch die Abgasöffnung der Brennkammer eingeführt werden, da eine Einkopplung von der Seite durch die Sekundärluftzuführung verhindert wird. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.6a gezeigt. Der Laserstrahl wurde zunächst durch ein Linsenpaar auf die gewünschte Dicke des Lasersheets verjüngt und danach durch ein weiteres Paar Linsen zu einer Ebene aufgeweitet. Das Lasersheet wurde anschließend durch einen über der Brennkammer montierten Spiegel in die Brennkammer geleitet. Der Spiegel ist mitten im heißen Abgas der Brennkammer positioniert. Er wurde in einem mit $\approx 15^{\circ}\text{C}$ Wasser gekühlten Gehäuse montiert sowie konstant mit Druckluft gespült. Die Spülung sollte dabei die Kühlung des Spiegels unterstützen, indem die heißen Abgase vom Spiegel weggehalten werden, sowie das Ablagern der Tracerpartikel auf dem Spiegel verhindern. Der auf diese Weise aufgenommene Bereich ist in der Abbildung 3.6a rot eingerahmt. Aufgrund der starken Reflexionen des Lasers auf der Bodenplatte konnte der Bereich in Bodennähe nicht gut abgebildet

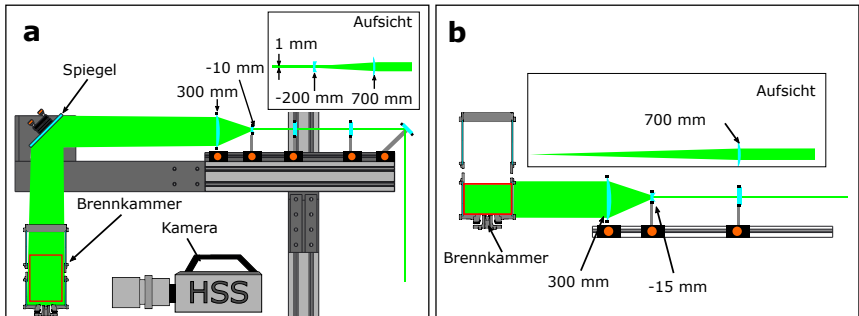


Abbildung 3.6: PIV Aufbau zur Messung der Strömungsgeschwindigkeiten – (a) Einkoppeln des Lasersheets von oben durch den Brennkammerauslass – (b) Einföhren von der Seite durch die Quarzglasscheibe

werden. Dasselbe gilt für die Strömung in der Nähe der Brennkammerwände. Für einen Betriebspunkt ohne Verbrennung wurde der Aufbau leicht abgeändert, indem Kamera und Laserstrahl getauscht wurden. Die Kamera wurde so über den Spiegel auf den Brenner fokussiert und das Lasersheet parallel zum Brennkammerboden in 5 mm Abstand durch die Brennkammer geleitet. Auf diese Weise konnte die Strömung parallel zum Brennkammerboden untersucht werden. Aufgrund der exponierten Lage der Kamera in der Nähe des Abgasstroms wurden diese Messungen nicht für die Betriebspunkte mit Verbrennung durchgeführt.

Für Messungen innerhalb der Primärzone - mit besserer örtlicher Auflösung und näher an der Bodenplatte - muss das Lasersheet nicht auf die vergleichsweise aufwendige Art über das Abgas in die Brennkammer eingekoppelt werden. Für diese Messungen wurde das Lasersheet, wie in Abbildung 3.6b gezeigt, von der Seite durch die Glasscheiben in die Brennkammer geleitet. Durch diese Laserführung waren auch Messungen unmittelbar über dem Brenner möglich.

Der Kameraaufbau wurde mithilfe einer auf dem Brenner zentrierten Kalibrierplatte geometrisch kalibriert. Die auf der Platte regelmäßig aufgetragenen Punkte (3 mm Durchmesser, 5 mm Abstand zueinander), erlaubten die Bestimmung der örtlichen Auflösung. Außerdem ist auf der Platte die zentrale Achse und die Höhe

über dem Brenner markiert, sodass die von der Kamera aufgenommenen Bilder von Pixel in tatsächliche Abmessungen umgerechnet werden konnten.

Die aufgenommenen PIV-Bilder wurden mithilfe einer kommerziellen Software (Davis 8, Lavisision) ausgewertet. Zunächst wurde von allen Bildern der Hintergrund abgezogen und alle nicht relevanten Bildbereiche maskiert. Im Anschluss wurde die Kreuzkorrelation zunächst mit 96 px Fenstergröße und 75% Überlappung und anschließend 48 px und 87% Überlappung berechnet. Durch die Fenstergröße ergibt sich die örtliche Auflösung zu ≈ 5 mm für die Aufnahmen der gesamten Brennkammer und ≈ 3 mm für die Aufnahmen der Primärzone. Die berechneten Vektoren wurden nachbearbeitet, indem zunächst alle mit einem Peak-Ratio $< 1,4$ gelöscht wurden. Die verbleibenden Vektoren wurden mithilfe der "universal outlier detection method" [98] gefiltert und anschließend geglättet.

Zum Vergleich der Betriebspunkte untereinander und zum Vergleich mit numerischen Rechnungen werden typischerweise Mittelwerte betrachtet. Da in diesem Aufbau hohe Aufnahmefrequenzen verwendet wurden, sind die aufgenommenen PIV-Bilder nicht statistisch unabhängig voneinander und es besteht die Gefahr, dass das errechnete mittlere Strömungsfeld nicht dem tatsächlichen entspricht, da nicht über eine ausreichend lange Zeit gemessen wurde. Es wurde daher für die Messungen geprüft, ob der Mittelwert der zuerst aufgenommenen 300 Bilder auch dem der zuletzt aufgenommenen entspricht. Dies ist der Fall und man kann daher davon ausgehen, dass die Aufnahmezeit ausreicht, um aussagekräftige mittlere Strömungsfelder berechnen zu können.

3.3.2 Zweiphasen-PIV

Bei dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Aufbau wird das Licht des PIV-Lasers nicht nur an den zur Strömungsmessung eingebrachten Tracerpartikeln gestreut, sondern ebenfalls an den in den Brennraum eingespritzten Kerosintröpfchen. Wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, müssten die Tropfen eine Stokes Zahl $< 0,1$ haben, damit diese der Strömung hinreichend genau folgen. Typischerweise erfüllen aber nur die kleinsten Tropfen diese Bedingung und die meisten werden

daher der Strömung nicht exakt folgen [99]. Gleichzeitig streuen größere Tropfen deutlich mehr Licht als die Tracerpartikel, sodass die reguläre PIV-Auswertung schon bei einer kleinen Anzahl großer Tropfen gestört werden kann und die errechneten Ergebnisse nicht mehr mit den Geschwindigkeiten der gasförmigen Phase übereinstimmen. Um trotzdem Messungen in der Nähe des Kerosinsprays durchführen zu können, müssen die Signale der beiden unterschiedlichen Phasen (Gasphase, repräsentiert durch die Tracerpartikel, und Kerosintropfen) getrennt werden. Dies kann auf zwei unterschiedliche Arten geschehen:

- Die optische Trennung der Signale während der Aufnahme: Hierfür wird typischerweise eine der Phasen mit einem fluoreszierenden Stoff versetzt. Partikel beider Phasen streuen so das Licht des Lasers, aber lediglich eine emittiert zusätzlich Fluoreszenzlicht auf einer von der Wellenlänge des Lasers unterschiedlichen Wellenlänge. Durch die Verwendung von zwei Kameras und geeigneten optischen Filtern können so die Signale der Phasen getrennt werden. Typische Beispiele für die Anwendung umfassen die Untersuchung von Turbulenz in partikelbeladener Strömungen [100] oder Luft/Wasser Mischung [101]. Des Weiteren sind auch komplexere Aufbauten mit mehreren Lasern zur Anregung [102] und unterschiedlichen fluoreszierenden Tracern [103] möglich.

Der offensichtliche Nachteil dieser Techniken, neben dem gesteigerten experimentellen Aufwand, ist dass aufgrund der niedrigen thermischen Stabilität der fluoreszierenden Tracer die Technik nicht zur Untersuchung von Strömungen in Verbrennungssystemen verwendet werden kann.

- Die Trennung der Signale nach der Aufnahme anhand ihres Erscheinungsbildes: Hierbei wird versucht, die Partikel der dispersen Phase anhand ihrer optischen Merkmale in den Bildern zu erkennen und anschließend die Partikel getrennt voneinander auszuwerten. Die Trennung kann anhand der Intensität des gestreuten Lichts durch die Anwendung von Schwellwertfiltern [104], durch das Herausfiltern der Tracersignale mithilfe von Filtern zur Rauschunterdrückung [105] und/oder Filtern zur Kantenerkennung [106, 107] sowie durch Klassierung anhand der Größe der Partikel in

den Aufnahmen [108, 109] erfolgen. Außerdem kann eine Kombination aus Größe und Intensität der erkannten Partikel [110, 111] oder aus Größe und Kantenerkennungsfiltren [112] die Trennung verbessern.

Im Vergleich zur optischen Trennung der Signale während der Aufnahme ist die Anwendung dieser Methode auch in reagierenden Strömungen denkbar. Ein weiterer Vorteil ist der gleiche experimentellen Aufbau im Vergleich zur konventionellen PIV.

In der vorliegenden Arbeit wurde die letztere Variante ausgewählt und ein Verfahren, basierend auf denen von Becker et al. [113] und Khalitov und Longmire [110], implementiert mit Unterschieden in der Partikeldetektion.

Die Grundzüge des Verfahrens sind in Abbildung 3.7 dargestellt. In Abbildung 3.7a ist zunächst ein Ausschnitt eines typischen Zweiphasen-Bildes nach Abzug des Hintergrunds zu sehen. Zwei Partikel sind aufgrund der Größe und der Intensität mit bloßem Auge direkt als Kerosintropfen zu erkennen. Die weiteren sichtbaren Partikel lassen sich nicht einfach zuordnen und könnten sowohl weitere Tropfen als auch Tracer Partikel sein. In einem ersten Schritt werden die Bilder mit einem Wiener-Filter bearbeitet. Dieser adaptive Filter zur Rauschunterdrückung wird genutzt, um einen Teil der Signale der Tracer Partikel zu unterdrücken, da diese ähnliche optische Eigenschaften wie zufälliges Bildrauschen haben. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.7b dargestellt. Das Filtern der Bilder hilft, bessere Ergebnisse im nachfolgenden Schritt der Kantenerkennung zu erzielen.

Die Partikel werden mit einer Kantenerkennung, basierend auf maximalen Gradienten bestimmt durch die Sobel-Methode [114], detektiert. Die Sensitivität der Methode wird so eingestellt, dass möglichst viele der nach der Rauschfilterung verbleibenden Partikel erkannt werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.7c dargestellt. Im Vergleich zu einfacheren Schwellwertfiltren bietet die Kantenerkennung den Vorteil, auch bei sich verändernden Hintergründen gute Ergebnisse zu liefern. So führte im vorliegenden Anwendungsfall die Ablagerung der Tracerpartikel auf den Scheiben der Brennkammer im Verlauf einer Messung zu unterschiedlichen

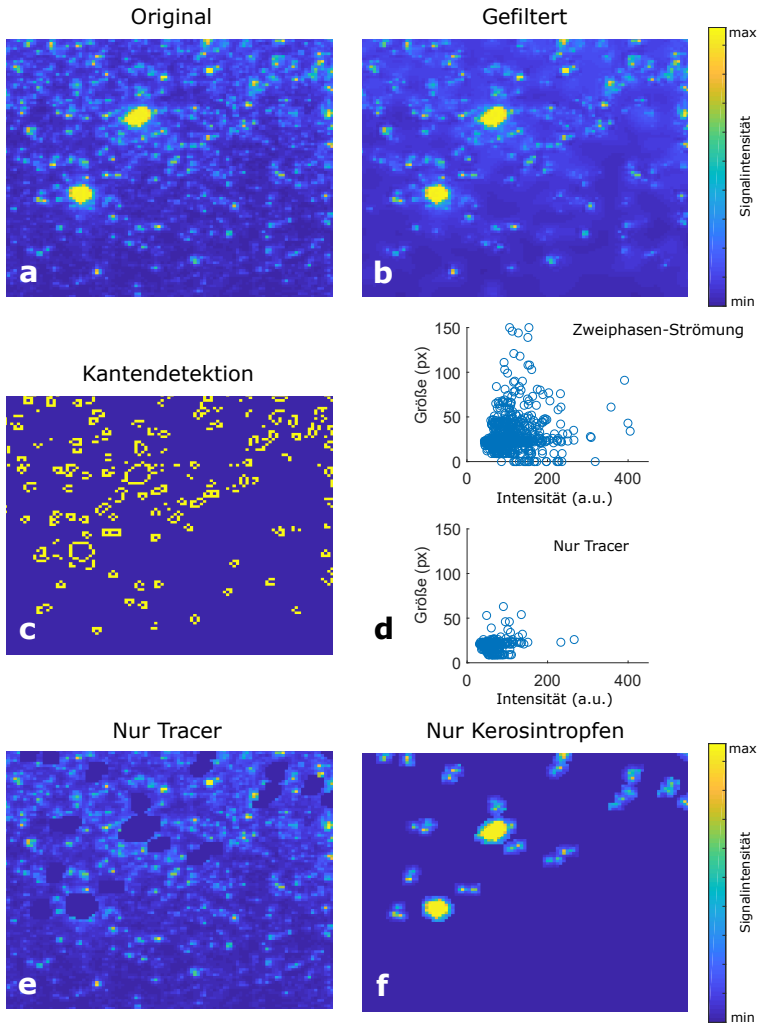


Abbildung 3.7: Methode zur Trennung der Phasen in PIV Bildern – (a) Original Bildausschnitt (b) Mittels Wiener-Filter bearbeitetes Bild (c) Ergebnis der Kantenerkennung (d) Verteilung von Partikelgröße und durchschnittlicher Intensität für Bilder mit und ohne Zweiphasenströmung (e) Ergebnis der Phasentrennung: Bildausschnitt nur mit Tracer Partikeln (f) Ergebnis der Phasentrennung: Bildausschnitt nur mit Kerosintropfen

Hintergrund- und Partikelintensitäten. Außerdem führen die starken Temperatur und damit Dichtegradienten in der Flamme zu z.T. stark unterschiedlichen Partikeldichten.

Nach der Kantendetektion müssen die erkannten Partikel einer Phase zugeordnet werden. Hierfür werden zunächst die in der Kantenerkennung erkannten Bereiche aufgefüllt und so eine Maske erstellt. Alle zusammenhängenden Pixel in der Maske werden als ein Partikel klassifiziert und für jedes Partikel wird die Größe und die durchschnittliche Intensität berechnet. Um geeignete Grenzwerte für Größe und Intensität zu finden, wird zunächst ein PIV-Bild ohne Kerosintropfen analysiert. Im unteren Teil der Abbildung 3.7d sind die Ergebnisse der einzelnen Partikel aufgetragen. Man kann erkennen, dass - bis auf wenige Ausreißer - die Tracer Partikel eine durchschnittliche Intensität < 120 haben und kleiner als 25 px sind. Im oberen Teil der Abbildung ist das Ergebnis der gleichen Auswertung eines Zweiphasen-Bildes mit Tracern und Kerosintropfen zu sehen und man kann deutlich die größeren Partikel mit höherer Intensität erkennen. Diese werden nun anhand der Grenzwerte für Größe und Intensität als große Partikel markiert.

Im Anschluss können Bilder, die lediglich Signal einer Phase beinhalten, erstellt werden. In Abbildung 3.7e und f ist das Ergebnis zu sehen. Die Bilder, die nur Tracerpartikel beinhalten, wurden erstellt, indem die erkannten großen Partikel aus dem Bild entfernt wurden. Für die Auswertung der Kerosintropfen wurde die Maske um die Partikel noch einmal vergrößert, um teilweise ausgeschnittene Partikel zu vermeiden. Die so erstellten Bilder können nun mit konventionellen PIV/PTV Methoden ausgewertet werden.

Alle oben genannten Schritte zur Phasentrennung wurden in einem Matlab-Programm integriert. Die Berechnung der Vektorfelder mittels PIV und PTV wurde mithilfe einer kommerziellen Software (Davis 8, Lavision) durchgeführt.

Die korrekte Wahl aller Parameter zur Phasentrennung und anschließender Auswertung ist wichtig und erfolgte manuell. Es ist daher von besonderer Bedeutung, die Methode und die gewählte Phasentrennung zu validieren. Diese Validierung wird im Rahmen der Darstellung der Ergebnisse in Abschnitt 5.3.1 präsentiert.

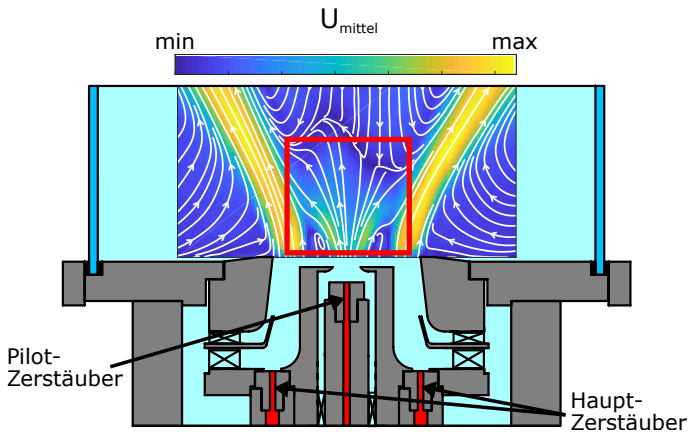


Abbildung 3.8: Messbereich der Zweiphasen-PIV Messungen (rotes Quadrat) sowie Stromlinien aus einer konventionellen PIV Messung der gesamten Primärzone

3.3.3 Messaufbau Zweiphasen-PIV

Der Aufbau des PIV-Systems für die Zweiphasen-Untersuchung unterscheidet sich nur in Details vom bereits vorgestellten konventionellen Aufbau. Im Wesentlichen wurde der zu untersuchende Detektionsbereich geändert. Der neue Messbereich ist in Abbildung 3.8 in rot dargestellt. Außerdem sind hier Stromlinien aus einer konventionellen PIV-Messung zu sehen. Die Stromlinien, die vom Piloten in entgegengesetzter Richtung zur Strömung der inneren Rezirkulation verlaufen, verdeutlichen die Notwendigkeit einer Zweiphasen-Auswertung. Die Stromlinien erscheinen so nicht physikalisch sinnvoll. Sie sind ein Artefakt der durch die konventionelle Auswertung auftretenden Störung durch das Kerosinspray.

Die Auswertung der PIV-Daten erfolgte zunächst mit 96 px Fenstergröße und 50% Überlappung und anschließend 48 px und 50% Überlappung. Die so erreichte örtliche Auflösung ist ≈ 1.5 mm. Die berechneten Vektoren wurden nachbearbeitet, indem zunächst alle mit einem Peak-Ratio $< 1,4$ gelöscht wurden. Die verbleibenden Vektoren wurden mithilfe der "universal outlier detection method" [98] gefiltert und anschließend geglättet.

3.4 Laserinduzierte Inkandeszenz (LII)

Laserinduzierte Inkandeszenz (LII) ist eine Messtechnik zur Bestimmung von Partikelkonzentrationen und Partikelgrößen nanoskaliger Teilchen und ist eine verbreitete Technik zur Untersuchung von Ruß in Flammen. Die Technik basiert auf der Aufheizung der Rußpartikel auf bis zu 4000 K durch Absorption der Strahlung eines Lasers. Die nach der Aufheizung von den Partikeln abgestrahlte thermische Strahlung (die laserinduzierte Inkandeszenz) kann genutzt werden, um Rückschlüsse auf Rußvolumenbruch und Partikelgröße zu ziehen. Ein guter Überblick über Grundlagen und Anwendung der LII ist in dem Artikel von Michelsen et al. [115] zu finden.

Die Detektion des LII-Signals erfolgt typischerweise auf zwei unterschiedliche Arten. Zum einen zeitlich integriert, während und kurz nach dem Laserpuls ("Prompt-LII") zur Detektion des Volumenbruchs. So wurde experimentell gezeigt, dass das Signal kurze Zeit nach dem Laserpuls proportional zum Rußvolumenbruch im Messvolumen ist [116–124]. Zum anderen zeitaufgelöst - mithilfe entsprechend schneller Detektoren - da aus dem zeitlichen Verlauf des LII-Signals Rückschlüsse auf die Partikelgröße gezogen werden können [118, 125–127]. LII ist eine weitverbreitete Technik zur Untersuchung der Rußprozesse. Für die Anwendung von LII in technischen Flammen gibt es eine Reihe an Beispielen [18–24].

Das Aufheizen der Rußpartikel bei der LII kann prinzipiell durch gepulste sowie kontinuierlich emittierende Laser erfolgen. Im Rahmen dieser Arbeit kam ausschließlich ein gepulster Laser zum Einsatz, sodass im Folgenden ausschließlich auf diese Art der LII eingegangen wird.

3.4.1 Grundlegende Prozesse

Abbildung 3.9 zeigt ein beispielhaftes LII-Signal, wie es in der Brennkammer mithilfe eines Photomultipliers bei einer Detektionswellenlänge von 650 nm aufgezeichnet wurde.

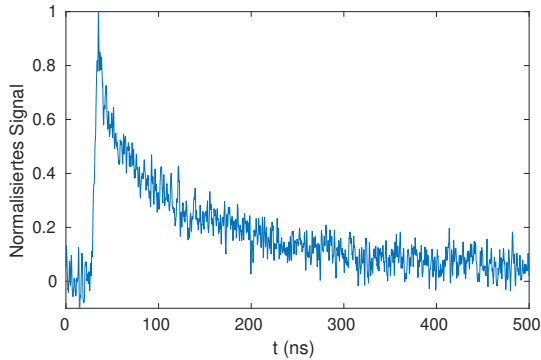


Abbildung 3.9: Beispiel eines LII-Signals - Aufgenommen in der Fett/Mager Brennkammer bei einer Detektionswellenlänge von 650 nm

Die Rußpartikel werden durch den Laser innerhalb weniger Nanosekunden aufgeheizt. Das ist in der Abbildung durch das plötzlich sehr stark ansteigende Signal zu sehen. Anschließend kühlen die Partikel in dem hier gezeigten Beispiel über einen Zeitraum von etlichen hundert Nanosekunden ab, wobei eine Reihe von Mechanismen Einfluss auf die Partikeltemperatur und die Abkühlgeschwindigkeit haben und damit den Verlauf des detektierbaren Signals beeinflussen. Die Energiebilanz kann folgendermaßen als Änderung der inneren Energie des Partikels U_{in} dargestellt werden [115]:

$$\frac{dU_{in}}{dt} = \dot{Q}_{abs} + \dot{Q}_{rad} + \dot{Q}_{cond} + \dot{Q}_{sub} + \dot{Q}_{ox} + \dot{Q}_{ann} + \dot{Q}_{therm} \quad (3.6)$$

Die einzelnen Wärmeströme sind hierbei:

\dot{Q}_{abs} : Aufheizung des Partikels durch Absorption des Laserlichts.

- \dot{Q}_{rad} : Abkühlung durch Abstrahlung von Wärmestrahlung. Unter Atmosphärischen- und Überdruckbedingungen normalerweise deutlich kleiner als andere Abkühlungsmechanismen, kann bei Unterdruckbedingungen signifikant werden. [128–130]
- \dot{Q}_{cond} : Abkühlung durch Wärmeleitung an das umgebende Fluid. Dies ist bei moderaten Laserenergien ($\leq 0,15 \text{ J/cm}^2$) der dominierende Wärmestrom [115].
- \dot{Q}_{sub} : Wärmestrom infolge von Verdampfung und Sublimation. Insbesondere für hohe Laser-Fluenzen relevant. Neben der Abkühlung bedingt dieser Prozess ebenfalls einen Masseverlust des Partikels.
- \dot{Q}_{ox} : Partikelauflösung infolge von Oxidationsprozessen an der Oberfläche. Da der erwartete Einfluss klein ist, wird dieser Term in vielen LII-Modellen vernachlässigt [131].
- \dot{Q}_{ann} : Aufwärmen des Partikels durch „Ausheilen“ (en. „annealing“), indem sich die kristalline Graphitstruktur des Rußes aufgrund der Lasereinstrahlung in einem exothermen Prozess neu anordnet. Der Prozess ist bisher schlecht verstanden und wird in den meisten LII-Modellen vernachlässigt [115].
- \dot{Q}_{therm} : Abkühlung durch Aussenden einzelner Elektronen (Edison-Richardson-Effekt). Der Beitrag zur Energiebilanz ist klein und wird von den meisten Modellen vernachlässigt [131].

Die Änderung der inneren Energie kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$\frac{dU_{int}}{dt} = \rho_s c_s \frac{\pi d_p^3}{6} \frac{dT}{dt} = M c_s \frac{dT}{dt} \quad (3.7)$$

mit der Dichte der Rußpartikel ρ_s , deren Wärmekapazität c_s , dem Partikeldurchmesser d_p , der Partikeltemperatur T sowie der Masse des Partikels M . Womit sich die zeitliche Änderung der Partikeltemperatur folgendermaßen ergibt:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{Mc_s(T)} \left(\dot{Q}_{abs} + \dot{Q}_{rad} + \dot{Q}_{cond} + \dot{Q}_{sub} + \dot{Q}_{ox} + \dot{Q}_{ann} + \dot{Q}_{therm} \right) \quad (3.8)$$

Der Massenverlust aufgrund von Sublimation und Oxidation ergibt sich zu:

$$\frac{dM}{dt} = \left(\frac{dM}{dt} \right)_{sub} + \left(\frac{dM}{dt} \right)_{ox} \quad (3.9)$$

wobei Masse und Partikeldurchmesser folgendermaßen voneinander abhängen:

$$d_p = \left(\frac{6M}{\pi\rho_s} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.10)$$

Durch geeignete Modellierung der Wärmeströme aus Gleichung 3.6 bzw. 3.8 kann die Abkühlkurve von Rußpartikeln berechnet und mit den gemessenen Kurven verglichen werden. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modell wird in Abschnitt 3.4.4 beschrieben.

3.4.2 Prompt-LII zur Bestimmung der 2-D Rußvolumenbruchverteilung

Zur Messung der Rußvolumenbruchverteilung wird die Proportionalität des maximalen LII-Signals mit dem Rußvolumenbruch genutzt. Im Rayleigh-Bereich ($d_p \ll \lambda$) und unter der Annahme runder Rußpartikel ist der Absorptionskoeffizient [115]:

$$\sigma_{abs} = \frac{\pi^2 d_p^3 E(m)}{\lambda} \quad (3.11)$$

Im Gegensatz zum Absorptionsverhalten größerer Partikeln skaliert der Absorptionskoeffizient im Rayleigh-Bereich nicht mit der Fläche, sondern mit dem Volumen. Wenn alle Partikel in einem Volumen auf dieselbe Temperatur aufgeheizt werden, skaliert so das maximale LII-Signal ebenfalls mit dem Volumen der Rußpartikel [115].

Um die Abhängigkeit des LII-Signals von Schwankungen der Laserfluenz zu minimieren, sind Messungen im Plateau-Bereich üblich. Bei ausreichend hohen Laserfluenzen erreichen alle Rußpartikel im Messvolumen die Sublimationstemperatur. Durch geeignete Wahl der Energieverteilung im Laserstrahl kann so ein Plateau erreicht werden, bei dem das maximale LII-Signal unabhängig von der Laserfluenz wird. Für 2-D Lasersheets ist dies bei einer gaußförmigen Energieverteilung der Fall [132].

Die Detektion kann zeitaufgelöst erfolgen (bspw. mit Photomultipliern), so kann das Maximum des LII-Signals direkt bestimmt werden. Alternativ können zeitlich integrierende Techniken verwendet werden (Gated Detection). Insbesondere zur Messung der 2-D Verteilung bieten sich hierfür Kameras mit Bildverstärkern und Bandpassfiltern an. Um einen überproportionalen Einfluss großer Partikel auf das Ergebnis zu minimieren und um Störsignale anderer Prozesse (bspw. Fluoreszenz) zu vermeiden, ist es üblich kurze Gates sowie Anregungswellenlängen im Nahinfrarotbereich (oft 1064 nm) zu nutzen [115]. Bei der Verwendung von hohen Laserfluenzen kann es zu störenden Emissionen im Bereich der C2 Swan-Spektralbänder bei 473, 516, 563 sowie 618 nm kommen [133]. In der vorliegenden Arbeit wurde das LII-Signal daher bei einer Wellenlänge von 450 nm detektiert, eine in der Literatur etablierte Wellenlänge (bspw. [24, 76, 134]). In turbulenten Flammen kann es durch Ablenkung der Strahlen an den Dichtegradienten sowie durch Absorption und Streuung des Signals an den Rußpartikeln zu Fehlern von bis zu 30% kommen [135].

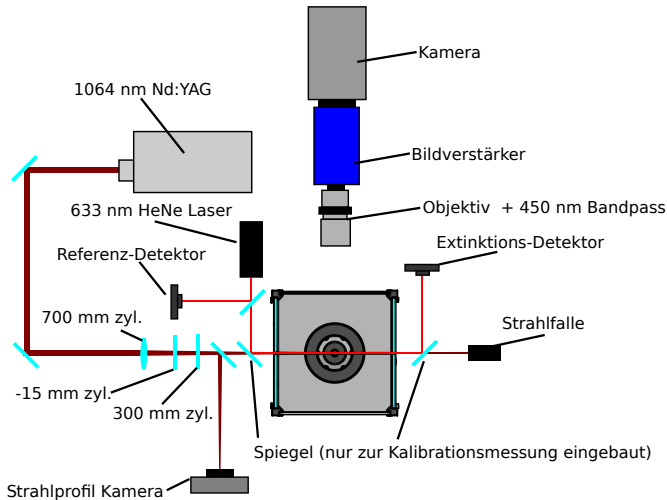


Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau des LII Systems zur Messung der 2D-Verteilung des Rußvolumenbruchs - Spiegel zur Kalibrierung mittels Laser Extinktion nur während der Kalibrierung verbaut

3.4.3 Versuchsaufbau – Prompt-LII

Zur Messung der 2-D Verteilung des Rußvolumenbruchs in der Brennkammer mittels Prompt-LII wurde ein 10 Hz, 1064 nm Nd:YAG-Laser (Spectra Physics Lab-170) mit 8 – 12 ns Pulsdauer und 850 mJ Pulsenergie verwendet. Der Strahl des Lasers wurde mittels zylindrischer Linsen zu einem Lasersheet aufgeweitet und in die Primärzone der Brennkammer geleitet. Mithilfe eines keilförmigen Strahlteilers wurde ein kleiner Teil des Lasersheets ausgekoppelt und in eine Stahlprofilkamera (Dataray - WinCamD) geleitet. Mit dieser wurde die Dicke des Lasersheets bestimmt (0,5 mm Halbwertsbreite) sowie die Energieverteilung im Sheet kontrolliert, um eine gaußförmige Verteilung zu gewährleisten. Der Aufbau ist in Abbildung 3.10 dargestellt.

Das LII-Signal wurde durch einen Bildverstärker und eine CMOS-Kamera erfasst. Das Gate des Bildverstärkers wurde auf 100 ns eingestellt und vor das

Objektiv (90 mm Brennweite) wurde ein 450 ± 10 nm Bandpassfilter mit 75% Transmission (LOT 450FSX10) montiert. Parallel wurde das LII-Signal mit einem Photomultiplier aufgenommen, sodass mithilfe eines digitalen Oszilloskops das Timing zwischen Laser und Lichtverstärker eingestellt werden konnte.

Zum Einstellen geeigneter Laserfluenzen sowie zur Kalibrierung des Systems wurde eine laminare Methan-Diffusionsflamme verwendet. Hierfür wurde ein geeigneter Brenner anstelle des Kerosinbrenners in der Brennkammer montiert. Auf diese Weise blieb der optische Aufbau unverändert, damit die Kalibration an der laminaren Flamme gut auf die Messungen am Kerosinbrenner übertragbar ist.

Die Laserfluenz wurde so eingestellt, dass das resultierende LII-Signal in der Plateauregion liegt, in der das Signal unabhängig von der Laserfluenz wird. Die Fluenzunabhängigkeit wurde experimentell bestätigt, indem das LII-Signal der Kalibrierflamme mit verschiedenen Laserpulsenergien gemessen wurde. Zusätzlich war die Laserabschwächung durch die Flamme klein genug, um ausreichend hohe Laserfluenzen in der gesamten Brennkammer zu gewährleisten, sodass keine zusätzlichen Korrekturen notwendig waren.

Für quantitative Messungen wurde der LII-Aufbau kalibriert, indem der Kerosinbrenner durch einen laminaren Methan-Diffusionsbrenner ersetzt wurde, wobei der optische Aufbau unverändert blieb. Abbildung 3.11 zeigt das gemittelte LII-Signal der Kalibrationsflamme. Der Rußvolumenanteil wurde durch Laserextinktion in mehreren Höhen über dem Brenner unter Verwendung eines 633 nm HeNe-Lasers und eines Photodetektors gemessen, wobei ein Brechungsindex von $1,75 + 0,58i$ [136] angenommen wurde. Die Höhen der Laserextinktionsmessungen sind ebenfalls in Abbildung 3.11 dargestellt. Die Extinktions-Technik und das System ist genauer in Abschnitt 3.5 beschrieben. Die Kalibrationsflamme wurde anschließend an die Extinktionsmessungen mit dem LII-System vermessen. Der gemessene Volumenanteil wurde zur Kalibrierung des LII-Aufbaus verwendet, indem das mittlere LII-Signal in Höhe der Extinktionsmessungen gleich dem gemessenen Volumenbruch gesetzt wurde.

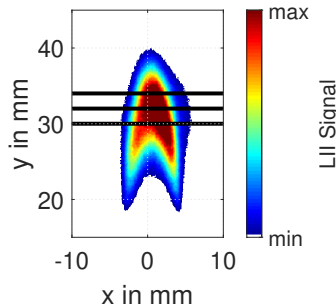


Abbildung 3.11: Gemitteltes LII-Signal der zur Kalibrierung des Systems verwendeten Methan-Diffusionsflamme. Die schwarzen Linien zeigen die Höhe der Laser-Extinktionsmessungen

3.4.4 Zeitaufgelöste, zwei-Farben LII zur Bestimmung des Ruß-Primärpartikeldurchmessers

Zur Bestimmung von Partikeldurchmessern mittels LII muss der gemessene Signalverlauf mit einem modellierten Verlauf verglichen werden. Da der Signalverlauf des LII Signals auch von der Temperatur der Rußpartikel abhängt, muss diese bekannt sein. Eine Möglichkeit ist es, die Partikeltemperatur durch Modellierung der Laserabsorption zu bestimmen, wobei hierfür die Laserenergie sowie die Materialeigenschaften des Ruß bekannt sein müssen. Mit der zwei-Farben LII kann die Partikeltemperatur direkt gemessen und so die Auswertung verbessert werden.

Die Temperatur und Wellenlängenabhängigkeit der Strahlungsintensität J eines schwarzen Strahles kann mit dem Planckschen Strahlungsgesetz beschrieben werden [137]:

$$J(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (3.12)$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum h , der Lichtgeschwindigkeit c , der Wellenlänge λ , der Temperatur des Strahlers T sowie der Boltzmannkonstante k_B .

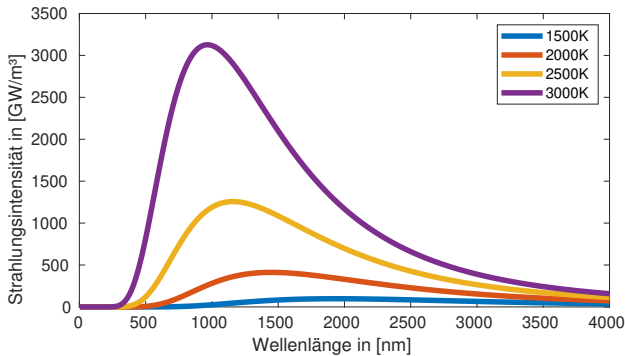


Abbildung 3.12: Spektrale Strahlungsintensität eines schwarzen Strahlers in Abhängigkeit der Temperatur

In Abbildung 3.12 ist die spektrale Strahlungsintensität über die Wellenlänge für verschiedene Temperaturen aufgetragen.

Mit steigender Temperatur nimmt die Strahlungsintensität zu, und das Maximum wird gemäß des Wienschen Verschiebungsgesetz

$$\lambda_{max} = \frac{2898 \mu m \cdot K}{T} \tag{3.13}$$

zu kleineren Wellenlängen verschoben.

Durch Detektion der Strahlung bei zwei unterschiedlichen Wellenlängen (λ_1, λ_2) kann die Temperatur des Strahlers aus dem Verhältnis der Signale folgendermaßen berechnet werden [115, 138]:

$$T = \frac{hc}{k_B} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \cdot \left(\ln \left(\frac{S_p(\lambda_1, T)}{S_p(\lambda_2, T)} \frac{K_2(\lambda_2)}{K_1(\lambda_1)} \frac{\epsilon(\lambda_2)}{\epsilon(\lambda_1)} \frac{\lambda_1^5}{\lambda_2^5} \right) \right)^{-1} \tag{3.14}$$

mit dem Verhältnis der gemessenen Signalintensitäten $S_p(\lambda_1, T)/S_p(\lambda_2, T)$, den Kalibrierkonstanten $K_2(\lambda_2)/K_1(\lambda_1) = K_{opt}$ sowie dem Verhältnis der

Emissivitäten $\epsilon(\lambda_2)/\epsilon(\lambda_1)$. Letzteres kann unter Annahme eines wellenlängenunabhängigen Brechungsindex m für kleine Partikel im Rayleigh Limit als das Verhältnis der Wellenlängen λ_1/λ_2 genähert werden [126, 139]. Die Kalibrierkonstante K_{opt} muss experimentell bestimmt werden und wurde im Rahmen dieser Arbeit durch Kalibrationsmessungen an einer Wolframbandlampe ermittelt.

Bei bekannter Partikeltemperatur kann das LII Signal folgendermaßen berechnet werden [131]:

$$S_p = \frac{8\pi^3 d_p^3 h c^2 E(m)}{\lambda^6 \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1 \right]} \quad (3.15)$$

Wie schon bei der Prompt-LII müssen auch bei der Zwei-Farben-LII die Detektionswellenlängen mit Bedacht ausgewählt werden, vor allem um Störungen durch die C_2 -Emissionsspektren zu vermeiden. Es wurden daher die Wellenlängen 450 und 650 nm ausgewählt, da diese außerhalb dieser Spektren liegen und bereits in anderen Arbeiten erfolgreich eingesetzt wurden [126, 127, 140].

Um aus den mittels zwei-Farben LII gemessenen Abkühlkurven der Rußpartikel deren Größe bestimmen zu können, müssen diese mit numerisch modellierten Abkühlkurven verglichen werden. Hierfür müssen die in Gleichung 3.6 auftretenden Wärmeströme berechnet werden. Der Verlauf der Partikeltemperatur wurde im Rahmen dieser Arbeit mithilfe des von Kock et al. [138, 141–143] entwickelten Modells berechnet.

Berücksichtigt wurden die Terme für Wärmestrahlung \dot{Q}_{rad} , Wärmeleitung \dot{Q}_{cond} sowie Verdampfung \dot{Q}_{sub} . Die weiteren Terme wurden vernachlässigt. Das Aufheizen der Partikel durch den Laser wurde nicht betrachtet und die anfängliche Partikeltemperatur wurde direkt aus den zwei-Farben Messungen bestimmt. Die Knudsenzahl

$$Kn = \frac{\lambda_g}{d_p} \quad (3.16)$$

gebildet mit dem Partikeldurchmesser d_p und der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle

$$\lambda_g = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k_B T_g}{p_g \sigma} \quad (3.17)$$

mit dem Stoßquerschnitt der Gasmoleküle σ zeigt an, welche Wärmeübertragungsprozesse relevant sind [144]. Eine Abschätzung für die in dieser Arbeit untersuchten Bedingungen ($p_g = 1013,25$ hPa, $T_g = 1800$ K, $d_p = 50$ nm, $\sigma = 4,3 \times 10^{-19}$ m²) ergibt eine Knudsen-Zahl von 16. Entsprechend werden im Folgenden die Wärmeströme für freimolekulare Bedingungen betrachtet.

Der Wärmestrom durch Wärmeleitung basierend auf der kinetischen Gastheorie [145] wird folgendermaßen berechnet:

$$\dot{Q}_{cond} = \frac{\alpha_t \pi d_p^2 p_g c_{tg}}{8} \left(\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \right) \left(\frac{T_p}{T_g} - 1 \right) \quad (3.18)$$

mit α_t als Energie-Akkomodationskoeffizient, κ als Isentropenexponent des Gases sowie dem Ausdruck für die mittlere thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle:

$$c_{tg} = \left(\frac{8k_b T_g}{\pi m_g} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.19)$$

mit m_g als Molekülmasse des Gases.

Verdampfung wird über eine Verdampfungsrate \dot{u}_{sub} beschrieben, die direkt in die Massenbilanz eingeht. Der Energieverlust durch die Verdampfungsenthalpie Δh_v ist:

$$\dot{Q}_{sub} = -\dot{u}_{sub} \cdot \Delta h_v \quad (3.20)$$

mit

$$\dot{u}_{sub} = \alpha_v \frac{1}{4} \pi d_p^2 c_{td} (\rho_s - \rho_\infty) \quad (3.21)$$

mit der mittleren Geschwindigkeit der Dampfmoleküle:

$$c_{td} = \left(\frac{8k_b T_d}{\pi m_d} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.22)$$

Zur Berechnung wird die Dampfdichte in unendlicher Entfernung des Partikels ρ_∞ als null angenommen. Unter Verwendung des idealen Gasgesetzes lässt sich die Dampfdichte ρ_s mithilfe des Dampfdrucks p_s mit der Gleichung von Clausius-Clapeyron berechnen [116]:

$$\rho_s = \frac{p_d M_d}{R_m T_d} \quad (3.23)$$

$$p_d = p_d^* \cdot \exp\left(-\frac{\Delta h_v M_d}{R_m} \left(\frac{1}{T_d} - \frac{1}{T_d^*}\right)\right) \quad (3.24)$$

mit dem Referenzdruck und der Referenztemperatur p_d^* und T_d^* .

Die Abkühlung durch Strahlung wird mit dem Stefan-Boltzmann Gesetz beschrieben:

$$\dot{Q}_{rad} = \pi d_p^2 \varepsilon \sigma (T_p^4 - T_g^4) \quad (3.25)$$

Hierbei ist ε der Emissionsgrad und σ die Stefan-Boltzmann-Konstante.

Die Differenzialgleichungen für Masse und Energie wurden in Matlab mithilfe des ODE45 Löser, ein auf dem Runge-Kutta-Verfahren basierenden Löser für gewöhnliche Differenzialgleichungen [146], berechnet. Als Zeitschritte wurde

die im Experiment realisierte zeitlich Auflösung (0,2 ns) vorgegeben. Für die Berechnung der Partikeldurchmesser wurden die Rußpartikel als monodispers betrachtet. Zur Berechnung der Abkühlkurve muss die Gastemperatur am Ort und zum Zeitpunkt der Messung bekannt sein. Die Bestimmung dieser Temperatur in turbulenten Flammen ist sehr aufwendig und im Rahmen dieser Arbeit musste auf Schätzungen zurückgegriffen werden. Die Gastemperatur in der Primärzone bei $\lambda_p = 0,7$ ist in der Größenordnung von 1700 K (siehe Messungen Abschnitt 5.4). Für die weiteren Betriebspunkte wurde die Temperatur mit der Veränderung der adiabaten Flammentemperatur skaliert. Die Temperatur der Gasphase hat einen signifikanten Einfluss auf die ermittelten Partikeldurchmesser und stellt so eine wichtige Fehlerquelle da. Eine Abweichung der Gasphasentemperatur von 100 K ergibt bei den in dieser Arbeit aufgenommenen LII-Signalen einen Unterschied von bis zu 15 % des errechneten Partikeldurchmessers.

Das hier beschriebene LII-Modell ist ebenfalls in der Software LIISim [147] integriert. Diese Software wurde im Rahmen dieser Arbeit genutzt, um zu kontrollieren, ob das Modell korrekt im Auswertecode integriert worden ist, indem die modellierten Abkühlkurven miteinander verglichen wurden. Bei gleichen Startwerten lieferten beide Programme identische Lösungen.

3.4.5 Versuchsaufbau – zeitaufgelöste, zwei-Farben LII

Der schematische Versuchsaufbau ist in Abbildung 3.13 gezeigt. Zur LII-Anregung wurde ein 1064 nm Nd:YAG Laser (Spectra Physics Lab-170) verwendet. Der Laser hat eine maximale Pulsenergie von 850 mJ, eine Repetitionsrate von 10 Hz und eine Pulslänge (FWHM) von 8-12 ns.

Um die Pulsenergie des Lasers unabhängig von der Spannung der Blitzlampen und des Q-Switch-Delays einstellen zu können, wurde der Laserstrahl zunächst durch eine $\lambda/2$ Platte (Thorlabs WPH10M-1064) sowie einen polarisierenden Strahlteiler (Thorlabs CCM1-PBS25-1064-HP/M) geleitet. Durch Rotation der Verzögerungsplatte konnte so ein variabler Anteil des Laserstrahls ausgekoppelt

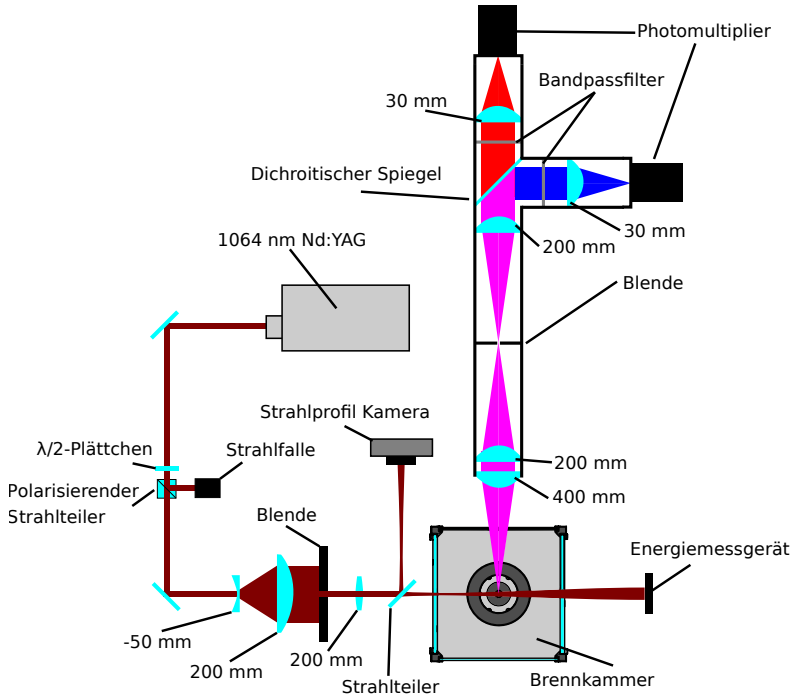


Abbildung 3.13: Aufbau zur Messung der Primärpartikelgröße mittels zeitlich aufgelöster, zwei-Farben laserinduzierter Inkandeszenz

werden und in eine Strahlfalle geleitet werden. Auf diese Weise war es möglich die Energie des Lasers anzupassen, ohne das Strahlprofil zu verändern.

Anschließend wurde der Laserstrahl mit einem sphärischen Linsenpaar aufgeweitet (Brennweite -50 mm und 200 mm) und der mittlere Teil des Strahls mithilfe einer im Durchmesser variablen Iris ausgeschnitten. Der verbleibende Strahl wurde mit einer sphärischen Linse (200 mm) in die Brennkammer fokussiert, wobei der Fokuspunkt etliche cm vor dem Ort der Messung lag. Ein Teil des Strahls wurde mit einem Strahlteiler ausgekoppelt und in eine Strahlprofilkamera geleitet (Dataray - WinCamD). Dabei hatten Kamera und Messvolumen beide den gleichen Abstand zum Strahlteiler. Durch Variation des Durchmessers der Iris

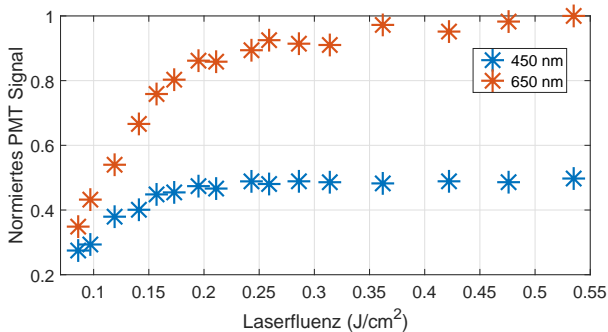


Abbildung 3.14: Abhängigkeit des maximalen LII Signals von der Pulsenergie des Lasers. Gemessen bei beiden Detektionswellenlängen

sowie der Position der Fokusslinse konnte der Laserstrahl auf den gewünschten Durchmesser (1 mm) gebracht und gleichzeitig eine annähernd „Top-Hat“-artige Energieverteilung realisiert werden. Nach der Brennkammer wurde die Pulsenergie des Lasers mithilfe eines Energiemesskopfs bestimmt.

Das LII-Signal wurde im 90° Winkel zum Laserstrahl detektiert. Mit einer Sammellinse (400 mm) wurde das Signal in das Detektionssystem geleitet. Ein Linsenpaar (200 mm) und eine einstellbare Iris dienten dazu, das Messvolumen zu begrenzen. Ein dichroitischer Spiegel (Thorlabs DMLP567R) teilt das Signal auf. Licht im Wellenlängenbereich 584 - 800 nm passiert den Spiegel, wohingegen Licht im Bereich 380 - 550 nm reflektiert wird. Nach dem Spiegel folgen zwei Bandpassfilter (650 nm und 450 nm, Thorlabs FBH650-10 sowie FBH450-10), zwei Linsen (Brennweite 30 mm) und zwei Photomultiplier (Hamamatsu Photonics H10720-20). Die Signale der Photomultiplier wurden mit einem digitalen Oszilloskop (Rohde und Schwarz RTM3000) mit 1 GHz Bandbreite und einer Abtastrate von 5 Gs/s aufgezeichnet.

Um den Einfluss von Verdampfung und Sublimation gering zu halten, wurde die Pulsenergie des Lasers gezielt eingestellt. Abbildung 3.14 zeigt das maximale LII-Signal in Abhängigkeit der Laserfluenz, gemessen in einer vorgemischten

Ethylen/Luft Flamme. Das maximale LII-Signal erreicht für beide Detektionswellenlängen im Bereich $0,25 \text{ J/cm}^2$ ein Plateau und wird dort unabhängig von der Pulsenergie. Zu niedrige Energiedichten führen bei der Anwendung in der Brennkammer zu ebenfalls niedrigen Signal-Rausch-Verhältnissen. Für die zeitaufgelöste zwei-Farben LII wurde in dieser Arbeit daher eine Energiedichte von $0,15 \text{ J/cm}^2$ verwendet, da diese ausreichend weit weg vom Plateau des LII-Signals ist und gleichzeitig akzeptable Signalintensitäten ermöglichte.

Die Aufzeichnung durch das Oszilloskop wurde mit dem Laser mithilfe eines Pulsgenerators so synchronisiert, dass die Signalaufzeichnung immer $\approx 20 \text{ ns}$ vor dem Laserpuls begann. Insgesamt wurden 4800 Werte pro Messung aufgezeichnet, dies entspricht einer Zeit von 960 ns.

Da die Signalaufnahme zu jedem Laserpuls gestartet wurde, aber nicht zu jedem Zeitpunkt Ruß im Messvolumen vorhanden war, enthält auch nicht jedes aufgenommene Signal ein LII-Signal. Im ersten Verarbeitungsschritt wurde daher geprüft, ob ein LII-Signal aufgezeichnet wurde, und nur die entsprechenden Signale wurden in der weiteren Verarbeitung berücksichtigt. Der genaue Zeitpunkt des Laserpulses unterliegt leichten Schwankungen von $\approx \pm 10 \text{ ns}$ (Jitter), daher schwankt auch der Zeitpunkt des Einsetzens des LII-Signals in den Messdaten leicht. Für die Auswertung wurden die einzelnen Signale synchronisiert, indem jeweils die Maxima der LII-Signale als zeitlicher Nullpunkt gesetzt wurden. Um Effekte durch unerwünschte laserinduzierte Fluoreszenz zu vermeiden, wurden für die Auswertung die LII-Signale 20 ns nach dem Maximum betrachtet. Zur Ermittlung des Temperaturverlaufs wurden die Signale gemittelt und anschließend der Temperaturverlauf berechnet. Zur Bestimmung des Partikeldurchmessers wurden die mit dem LII-Modell errechneten Verläufe mithilfe einer nicht linearen Kleinste-Quadrate Kurvenanpassung [148] durch Variation von Partikeldurchmesser und Starttemperatur an die Messdaten angepasst. Abbildung 3.15 zeigt ein passendes Beispiel. Dort ist der aus den gemessenen LII Signalen errechnete Temperaturverlauf sowie der dazu passende, modellierte Verlauf aufgetragen.

Neben der Auswertung der gemittelten LII-Signale wurde ebenfalls eine Auswertung der einzelnen Signale durchgeführt. Da aufgrund von Rauschen in den

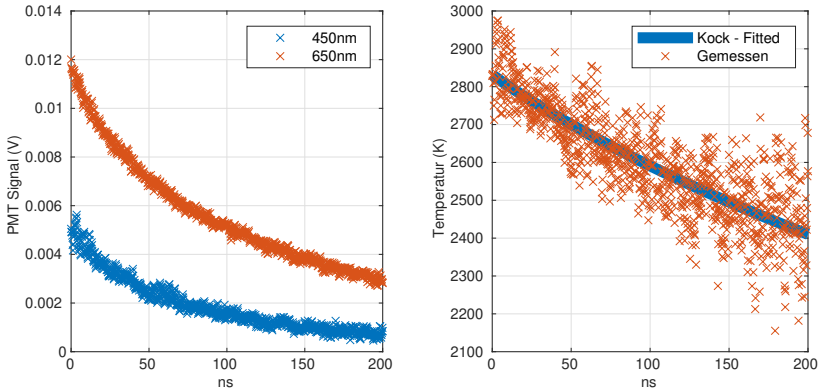


Abbildung 3.15: Links: Synchronisierte und gemittelte LII Signale – Recht: Temperaturverlauf aus gemittelten LII Signalen zusammen mit dem modellierten, an die Messdaten gefitteten Temperaturverlauf

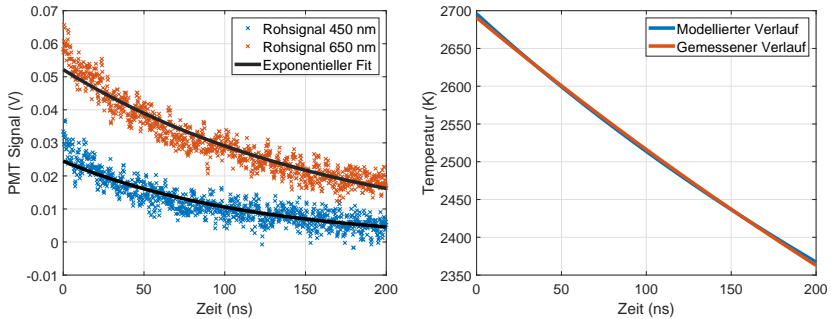


Abbildung 3.16: Links: Beispielhafter Signalverlauf einer Einzelmessung mit Exponentialfit – Rechts: Temperaturverlauf aus Exponentialfit und modellierten Temperaturverlauf

Rohsignalen auch die errechneten Temperaturverläufe sehr stark verrauscht sind, wurde hier zunächst der Verlauf der LII-Signale mit einem Exponentialfit genähert. Die linke Seite der Abbildung 3.16 zeigt den gemessenen Signalverlauf bei 650 und 450 nm sowie die daran angepassten Exponentialfunktionen. Aus den Verläufen dieser Exponentialfunktionen wurde dann im Anschluss der Temperaturverlauf berechnet und die Partikeldurchmesser analog zum gemittelten Fall

bestimmt. Rechts in Abbildung 3.16 ist der Temperaturverlauf aus Experiment und Modell aufgetragen. Durch diese Auswertung erhält man zu jedem gemessenen LII-Signal einen Partikeldurchmesser.

3.5 Laser Extinktion

Laser Extinktion ist eine Messtechnik zur Messung von Rußvolumenbrüchen. Die Messtechnik basiert auf der Bestimmung des in der Flamme absorbierten Lichts eines Lasers. Allgemein kann Extinktion durch das Lambert-Beer-Gesetz beschrieben werden [149]:

$$E = \ln \frac{I_0}{I_T} = k_{ext} L \quad (3.26)$$

mit I_0 und I_T als eingehende und transmittierte Lichtintensität, L als Absorptionslänge und k_{ext} als Extinktionskoeffizient. Letzterer ist die Summe aus Absorptions- und Streukoeffizient [150]:

$$k_{ext} = k_{streu} + k_{abs} = N_p (C_{streu} + C_{abs}) \quad (3.27)$$

mit N_p als Partikelanzahldichte sowie C_{streu} und C_{abs} als Streu- und Absorptionsquerschnitt. Unter der Annahme, dass Streuung vernachlässigbar klein im Vergleich zur Absorption ist und dass alle Partikel rund und wesentlich kleiner als die Wellenlänge des eintreffenden Lichts (Rayleigh-Näherung) sind, kann der Extinktionskoeffizient als Funktion des Ruß-Volumenbruchs (f_v) ausgedrückt werden:

$$k_{ext} = \frac{6\pi E(m) f_v}{\lambda} \quad (3.28)$$

mit λ als Wellenlänge des eintreffenden Lichts und $E(m)$ als Funktion des komplexen Brechungsindex m :

$$E(m) = \operatorname{Im} \left(\frac{(m^2 - 1)}{(m^2 + 2)} \right) \quad (3.29)$$

mit den Formeln 3.26 und 3.28 ergibt sich der Volumenbruch zu:

$$f_v = \frac{\lambda \ln \left(\frac{I_0}{I_T} \right)}{6L\pi E(m)} \quad (3.30)$$

Hierfür wird in dieser Arbeit ein komplexer Brechungsindex von $m = 1,75 - 0,58i$ [136] angenommen. Die Annahme eines konstanten Brechungsindex und dessen Wert kann zu Fehlern in den berechneten Rußvolumenbrüchen führen, da es eine große Bandbreite an verfügbaren Werten gibt [151], die den errechneten Volumenanteil signifikant verändern können [152] und außerdem die Alterung von Rußpartikeln bekanntermaßen deren optische Eigenschaften verändert [153]. Je nach verwendeter Laserwellenlänge kann es zu Absorption und Streueffekten an gasförmigen Spezies wie PAK kommen, die ebenfalls in der Flamme vorhanden sind. Untersuchungen zeigten, dass es beispielsweise bei Laserwellenlängen von 488 und 514 nm zu ausgeprägten Störungen durch laserinduzierte Fluoreszenz kommen kann und dass diese bei 647 nm nicht mehr auftreten [154]. In dieser Arbeit werden daher, je nach Verfügbarkeit der entsprechenden Lasersysteme, die nahe liegenden Wellenlängen 633 und 638 nm verwendet.

Versuchsaufbau

Laser Extinktion wurde eingesetzt, um den Verlauf des Rußvolumenbruchs in vorgemischten Kerosinflammen am McKenna Brenner zu messen sowie um eine Methan-Diffusionsflamme zur Kalibrierung des LII Systems zu vermessen. In beiden Fällen ist der Aufbau sehr ähnlich und in Abbildung 3.17 dargestellt.

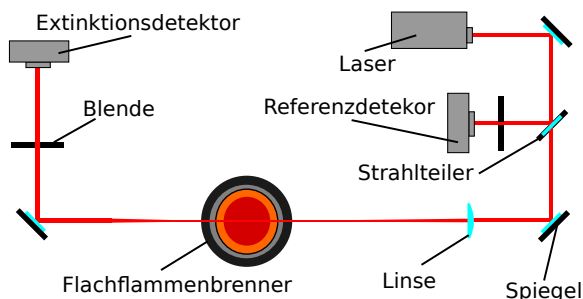


Abbildung 3.17: Schematischer Versuchsaufbau des Laser Extinktion Messsystems

Für die Versuche wurden je nach Verfügbarkeit entweder ein 638 nm Diodenlaser (Omicron LuxX) oder ein 633 nm Helium-Neon Gaslaser (JDS Uniphase) verwendet. Der Laserstrahl wurde mithilfe eines Strahlteilers aufgeteilt. Ein Teil des Strahls wurde in einen Referenzdetektor geleitet. Der andere Teil wurde durch die Flamme in den Hauptdetektor geleitet (beide Thorlabs PDA100A). Das Signal des Referenzdetektors wurde genutzt, um die zeitlichen Schwankungen des Lasers zu überwachen und gegebenenfalls zu korrigieren. Die eingesetzten Spiegel und Blenden dienten dazu, die auf die Detektoren eintreffende Hintergrundstrahlung der Flamme zu minimieren. Die Signale der Detektoren wurden mit einer 16-Bit-Datenerfassung digitalisiert (Nation Instruments NI USB-6361) und gespeichert.

Vor den eigentlichen Messungen musste eine Referenzaufnahme mit Laser ohne Flamme erfolgen, um die ursprüngliche Lichtintensität ohne Absorption (I_0) in der Flamme zu ermitteln. Außerdem wurde der Hintergrund mit Flamme ohne Laser bestimmt. Für die Messungen wurden jeweils mindestens 30 Sekunden Daten pro Messpunkt aufgezeichnet und im Anschluss gemittelt.

3.6 Chemilumineszenz

Chemische Reaktionen können zu der Bildung von elektronisch angeregten Zuständen von Atomen und Molekülen führen. Diese Zustände haben eine sehr kurze

Lebenszeit und beim Übergang zum Grundzustand wird Licht in einem bestimmten Wellenlängenbereich emittiert. Die Intensität dieser Emission ist deutlich größer als die der thermischen Strahlung [155]. In Flammen sind vor allem die Emissionen von OH^* , CH^* und C_2^* relevant. Die elektronisch angeregten Zustände entstehen hier in der Reaktionszone und können so als Marker für diese fungieren. Im Gegensatz zu planaren Verfahren, wie der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF), können die Signale nur anhand der Sichtlinie integral aufgenommen werden. Dies erschwert die Interpretation gerade in komplexen, turbulenten Flammen. Dafür ist der experimentelle Aufwand im Vergleich zu LIF deutlich geringer.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die OH^* -Chemilumineszenz aufgenommen. Es wurde ein Bildverstärker (Lavisision IRO) mit einer CMOS-Kamera (Highspeed Star) zusammen mit einem UV Objektiv (Nikon UV 105 mm f/4.5) und einem 307 nm \pm 10 nm Bandpassfilter verwendet. Gate und Verstärkung wurden jeweils so eingestellt, dass die maximalen Intensitäten in der Nähe der maximal vom IRO erlaubten lagen. Es wurden je 1000 Bilder bei einer Aufnahme Frequenz von 50 Hz aufgenommen und diese im Anschluss gemittelt.

3.7 Temperatur- und Speziesmessungen mittels Messsonden

Temperaturen in der Brennkammer wurden mit einem Typ-S Thermoelement gemessen. Das Thermoelement wurde auf eine wassergekühlte Lanze montiert, die von der Abgasseite her in die Brennkammer eingeführt wurde. Durch Traversieren der Brennkammer konnte so die Temperatur in der Brennkammer an unterschiedlichen Stellen aufgezeichnet werden. Der Draht des Thermoelements hatte einen Durchmesser von 0,3 mm. An jedem Punkt wurden 200 Werte mit einer Frequenz von 100 Hz aufgezeichnet. Bei der Messung von Temperaturen in Flammen mit Thermoelementen kommt es zu Fehlern, da das Thermoelement Wärmestrahlung an die Umgebung abgibt [156]. Die Messungen wurden daher korrigiert, indem eine Wärmebilanz um das Thermoelement gebildet wurde. Wärmeübertragung

durch Konvektion wurde mithilfe einer Nußelt-Korrelation für Zylinder aus dem VDI-Wärmeatlas [137] berechnet:

$$Nu = 2 + \sqrt{Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2} \quad (3.31)$$

mit

$$Nu_{lam} = 0,664 \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \quad (3.32)$$

$$Nu_{turb} = \frac{0,037 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr}{1 + 2,443 \cdot Re^{-0,1} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \quad (3.33)$$

Die Gastemperatur kann folgendermaßen berechnet werden [156]:

$$T_{gas} = T_{gemessen} + \epsilon \cdot \sigma \cdot (T_{gemessen}^4 - T_{\infty}^4) \cdot \frac{d}{\lambda \cdot Nu} \quad (3.34)$$

mit dem Emissionsgrad des Thermoelements ϵ , der Stefan-Boltzmann-Konstante σ , der Umgebungstemperatur T_{∞} , der Wärmeleitfähigkeit λ und dem Durchmesser des Thermoelements d . Zur Berechnung der Reynolds-Zahl wurden die benötigten Gasgeschwindigkeiten aus den PIV-Messungen übernommen. Der zur Minimierung des Strahlungseinflusses notwendigerweise sehr dünne Thermoelementdraht in Kombination mit den in der Brennkammer vorherrschenden Temperaturen und Strömungsgeschwindigkeiten - führte wiederholt zur Zerstörung der Thermoelements. Trotz etlicher Versuche konnte so nur ein vollständiges Temperaturfeld für einen Betriebspunkt aufgezeichnet werden.

Lokale Spezieskonzentrationen wurden mit unterschiedlichen Abgasanalysegeräten und einer mit Wasser auf 80°C temperierten Sonde gemessen. Wie die Temperatursonde wurde auch diese Sonde abgasseitig in die Brennkammer eingeführt. Unverbrannte Kohlenwasserstoffe wurden mit einem Flammenionisationsdetektor (FID) gemessen, CO und CO₂ mit einem nichtdispersiven Infrarotsensor und

O₂ mit einem Zirkondioxidsensor (alle Hartmann und Braun, Advance optima). NO und NO₂ wurden mit einem Chemilumineszenzsensor gemessen (Eco physics). Die Analysatoren wurden vor jeder Messung mit Testgasen kalibriert. Der Messbereich des CO-Sensors und des FID sind auf 1500 ppm bzw. 1000 mg/m³ begrenzt. Dies bedeutet, dass der CO-Sensor die meiste Zeit außerhalb seines kalibrierten Messbereichs betrieben werden musste und, dass Messungen innerhalb der brennstoffreichen Primärreaktionszone aufgrund des hohen Anteils an unverbrannten Kohlenwasserstoffen nicht möglich waren. Die Probenentnahmesonde hatte einen Durchmesser von etwa 10 mm mit einer 1 mm Öffnung zur Gasentnahme. Die aus der Brennkammer entnommenen Gasproben wurden durch einen beheizten Schlauch zu den Messgeräten transportiert. Ein Teil des Gases wurde direkt in den FID geleitet, dem Rest wurde zunächst in einem Kondensations-trockner das Wasser entzogen und anschließend in die verbleibenden Messgeräte geleitet. Durch die Länge der Leitungen entstand eine signifikante Totzeit, sodass an jedem Messpunkt nach dem Bewegen der Sonde zunächst 60 s gewartet wurde, um stabile Messwerte zu garantieren, bevor die Datenaufnahme für 20 s gestartet wurde.

3.8 Absorptionsspektroskopie mittels durchstimmbarer Laserdioden (TDLAS)

TDLAS (Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy) ist eine laserbasierte, in-situ, integrale und kalibrationsfreie Messtechnik für die Bestimmung von Temperatur und Spezieskonzentration nach dem Lambert-Beer-Gesetz. Das Messprinzip basiert auf der Nutzung von Diodenlasern, deren emittierte Wellenlänge durch Änderungen von Temperatur und Diodenstrom verändert werden kann. Über die Temperatur lässt sich die Wellenlänge über einen größeren Bereich verändern und durch gezieltes Einstellen wird der Laser auf eine gewünschte mittlere Wellenlänge gebracht. Durch Modulation des Diodenstroms werden Ausgangsleistung und Wellenlänge moduliert, um so einzelne Absorptionslinien zu scannen. Das Scannen der Absorptionslinien durch Verändern des Diodenstroms verläuft sehr

schnell (im MHz-Bereich [157]), sodass der thermodynamische Zustand der Moleküle im Messvolumen für die Zeitdauer des Scans als konstant angenommen werden kann. Zur Bestimmung von Spezieskonzentrationen wird die optische Dichte OD betrachtet, die sich aus dem Labert-Beer-Gesetz ergibt:

$$OD = -\ln\left(\frac{I(\tilde{\nu})}{I_0(\tilde{\nu})}\right) = S(T) \cdot f(\tilde{\nu}, \tilde{\nu}_0, \gamma) \cdot N \cdot L \quad (3.35)$$

Mit I_0 und I als eingehende und transmittierte Lichtintensität, ν als Wellenzahl, $S(T)$ als spektrale Linienintensität, der Formfunktion f , N als Anzahl der Absorbermoleküle und L als Absorptionslänge.

Die Temperatur und Spezieskonzentrationen wurden mithilfe einer Boltzmann-Plot-Analyse ermittelt. Hierfür werden mehrere Absorptionslinien eines Moleküls betrachtet. Durch Integration des Lambert-Beer-Gesetzes (Gleichung 3.35) einschließlich der temperaturabhängigen Spektrallinienintensität $S(T)$ über die Wellenzahl und unter Vernachlässigung des Terms der stimulierten Emission erhält man eine lineare Abhängigkeit zwischen dem Term der integrierten Fläche der Absorptionslinie und dem Zustand niedrigerer Energie E_0 [158]:

$$\ln\left(\frac{A}{S_{ref}} \exp\left(-\frac{c_2 E_0}{T_{ref}}\right)\right) = a_1 E_0 + a_0 \quad (3.36)$$

mit der Fläche der Absorptionslinie A , dem niedrigeren Energiezustands E_0 , der spektralen Linienintensität S_{ref} bei der Referenztemperatur T_{ref} und der zweiten Strahlungskonstante $c_2 = hc/k_B$. Die Vermessung mehrerer Absorptionslinien erlaubt die Parameter a_0 und a_1 an die experimentellen Ergebnisse zu fitten.

Die Temperatur wird aus dem Fit von a_1 bestimmt:

$$a_1 = -\frac{c_2}{T} \quad (3.37)$$

Die Anzahl der Moleküle und damit die Volumenkonzentration wird aus a_0 mithilfe der Absorptionslänge L berechnet:

$$a_0 = \ln\left(\frac{Z(T_{ref})}{Z(T)}NL\right) \quad (3.38)$$

mit der Zustandssumme Z . Die für die Analyse benötigten spektralen Moleküldaten wurden aus den Datenbanken HITRAN [159] und HITEMP [160] entnommen.

Ausführlichere Grundlagen über die Anwendung von TDLAS in Flammen sind in den Arbeiten von Bolshov et al. [161] und Goldstein et al. [162] zu finden.

Versuchsaufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das von Sentko et al. aufgebaute Messsystem verwendet. Weiterführende Details zu Aufbau, Charakterisierung und Auswertung der Daten sind in den entsprechenden Arbeiten [163–165] zu finden.

TDLAS wurde verwendet, um Temperaturen sowie Konzentrationsprofile von H_2O und C_2H_2 in der vorgemischten Flachflamme zu messen. Für die Messungen von Temperatur und Wasser wurden sechs unterschiedliche Absorptionslinien bei $7185,59\text{ cm}^{-1}$, $7444,35\text{ cm}^{-1}$, $7444,37\text{ cm}^{-1}$, $7446,30\text{ cm}^{-1}$, $7446,57\text{ cm}^{-1}$ und $7447,48\text{ cm}^{-1}$ ausgewertet. Hierfür wurden zwei fasergekoppelte Diodenlaser (NanoPlus GmbH) mit den Wellenlängen $\lambda_{cw} = 7437,71\text{ cm}^{-1}$ und $\lambda_{cw} = 7182,36\text{ cm}^{-1}$ genutzt. Zur Messung von C_2H_2 wurde eine Linie bei $6512,99\text{ cm}^{-1}$ mit einem weiteren Laser mit $\lambda_{cw} = 6512,96\text{ cm}^{-1}$ ausgewertet. Die von den Diodenlasern erzeugte Nennausgangsleistung liegt im Bereich von 3 mW bis 5 mW mit einer Linienbreite von weniger als 3 MHz. Die drei Laser wurden in eine Glasfaser eingekoppelt und so zum Brenner geleitet. Die Diodenlaser wurden in Laserhalterungen (LDM-4984, ILX Lightwave) eingebaut, die von einer Lasersteuereinheit (LDC 3908, ILX Lightwave) geregelt wurden. Eine Multifunktion I/O Karte (NI USB-6361, National Instruments) wurde verwendet,

um das Signal zur Lasermodulation zu erzeugen und um die von den Laserdetektoren gemessenen Signale aufzuzeichnen. Das Signal der Laser wurde mit einem 50:50 Strahlteiler in einen Referenz- und einen Messstrahl aufgeteilt. Die Signale wurden mit einem InGaAs-Detektor (PDA10CS-EC, Thorlabs) aufgezeichnet. Die Laserstrahlen wurden parallel zur Brennerplatte des Flachflammenbrenners ausgerichtet, um die Messungen von Temperatur und Spezieskonzentrationen in Abhängigkeit von der Höhe über dem Brenner (HAB) durchführen zu können.

Zur Verbesserung des gemessenen Signals, wurde dieses mit einem 40 kHz Tiefpassfilter bearbeitet. Die einzelnen modulierten Signale wurden normiert und einzeln analysiert. Vom gemessenen Wasser-Absorptionsspektrum wurde ein berechnetes Spektrum abgezogen, um den Einfluss der Feuchtigkeit der Umgebungsluft auszugleichen. Um die Fläche der Absorptionspeaks zu bestimmen, wurde das Spektrum mit einem Voigt-Profil gefittet. Zur Berechnung der durchschnittlichen Peak-Flächen für die Boltzmanplot-Analyse, wurden die Messungen gemittelt. Für die Berechnung der experimentellen Unsicherheiten für Temperatur und Konzentration wurden die Unsicherheiten der verwendeten Datenbanken (HITRAN [159] und HITEMP [160]) und das Fit- und Analyseverfahren der experimentell gemessenen Absorptionspeaks berücksichtigt.

3.9 Gaschromatographie

Die Spezies-Konzentrationsprofile in den vorgemischten Flachflammen wurden mit einem GC/MS, zusammen mit einer Quarzglassonde zur Probenentnahme, ermittelt. Die Technik basiert auf der Verwendung eines Chromatographen zum Separieren der Bestandteile einer Probe und einem nachgeschalteten Detektor zum Quantifizieren der Bestandteile. In den Säulen des Chromatographen werden die Inhaltsstoffe anhand ihres Dampfdrucks und ihrer Polarität aufgeteilt, sodass im Idealfall alle Bestandteile einzeln nacheinander die Säule verlassen, um in einem nachgeschalteten Detektor vermessen zu werden. [166]

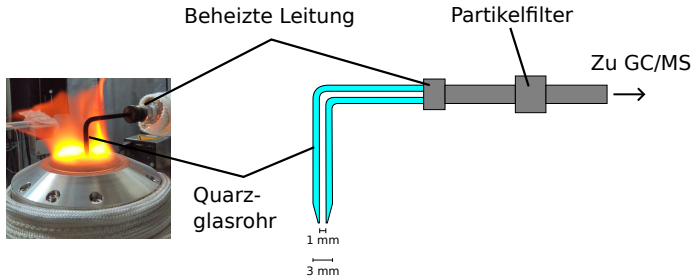


Abbildung 3.18: Probenentnahmesystem für die GC/MS Messungen

Das verwendete System besteht aus einem Gaschromatographen und Massenspektrometer (Agilent 7890B/5977B) modifiziert von der Teckso GmbH. Ein Wärmeleitfähigkeitsdetektor (WLD) und ein Flammenionisationsdetektor (FID) wurden zur Quantifizierung der stabilen Spezies (CO , CO_2 , O_2 , H_2O und H_2) und der Kohlenwasserstoffe (CH_4 , C_2H_4 , C_2H_2 , Benzol, Toluol und Naphthalin) verwendet. Fünf Säulen wurden genutzt, um das entnommene Gas zu chromatografieren. Für den WLD wurden zwei Agilent PlotQ mit einer Länge von 1,5 m und 3 m und ein Agilent MS5A (1,5 m). Für den FID wurden ein Agilent HP5 und ein Agilent PlotU mit einer Länge von jeweils 30 m genutzt. In das System sind 15 Speicherbehälter mit 10 ml Volumen integriert, die auf eine Temperatur von 503 K temperiert sind. Diese Behälter erlauben die zeitnahe Probenentnahme bei unterschiedlichen Betriebspunkten oder HABs mit einer anschließenden automatischen Analyse aller gespeicherten Gasproben.

Zur Entnahme der Gasproben aus der Flamme, wurde eine Probe aus Quarzglasrohr verwendet. Der Aufbau ist in Abbildung 3.18 dargestellt. Das Rohr hatte einen Außendurchmesser von 3 mm, einen Innendurchmesser von 1 mm und verjüngte sich am Ende zu einem Außendurchmesser von 1,4 mm. Die Probenöffnung wurde normal zur Brennerplatte positioniert. Das Rohr hatte eine 90° Biegung nach 3 cm. An die Probe schloss sich eine auf $150^\circ C$ beheizte Leitung an. In die Leitung war ein Partikelfilter integriert, um das System vor Rußpartikeln zu schützen. Pro Messpunkt setzten sich die Messungen aus 90 s Messzeit sowie 60 s Wartezeit zum Druckausgleich in den Speicherbehältern zusammen. Die auf

dem Bild erkennbare Störung der Flamme durch die Probe tritt erst stromab des untersuchten Messbereichs (bis 10 mm über Brennerplatte) auf und hat keinen Einfluss auf die Messergebnisse.

3.10 Scanning Mobility Particle Sizer (SMPS)

Ein Scanning Mobility Particle Sizer (SMPS) ist ein Messgerät zur Bestimmung der Anzahlgrößenverteilung von Aerosolpartikeln im Submikrometer Bereich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde es eingesetzt, um die Partikelgrößenverteilung der Rußpartikel am Austritt der Brennkammer zu bestimmen. Das SMPS-System (TSI, Scanning Mobility Particle Sizer Spektrometer 3938) besteht aus einem elektrostatischen Klassierer, der aus dem polydispersen Aerosol am Austritt der Brennkammer ein monodisperses Aerosol erzeugt, sowie einem nachgeschalteten Kondensationspartikelzähler [167].

Der elektrostatische Klassierer (Differential Mobility Analyser, DMA) besteht aus einem Ringspalt, der vom Aerosol sowie einem partikelfreien Mantelstrom laminar durchströmt wird. In einem vorgeschalteten Neutralisator werden die Partikel mithilfe einer Röntgenquelle geladen. Durch Anlegen einer Spannung zwischen innerer und äußerer Wand des Ringspalts entsteht ein elektrisches Feld und die Partikel werden in Abhängigkeit ihres Mobilitätsdurchmessers abgelenkt. Ein Schlitz am Ende des Klassierers erlaubt, in Abhängigkeit von Spannung und Durchströmgeschwindigkeit, Partikel einer definierten Größe auszukoppeln. Durch Variieren der Spannung können verschiedene Partikelgrößen nacheinander gescannt werden.

Im Kondensationspartikelzähler werden die Partikel durch eine mit Butanoldampf gesättigte Atmosphäre geleitet. Der Dampf wird durch Abkühlung übersättigt und die einzelnen Partikel fungieren als Kondensationskeime. Auf diese Weise bilden sich Tröpfchen mit einem Vielfachen der Größe der Aerosolpartikel. Die angewachsenen Partikel können optisch von einem Partikelzähler registriert werden.

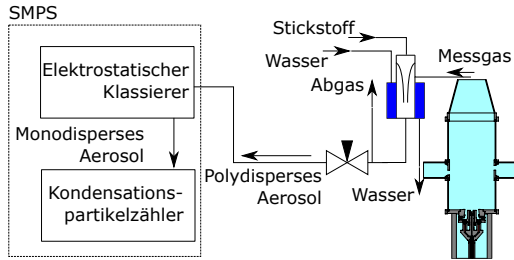


Abbildung 3.19: Aufbau zur Messung der Partikelgrößenverteilung am Auslass der Brennkammer mithilfe eines SMPS

In Abbildung 3.19 ist das System zur Probenentnahme schematisch dargestellt. Zur besseren Durchmischung der Abgase wurde auf der Brennkammer eine Verjüngung montiert. Diese hatte eine Länge von 100 mm und reduzierte die Austrittsfläche um die Hälfte. Das Messgas wurde mithilfe einer mit Stickstoff durchströmten, wassergekühlten Venturidüse angesaugt. In der Düse wurde das Aerosol verdünnt und abgekühlt. Ein kleiner Teil des Aerosols wurde über die Pumpe des SMPS in das Messsystem gesaugt, der größte Teil wurde als Abgas wieder abgegeben. Die Verdünnung des Entnahmesystems wurde ermittelt, indem der CO_2 Gehalt im verdünnten Aerosol sowie an der Stelle der Probenentnahme gemessen und verglichen wurde. Für alle Untersuchungen wurden die Proben immer am gleichen Ort entnommen und die Düse mit gleichem Eingangsdruck durchströmt. Die erreichte Verdünnung wurde für jeden untersuchten Betriebspunkt einzeln bestimmt.

Durch Diffusion und Thermophorese kann es beim Entnehmen des Aerosols und beim Transport zum Messsystem zu Partikelverlusten kommen. Um diese Abscheidungseffekte im Probenentnahmesystem bewerten zu können, wird der Penetrationsgrad P verwendet [168]:

$$P = \frac{\vec{j}_{p,aus}}{\vec{j}_{p,ein}} \quad (3.39)$$

Dieser ist der Quotient aus der Partikelflussdichte \vec{j}_p an Aus- und Eintritt und gibt an, welcher Anteil der eintretenden Partikel bis zum Austritt transportiert wird.

Durch Diffusionsprozesse können Partikel in einem durchströmten Rohr zur Wand transportiert und abgeschieden werden. Die Depositionsgeschwindigkeit

$$v_d = \frac{|\vec{j}_p|}{n_{p,\infty}} \quad (3.40)$$

ergibt sich aus der Partikelflussdichte in Richtung der Oberfläche und der Anzahlkonzentration der ungestörten Strömung. Zwischen der Depositionsgeschwindigkeit und dem Penetrationsgrad besteht folgender Zusammenhang [168]:

$$P = \exp\left(-\frac{2\pi RLv_d}{\dot{V}}\right) \quad (3.41)$$

$$v_d = \frac{\dot{V}}{2\pi RL} \ln\left(\frac{1}{P}\right) \quad (3.42)$$

mit Rohrlänge L und Radius R .

In turbulenten Rohrströmungen kann die mittlere Depositionsgeschwindigkeit näherungsweise mithilfe der Schmidt-Zahl Sh berechnet werden [168]:

$$v_d = \frac{Sh \cdot D}{2R} \quad (3.43)$$

Für das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Messsystem kann so der Penetrationsgrad abgeschätzt werden. Das Ergebnis der Rechnung ist in Abbildung 3.20 zu sehen. Die Abschätzung zeigt, dass die Diffusion vor allem die sehr kleinen Partikel beeinflusst und ab einer Größe von etwa 13 nm 95% der Partikel zum Messgerät transportiert werden. Der errechnete Penetrationsgrad wird genutzt, um die gemessenen Partikelgrößenverteilungen entsprechend zu korrigieren.

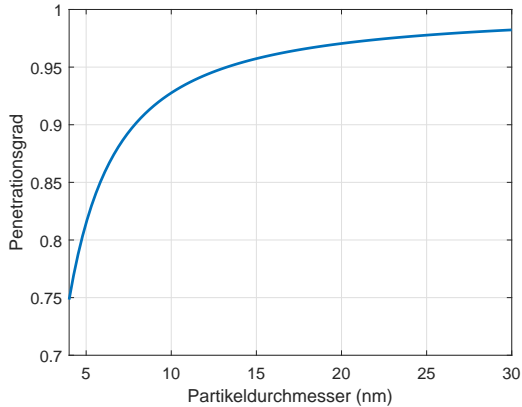


Abbildung 3.20: Penetrationsgrad in Abhängigkeit von der Partikelgröße für das verwendete Probenentnahmesystem

Neben den Diffusionsverlusten kann es auch zu Partikelabscheidungen kommen, indem die Partikel durch Thermophorese zur Wand transportiert werden. Aufgrund einer Vielzahl von Unbekannten wie der exakten Gastemperatur und dem unbekanntem Temperaturverlauf im Rohr des Entnahmesystems kann der Penetrationsgrad hierfür nicht einfach abgeschätzt werden. Im betrachteten Partikelgrößenbereich ist aber zu erwarten, dass die Partikelabscheidung durch Thermophorese unabhängig von der Partikelgröße ist und die gemessenen Verteilungen so lediglich in der Partikelanzahl und nicht in der relativen Verteilung verfälscht werden [169].

4 Vorgemischte, laminare Flachflamme

Durch Untersuchungen der Flammenstruktur und der Rußeigenschaften von vorgemischten, laminaren Flachflammen sollen Einblicke in die zugrunde liegenden chemischen Mechanismen gewonnen werden, die in der Fett/Mager Brennkammer so nicht möglich wären. Voruntersuchungen haben gezeigt, dass sich Flammen mit Stickstoff als Trägergas schlechter am McKenna Brenner stabilisieren lassen und nur bei ausgewählten Austrittsgeschwindigkeiten und Brennstoffzahlen stabil brennen. Außerdem haben diese Flammen leichte Asymmetrien im Brennbild. Für Mischungen aus Argon, Sauerstoff und Kerosin ließen sich hingegen über einen weiten Bereich symmetrische Flammen stabilisieren, sodass für die Untersuchungen der Flammenstruktur (Abschnitt 4.1) Argon als Trägergas verwendet wurde.

Da es für das in dieser Arbeit verwendete Kerosin zwar eine Untersuchung der wichtigsten Stoffeigenschaften gibt (siehe Tabelle 3.3) aber keine genaue Analyse aller Inhaltsstoffe, wurden zusätzlich Versuche mit einem Kerosin-Ersatz (Surrogat) mit bekannter Zusammensetzung gemacht. Das Surrogat besteht aus 80 m% n-Dekan und 20 m% 1,2,4 Trimethylbenzol und wurde in der Literatur bereits öfters untersucht (z. B. [90–93]).

Zum Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen der Flammenstruktur wurden numerische Rechnungen laminarer, eindimensionaler Flachflammen durchgeführt (Abschnitt 4.1.1). In der Literatur gibt es wenig öffentlich verfügbare

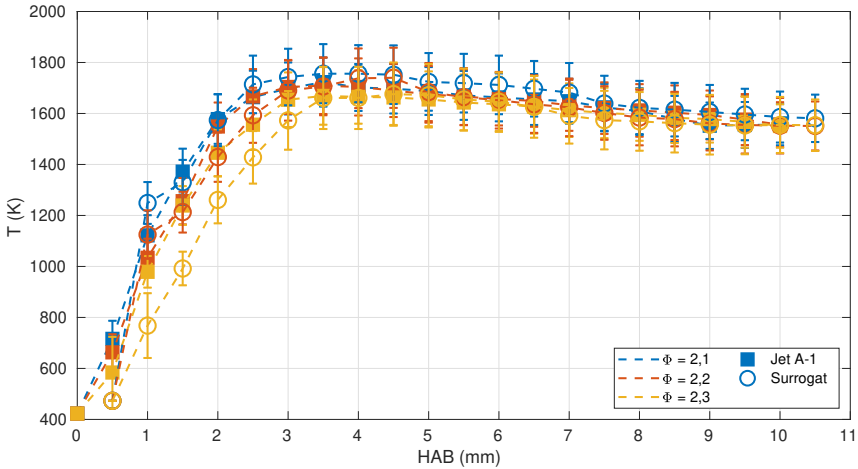


Abbildung 4.1: Mittels TDLAS gemessene Temperatur-Profile bei 6 cm/s Eintrittsgeschwindigkeit für Kerosin Jet A-1 sowie das Surrogat

Reaktionsmechanismen für Kerosin. Zum Vergleich wurden daher sowohl Mechanismen genutzt, die explizit Kerosin abbilden, als auch Mechanismen, die für unterschiedliche Surrogat-Mischungen entwickelt worden sind.

Neben Untersuchungen zur Flammenstruktur wurden auch die Rußgrenze des verwendeten Kerosins bestimmt (Abschnitt 4.2). Für diese Messungen wurde aufgrund der besseren Übertragbarkeit auf reale Anwendungen ein Stickstoff/Sauerstoff/Kerosin Gemisch betrachtet.

4.1 Flammenstruktur

Temperaturprofile der Jet A-1 und Surrogat Flammen für je drei unterschiedliche Brennstoffzahlen sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Zwischen Brennerplatte und Temperaturmaximum liegt in den untersuchten Flammen eine mehrere Millimeter lange Vorwärmzone. Das Temperaturmaximum wird zwischen 3,5 und 4 mm erreicht. Nach dem Maximum nehmen die gemessenen Temperaturen aufgrund

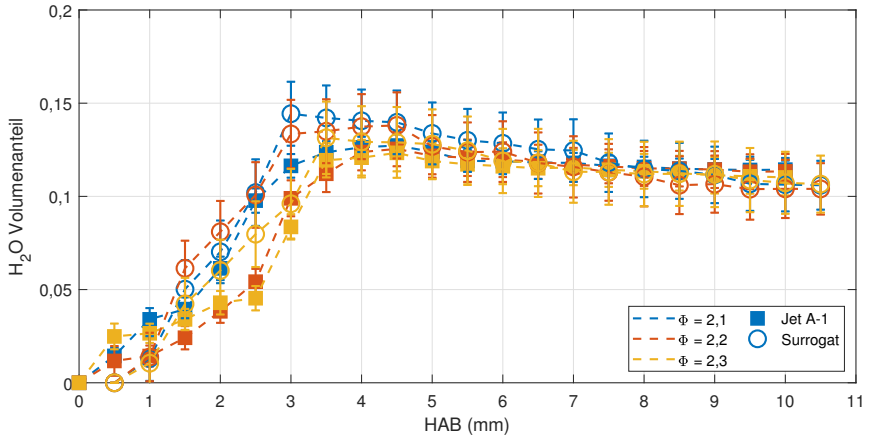


Abbildung 4.2: Mittels TDLAS gemessene Wasser-Profile bei 6 cm/s Eintrittsgeschwindigkeit für Kerosin Jet A-1 sowie das Surrogat

von Wärmeverlusten durch Strahlung und Vermischung mit dem Mantelstrom leicht ab. Die gemessenen Temperaturprofile sind in diesem ϕ -Variationsbereich für alle untersuchten Flammen sehr ähnlich, mit einer leichten Abhängigkeit von der Brennstoffzahl. Es sind keine signifikanten Unterschiede zwischen dem Jet A-1 und dem Surrogat zu erkennen.

Gleiches lässt sich für den Verlauf der Wasser- (Abbildung 4.2) und der Acetylen-Profile (Abbildung 4.3) beobachten, die ebenfalls sehr ähnliche Verläufe für Kerosin und Surrogat zeigen. Die gemessenen maximalen Wasserkonzentrationen liegen im Bereich 3–4,5 mm über dem Brenner und betragen 12–15 vol.-%. Die maximalen Acetylenkonzentrationen sind im Bereich 4–4,5 mm zu finden und erreichen 1,5–1,8 vol.-%.

Im Gegensatz zu den vorherigen Untersuchungen zeichnen die Messungen des Rußvolumenbruchs ein anderes Bild. Abbildung 4.4 zeigt die Rußvolumenbruch-Profile. Ruß ist ab 2 mm HAB detektierbar und es ist eine deutliche Abhängigkeit von der Brennstoffzahl erkennbar, mit deutlich höheren Volumenbrüchen für die brennstoffreicheren Mischungen. Auch zwischen dem Jet A-1 und dem Surrogat sind nun deutliche Unterschiede zu erkennen, mit zum Teil doppelt so hohen

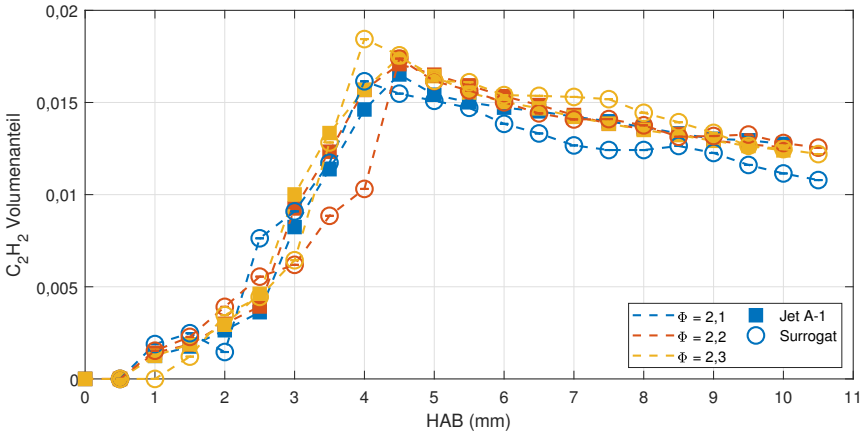


Abbildung 4.3: Mittels TDLAS gemessene Acetylen-Profile bei 6 cm/s Eintrittsgeschwindigkeit für Kerosin Jet A-1 sowie das Surrogat

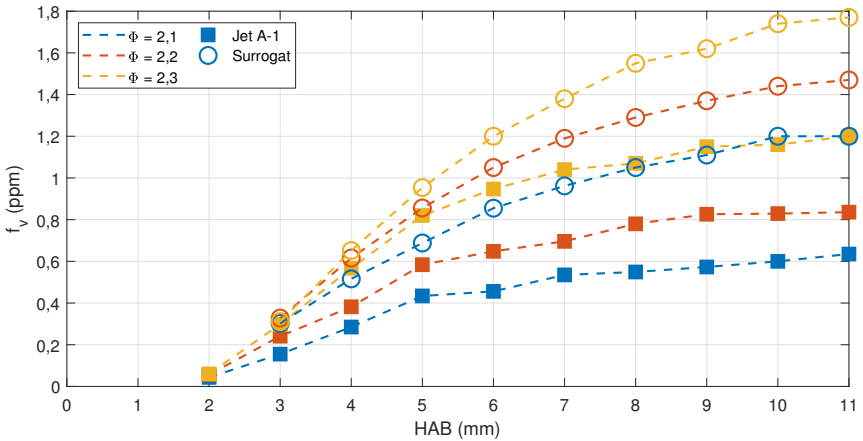


Abbildung 4.4: Mittels Laser Extinktion gemessene Rußvolumenbruchprofile bei 6 cm/s Eintrittsgeschwindigkeit für Kerosin Jet A-1 sowie das Surrogat

maximalen Rußkonzentrationen in den Surrogat-Flammen. In allen Fällen steigt der Volumenbruch stetig mit der Höhe über dem Brenner.

Für einen ausgewählten Betriebspunkt wurden die Konzentrationsprofile weiterer Spezies mit dem GC/MS in den Kerosin- und Surrogatflammen gemessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Der erste Teil der Grafik zeigt die Profile für Wasserstoff, Kohlenstoffdioxid, Kohlenstoffmonoxid sowie Wasser. Wie für brennstoffreiche Flammen zu erwarten, sind die Konzentrationen von Wasserstoff und Kohlenstoffmonoxid hoch mit maximal knapp 15 vol.-% CO. Die Verläufe der Jet A-1 und Surrogat Profile sind erneut sehr ähnlich. Dies war aufgrund des ähnlichen C/H Verhältnisses und der ähnlichen Kettenlänge der Brennstoffe auch zu erwarten.

Im zweiten Teil der Abbildung 4.5 sind die Spezies-Profile von Benzol, Toluol und Naphthalin aufgezeichnet. Der Verlauf der Toluolkonzentrationen in den Jet A-1 und den Surrogat-Flammen ist erneut sehr ähnlich. Für die beiden anderen Spezies sind deutlichere Unterschiede zu erkennen. In den Kerosinflammen sind schon direkt am Brennereintritt über 600 ppm Naphthalin messbar, wohingegen in den Surrogatflammen um eine Größenordnung kleinere Konzentrationen gemessen werden. Dies lässt sich auf die Zusammensetzung des in dieser Arbeit verwendeten Kerosins zurückführen. Die in Tabelle 3.3 gezeigten Analyseergebnisse der Kerosinzusammensetzung ergeben einen Naphthalin Gehalt im Treibstoff von 1,5 vol.-%, was in der hier untersuchten Mischung bei $\Phi = 2,1$ ca. 500 ppm im Gemisch bedeutet. Der Verlauf der Benzolkonzentrationen ist für beide Brennstoffe ähnlich, so liegt das Maximum jeweils zwischen 3,5 und 4 mm und die Konzentration fällt im Anschluss schnell ab. Die Konzentrationen sind in den Kerosinflammen jedoch durchweg höher und die Unterschiede betragen im Maximum über 200 ppm.

Der unterste Teil von Abbildung 4.5 zeigt die Verläufe von Methan, Ethylen und Acetylen. Die Konzentrationen aller drei Spezies steigen konstant bis zu einer Höhe von 3,5 mm an. Ab dieser Höhe fallen die Konzentrationen von Methan und Ethylen ab, wobei Letzteres ab einer Höhe von 5 mm fast vollständig verschwunden ist. Auf dieser Höhe erreicht auch die Acetylenkonzentration ihr Maximum,

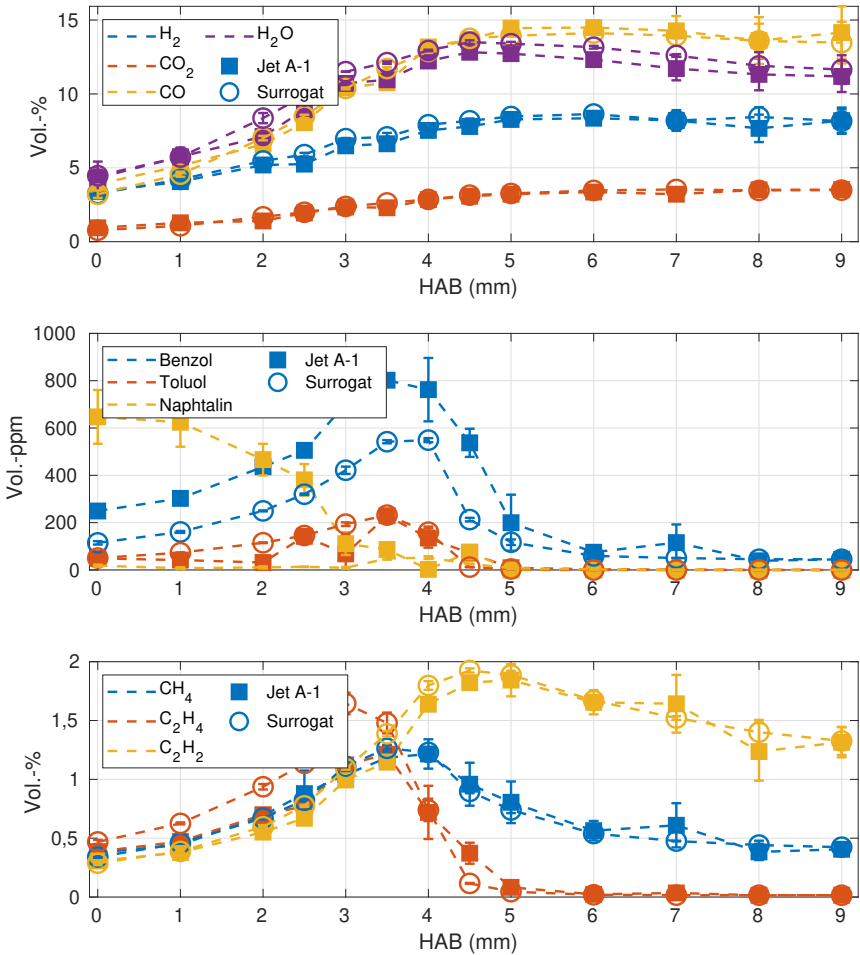


Abbildung 4.5: Mittels GC/MS gemessene Spezies-Konzentrationsprofile bei $\Phi = 2,1$ und 5 cm/s Eintrittsgeschwindigkeit für Kerosin Jet A-1 sowie das Surrogat

um anschließend leicht abzufallen. Zwischen den Jet A-1 und den Surrogatflammen gibt es einen Unterschied im Verlauf der Ethylen-Konzentrationen. Vor dem Umschlagpunkt bei 3,5 mm ist die Konzentration von Ethylen in den Surrogatflammen höher.

4.1.1 Vergleich mit numerischen Berechnungen

Um die große Ähnlichkeit von gemessenen Temperaturen und Spezieskonzentrationen und die gleichzeitig beobachteten großen Unterschiede in den gemessenen Rußkonzentrationen in den Kerosin und Surrogatflammen besser nachvollziehen zu können und für weitere Einblicke in die Prozesse in den Flammen wurden numerische Rechnungen mittels Cantera 2.4.0 [170] durchgeführt. Folgende Reaktionsmechanismen wurden hierfür in Betracht gezogen:

- Ein für das verwendete Surrogat entwickelter Reaktionsmechanismus von Honnet et al. [90] für Mischungen aus Trimethylbenzol und n-Dekan. Gerechnet wurde mit der Zusammensetzung des experimentell untersuchten Surrogats. Analog zum Namen des Surrogats wird dieser Mechanismus im Folgenden als Aachen Mechanismus bezeichnet.
- Der von der University of California San Diego entwickelte Mechanismus für JP10 [171]. In diesem Mechanismus wird JP10 als eigene Spezies behandelt. Im Folgenden als San Diego Mechanismus bezeichnet.
- Der von Wang et al. [31] und Xu et al. [32] entwickelte „HyChem“ (Hybrid Chemistry) Mechanismus für JP-8. In diesem Mechanismus wird JP-8 als eigene Spezies behandelt.
- Ein von Kathrotia et al. [35] entwickelter Mechanismus für Mischungen aus N-Decan, Cyclohexan, Isooctan und Toluol. Da dieser Mechanismus nicht alle für das Surrogat notwendige Spezies beinhaltet, wurde mit einem Gemisch von 42,67 vol.-% N-Decan 33,02 vol.-% Isooctan, 24,31 vol.-% Toluol basierend auf [172] gerechnet. Hier abgekürzt als DLR Mechanismus bezeichnet.

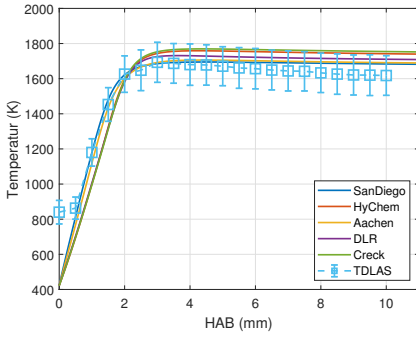
- Der von Ranzi et al. [173–175] entwickelte „Creck“ Hochtemperaturmechanismus für C1-C16 Kohlenwasserstoffe. Gerechnet wurde mit der Surrogatmischung aus Trimethylbenzol und n-Dekan.

Die Rechnungen wurden mit der Klasse „BurnerFlame“ für brennerstabilisierte, flache Flammen durchgeführt. Nachdem erste Rechnungen gezeigt hatten, dass alle Mechanismen in der Lage sind, die gemessenen Temperaturen gut vorherzusagen, wurde darauf verzichtet, den Rechnungen einen Temperaturverlauf vorzugeben.

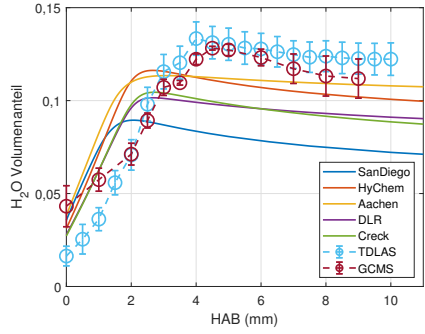
Der Vergleich zwischen Numerik und den experimentellen Daten der Jet A-1 Flamme ist in Abbildung 4.6 für einen Betriebspunkt dargestellt. In Abbildung 4.6a ist der Temperaturverlauf gezeigt. Die berechneten Temperaturprofile sind alle sehr ähnlich und stimmen zudem mit den gemessenen Temperaturen überein. Das experimentell beobachtete leichte Abkühlen der Flamme nach dem Temperaturmaximum ist in den Mechanismen nicht zu sehen. Da die Rechnungen keinen Wärmetransport durch Strahlung oder Vermischungseffekte mit der Umgebung berücksichtigen, sind die Unterschiede darauf zurückzuführen.

Abbildung 4.6b zeigt den Vergleich der Wasserkonzentrationen. Sind die Verläufe der berechneten Konzentrationen zu Beginn noch sehr ähnlich, ergeben sich ab einer Höhe von 2 mm deutliche Unterschiede. Alle Mechanismen unterschätzen die Wasserkonzentrationen und sagen den Anstieg früher vorher als experimentell beobachtet.

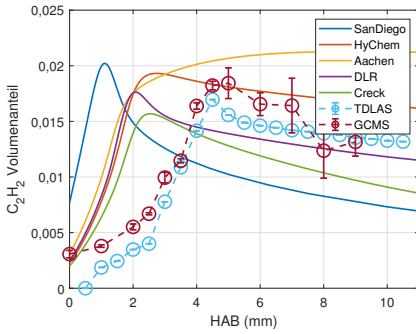
Der Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Acetylen-Konzentrationen ist in Abbildung 4.6c zu sehen. Hier gibt es deutliche Unterschiede zwischen den Mechanismen. So zeigt der San-Diego-Mechanismus das Maximum der Konzentration bereits bei 1 mm mit anschließend vergleichsweise schnell abfallenden Konzentrationen. Die anderen Mechanismen stimmen bis zu einer Höhe von etwa 2 mm untereinander überein, unterscheiden sich anschließend aber deutlich in den errechneten Konzentrationen. Der Anstieg der Acetylenkonzentration in der Flamme wird von den vier Mechanismen mehr als 2 mm früher vorhergesagt als experimentell beobachtet. Die gemessenen Konzentrationen nach der



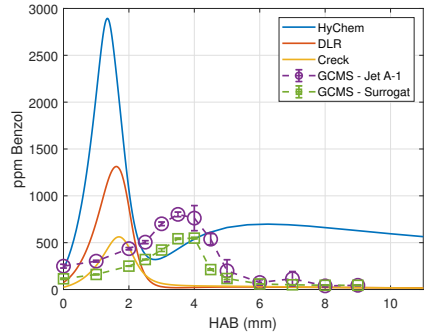
(a) Vergleich Temperatur



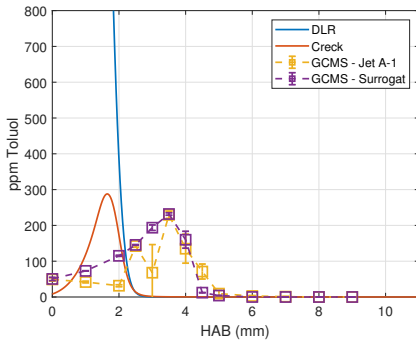
(b) Vergleich Wasser



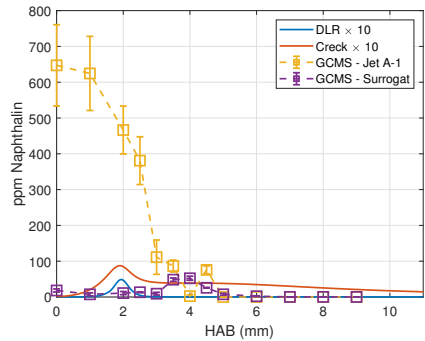
(c) Vergleich Acetylen



(d) Vergleich Benzol



(e) Vergleich Toluol



(f) Vergleich Naphthalin

Abbildung 4.6: Vergleich zwischen Messdaten der Jet A-1 Flame bei $\Phi = 2.1$ und $v = 5\text{cm/s}$ und numerischen Rechnungen

Flammenfront liegen zwischen den berechneten Werten der HyChem und DLR Mechanismen.

Abbildung 4.6d zeigt den Vergleich mit den gemessenen Benzol-Konzentrationen. Da im Aachen- und im San-Diego-Mechanismus diese Spezies nicht enthalten sind, entfallen diese in der Darstellung. Der HyChem-Mechanismus sagt die höchste maximale Konzentration voraus, danach folgen DLR und Creck. Zwischen HyChem und Creck liegt dabei ungefähr ein Faktor von sechs. Die Stelle der maximalen Konzentration liegt bei allen Mechanismen bei ungefähr 1,5 mm und liegt wie schon bei den zuvor betrachteten Spezies-Profilen ungefähr 2 mm vor den experimentell beobachteten Werten. Die Peakkonzentration des Creck-Mechanismus stimmt sehr gut mit der des Surrogats überein.

In Abbildung 4.6e ist der Vergleich für die Toluol-Konzentrationen gezeigt. Lediglich der DLR und der Creck-Mechanismus beinhalten diese Spezies. Da der DLR-Mechanismus mit einem Surrogat-Gemisch gerechnet wurde, welches zum Teil aus Toluol besteht, zeigt dieser zu Beginn sehr hohe Konzentrationen und ein sinnvoller Vergleich mit den Messdaten ist nicht möglich. Die maximale Konzentration des Creck-Mechanismus passt gut mit den experimentell für Surrogat und Jet A-1 gemessenen Konzentrationen überein. Der Ort des Maximums liegt erneut ungefähr 2 mm vor den experimentellen Werten.

Abschließend ist in Abbildung 4.6f der Vergleich mit den Naphthalin-Konzentrationen gezeigt. Sowohl der Creck als auch der DLR-Mechanismus unterschätzen die Konzentrationen um etwa eine Größenordnung und im Vergleich zum Surrogat ist das Maximum wieder deutlich vor dem experimentell beobachteten. Die hohen Konzentrationen am Brenneraustritt in den Jet A-1 Flammen konnten erwartungsgemäß nicht vorhergesagt werden, da diese durch die Zusammensetzung des Kerosins zustande kommen.

4.1.2 Numerische Variation der Brennstoffzusammensetzung

Um den Einfluss der Surrogatzusammensetzung auf die beobachteten Unterschiede in den Rußkonzentrationen zu verstehen, wurden mithilfe des DLR- und des Creck-Mechanismus Rechnungen mit unterschiedlichen Brennstoffzusammensetzungen durchgeführt.

Als erstes soll die Rolle des Aromatengehalts untersucht werden. Hierfür wurde der DLR Mechanismus verwendet, da dieser sowohl für Mischungen mit Aromaten (Toluol) als auch für Mischungen mit nicht aromatischen cyclischen Molekülen (Cyclohexan) entwickelt wurde. So wurden neben der bisher verwendeten Mischung (42,67 vol.-% N-Decan 33,02 vol.-% Isooctan, 24,31 vol.-% Toluol) Rechnungen durchgeführt bei denen Toluol mit Cyclohexan ersetzt wurde, sowie Rechnungen mit 100% N-Decan durchgeführt. Abbildung 4.7 zeigt die Ergebnisse der Rechnungen. Abbildung 4.7a zeigt die Konzentrationsprofile für Methan, Ethylen und Acetylen. Die Profile von Methan und Acetylen sind für alle Brennstoffzusammensetzungen fast identisch und auch die Profile von Ethylen sind ähnlich, mit Unterschieden in den Konzentrationen vor und im Maximum. Diese Beobachtung passt zu den experimentellen Daten, die für Kerosin und das Surrogat

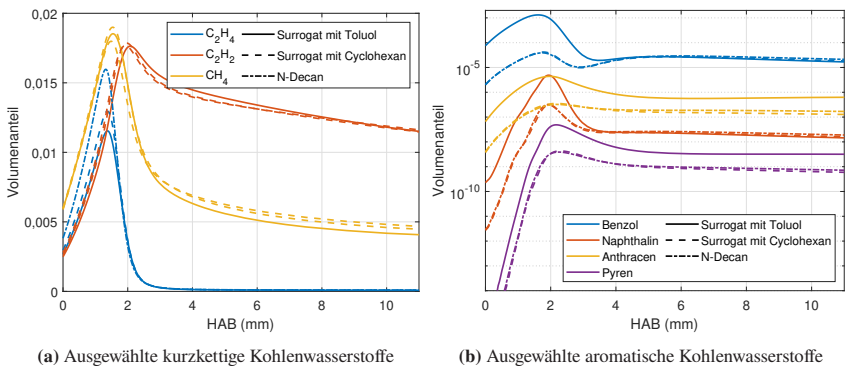


Abbildung 4.7: Vergleich numerisch berechneter Spezies-Profile für unterschiedliche Gemischzusammensetzungen

ebenfalls sehr ähnliche Verläufe zeigen, mit Ausnahme von Ethylen (Abbildung 4.5).

Abbildung 4.7b zeigt den logarithmisch aufgetragenen Vergleich für die 1-4 Benzolringe enthaltenen Aromaten Benzol, Naphthalin, Anthracen und Pyren. Polyzyklische Aromaten sind bekannt für ihre Rolle bei der Rußentstehung, wobei Pyren in Modellen häufig als direkter Rußvorläufer betrachtet wird. Der Vergleich zeigt nun deutliche Unterschiede zwischen der Mischung mit Toluol zu den anderen Mischungen. Für alle betrachteten PAK liegen die Konzentrationen des Surrogats mit Toluol 1-2 Größenordnungen über denen der beiden andern Mischungen. Dies würde ebenfalls zu höheren Ruß-Konzentrationen in diesen Mischungen führen.

Aufgrund der bekannten Rolle von Aromaten bei der Rußbildung steht die gemessene höhere Rußkonzentration in den Surrogat-Flammen (Abbildung 4.4) im Vergleich zu den Jet A-1 Flammen im Widerspruch zu den dort niedrigeren Benzol Konzentrationen (Abbildung 4.5). Für einen Erklärungsversuch für dieses Verhalten, wurde eine weitere Brennstoffvariation mit unterschiedlichen Aromaten betrachtet. Hierfür wurde der Creck Mechanismus verwendet, da dieser als einziger alle relevanten Spezies enthält. Neben den Trimethylbenzol/n-Decan Gemisch wurde ebenfalls ein Gemisch aus Toluol/n-Decan berechnet. Toluol ist wie Trimethylbenzol ein monozyklischer Aromat, hat aber statt drei Methylgruppen nur noch eine. Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Abbildung 4.8a zeigt die berechneten Benzolkonzentrationen. Das Gemisch mit Toluol hat im Maximum eine knapp doppelt so hohe Konzentration Benzol wie das Gemisch mit Trimethylbenzol. In Abbildung 4.8b ist der Vergleich der Pyrenkonzentrationen aufgetragen. Hier ist es umgekehrt und das Gemisch mit Trimethylbenzol hat deutlich höhere maximale Pyren-Konzentrationen. Aufgrund der bekannten Rolle von Pyren bei der Rußentstehung ist davon auszugehen, dass diese Flamme auch höhere Ruß Konzentrationen zeigen würde. Eine Erklärung für die höheren Pyren-Konzentrationen in den Flammen mit dem Trimethylbenzol-Gemisch kann das bekannte Verhalten von Trimethylbenzol sein, das durch eine Reihe unterschiedlicher Mechanismen zu einer schnellen Bildung von polyzyklischen aromatischen Kohlenwasserstoffen führt [176]. Es ist außerdem bekannt, dass die Bildung von PAK sehr sensitiv auf die Brennstoffzusammensetzung reagiert

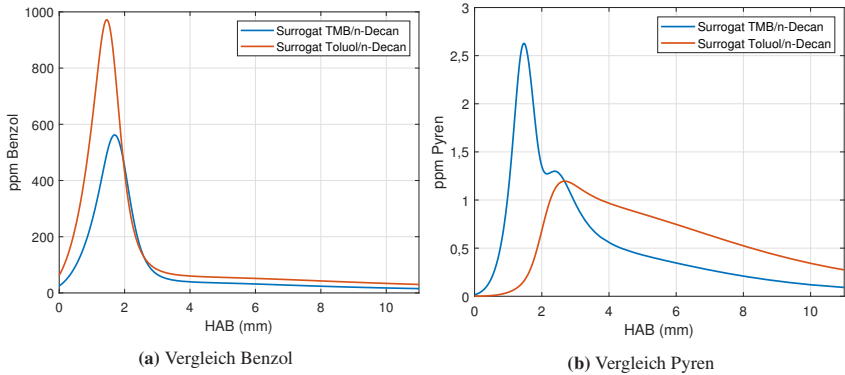


Abbildung 4.8: Vergleich numerisch berechneter Spezies-Profile für unterschiedliche Gemischzusammensetzungen - Surrogat mit Trimethylbenzol (TMB) sowie Surrogat mit Toluol

und sich eine Vielzahl unterschiedlicher Reaktionswege einstellen können [9]. Es ist daher schwierig, von einzelnen gemessenen Aromaten-Konzentrationen auf die Rußeigenschaften des Brennstoffs und auf die Rußmenge in der Flamme zu schließen.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten: Die Zusammensetzung des verwendeten Brennstoffs, sei es Kerosin oder ein Surrogat, hat wie erwartet einen Einfluss auf die Rußeigenschaften und die gemessenen Rußkonzentrationen in der Flamme. Diese Unterschiede sind dabei auf die komplexe Chemie der PAK Bildung zurückzuführen und Unterschiede in den gemessenen und berechneten Spezieskonzentrationen treten erst im Bereich der Aromaten auf. Gleich im Rahmen der Messunsicherheiten bleiben hingegen die Spezieskonzentrationen der Hauptspezies sowie die Temperaturverläufe. Übertragen auf Untersuchungen in komplexeren, technisch relevanteren Systemen bedeutet dies, dass der Einfluss der Brennstoffchemie auf die Rußbildung dort nur sehr begrenzt untersucht werden kann, da die dafür notwendigen diagnostischen Methoden in solchen Umgebungen limitiert sind. Im Rahmen dieser Arbeit wird in der Fett/Mager Brennkammer daher nur Jet A-1 als Brennstoff untersucht. Es bleibt weiterhin festzuhalten, dass keiner der hier verwendeten chemischen Mechanismen in der Lage ist, die für die Rußbildung wichtigen Spezies (bspw. Acetylen, Benzol) korrekt vorherzusagen.

Es ist bekannt, dass der verwendete Mechanismus einen großen Einfluss auf die Ergebnisse der Rußmodellierung hat [177]. Die Vorhersagegenauigkeit der Rußemission realer Flugtriebwerke würde daher von verbesserten chemischen Reaktionsmechanismen für Kerosin profitieren.

4.2 Rußgrenze und maximaler Rußvolumenbruch

Der verwendete Brennstoff, bzw. dessen Zusammensetzung, hat einen Einfluss auf die Rußgrenze. Diese ist die Brennstoffzahl, bei dem es in einer vorgemischten Flamme zur ersten Rußbildung kommt. Dabei ist die Rußgrenze nicht nur eine Funktion des Brennstoffs, sondern hängt von vielen Parametern, unter anderem der Temperatur ab [178]. Der Temperaturvariation sind im vorliegenden Fall im Betrieb mit flüssigem Brennstoff allerdings enge Grenzen gesetzt, da bei niedrigeren Einlasstemperaturen die vollständige Verdampfung des Kerosins nicht gewährleistet werden kann und höhere Temperaturen zur thermischen Zersetzung führen könnten. Eine Variation der Eintrittsgeschwindigkeit und die damit verbundene Variation der Verbrennungstemperatur war ebenfalls nicht möglich. Die mit Stickstoff verdünnten Flammen neigen eher zu Instabilitäten als die im vorangegangenen Abschnitt untersuchten mit Argon verdünnten Flammen. So waren die Flammen ausschließlich bei einer Eintrittsgeschwindigkeit von 4 cm/s stabil und symmetrisch.

Die genaue Bestimmung der Rußgrenze ist nicht trivial, da die messtechnische Erfassung von der Nachweisgrenze der verwendeten Messmethode abhängt. In Anbetracht der oben genannten Einschränkungen wird daher zunächst das Ruß-Eigenleuchten betrachtet. Abbildung 4.9 zeigt Fotos der vorgemischten Kerosin/Luft Flammen für eine Reihe unterschiedlicher Brennstoffzahlen. Bei einer Brennstoffzahl von $\Phi = 1,5$ brennt die Flamme ausschließlich blau. Erst ab $\Phi = 1,65$ lässt sich ein rötlich-gelber Schimmer erkennen. Mit steigender Brennstoffzahl nimmt das rote Leuchten schnell zu. Laser Extinktionsmessungen in

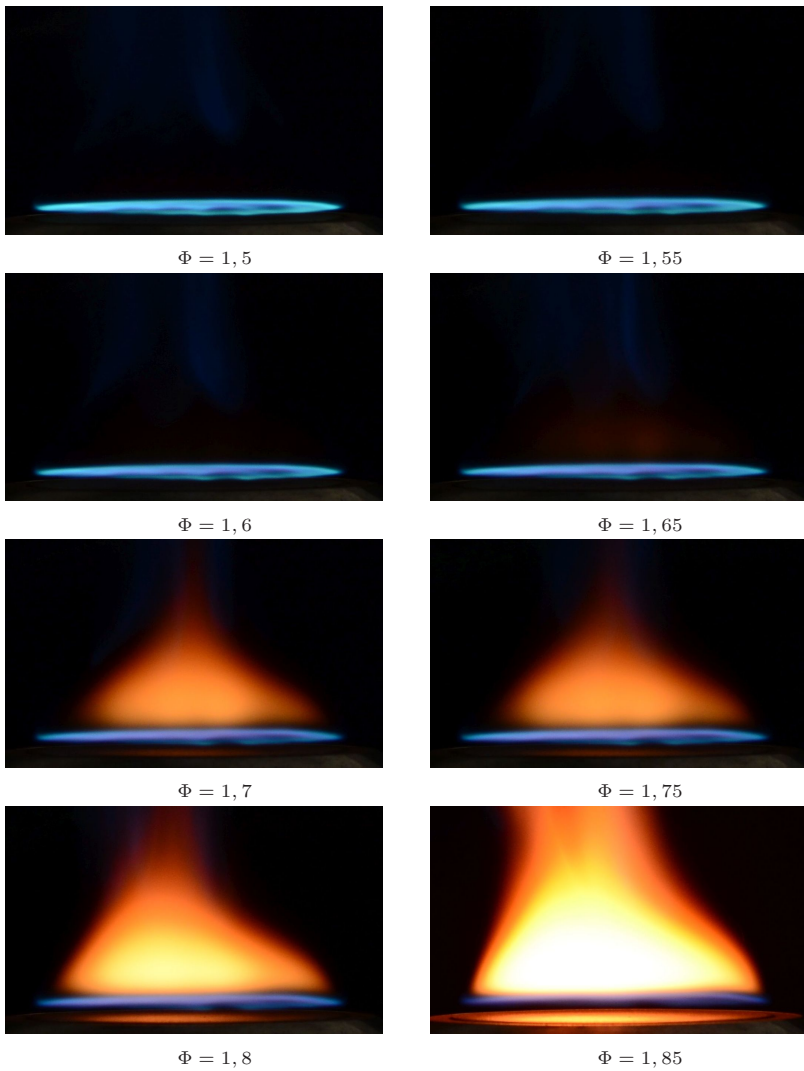


Abbildung 4.9: Übergang zur rußenden Flamme - Vorgesmischte Kerosinflamme bei 150°C Vorwärmung

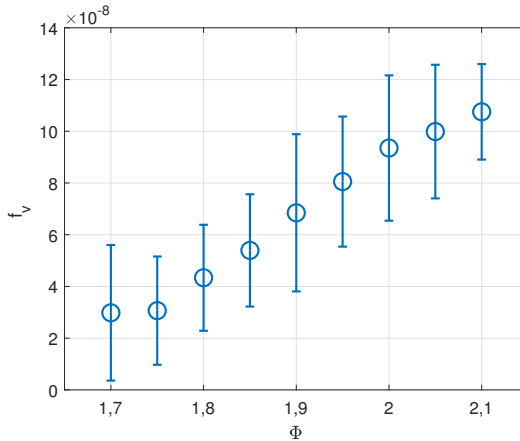


Abbildung 4.10: Rußvolumenbruch vorgemischte, laminare Kerosin/Luft Flamme 10 mm über der Brennerplatte in Abhängigkeit der Brennstoffzahl. Mittelwerte und Standardabweichung

einer Höhe von 10 mm über dem Brenner zeigen einen ähnlichen Trend. Abbildung 4.10 zeigt die entsprechenden Messergebnisse. Hier ist der erste Ruß ab $\Phi = 1,7$ detektierbar und der Volumenbruch steigt mit zunehmender Brennstoffzahl stetig an. Die auf den Fotos erkennbare leichte Störung der Symmetrie der Flamme tritt erst oberhalb des Messbereichs auf.

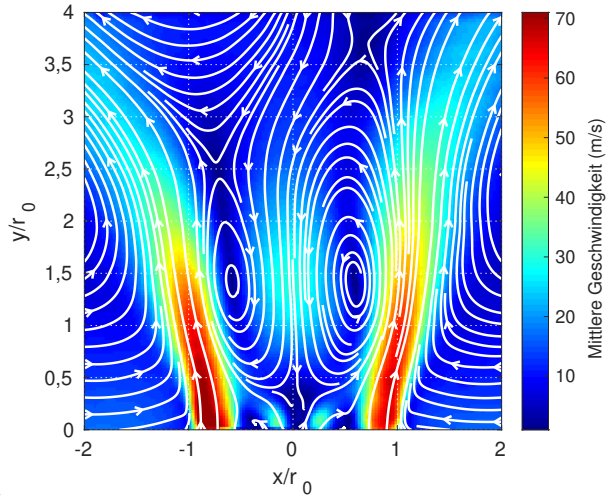
Mit den oben genannten Einschränkungen kann davon ausgegangen werden, dass es in den vorgemischten Kerosin/Luft Flammen, mit dem in Rahmen dieser Arbeit verwendeten Kerosin, ungefähr ab $\Phi = 1,65$ zur ersten Rußbildung kommt. Für ein technisches System mit Flüssigbrennstoffeinspritzung wäre dies der Idealzustand und eine niedrigere Rußgrenze ein Anzeichen von ungenügender Brennstoff/Luft Vermischung.

5 Fett/Mager Brennkammer

Im Gegensatz zu dem einfachen, näherungsweise eindimensionalen Charakter vorgemischter Flachflammen sind die Prozesse in der Fett/Mager Brennkammer deutlich komplexer. Die Kombination aus drallbehafteter Hauptströmung und nicht symmetrischer Anordnung der Sekundärlufteinlässe führt zu einem komplexen, dreidimensionalen Strömungsfeld. Die Zerstäubung, Verdampfung und Mischung des Kraftstoffs erschwert die Betrachtung zusätzlich. Um die Ergebnisse der Rußuntersuchungen in der Brennkammer richtig interpretieren zu können, ist es daher notwendig, zunächst die generellen Eigenschaften der Verbrennung in der Brennkammer zu kennen. Im Folgenden wird daher zuerst das Strömungsfeld der nicht reagierenden isothermen Strömung betrachtet. Im Anschluss werden Flammenstruktur, Strömungsfelder und die Interaktion zwischen Kerosin und Luftströmung untersucht. Die gewonnenen Einblicke in die komplexen Prozesse in der Brennkammer helfen bei der abschließenden Betrachtung der Rußprozesse in der Brennkammer sowie am Austritt der Brennkammer.

5.1 Strömungsfeld der isothermen Strömung

Zunächst wurde die isotherme Strömung mittels des in Abschnitt 3.3 beschriebenen PIV Systems untersucht. Die Luft wurde auf 600 K vorgewärmt und der Druckverlust zwischen Plenum und Brennkammer auf 3% eingestellt. In Abbildung 5.1 ist das Ergebnis der Messung in der Primärzone dargestellt. Die Abbildung zeigt die Stromlinien des gemittelten Strömungsfelds sowie den Betrag der Geschwindigkeit in der Ebene der Messung. Der Mittelwert wurde aus 1024 einzelnen PIV Aufnahmen gebildet. Man kann deutlich die innere sowie Teile der



Rezirkulation

Abbildung 5.1: Mittleres Strömungsfeld der isothermen Strömung bei $T_L = 600$ K.

äußeren Rezirkulationszone erkennen. Neben der Hauptströmung ist am unteren Bildrand auch die Pilotluft zu sehen. Diese dringt nicht besonders weit in die Brennkammer ein, sondern wird schnell in radialer Richtung zur Hauptströmung hin gelenkt.

Das abgebildete Strömungsfeld ist nicht symmetrisch und gerade in den weiter vom Brenner entfernten Abschnitten ab einer Höhe von etwa $y = 2r_0$ sind größere Unterschiede zwischen den beiden Seiten des Strömungsfelds sichtbar. Diese Asymmetrie könnte entweder durch die Brennkammergeometrie, insbesondere die versetzt angeordneten Sekundärluftzugänge entstehen oder durch Mängel am Versuchsaufbau. Um auszuschließen, dass diese Asymmetrie durch Fehler beim Aufbau des Versuchstands, etwa schlecht zentrierte Drallerzeuger im Brenner oder Störungen in der Anströmung im Plenum, verursacht werden, wurde die Strömung parallel zum Brennkammerdom gemessen. Dies wurde ermöglicht, indem das Lasersheet parallel und 5 mm über dem Brennkammerboden geleitet wurde. Das PIV-Signal wurde über den Spiegel im Abgas zur Kamera geleitet. In Abbildung 5.2 ist das Ergebnis der Messung zu sehen. Die Messung zeigt

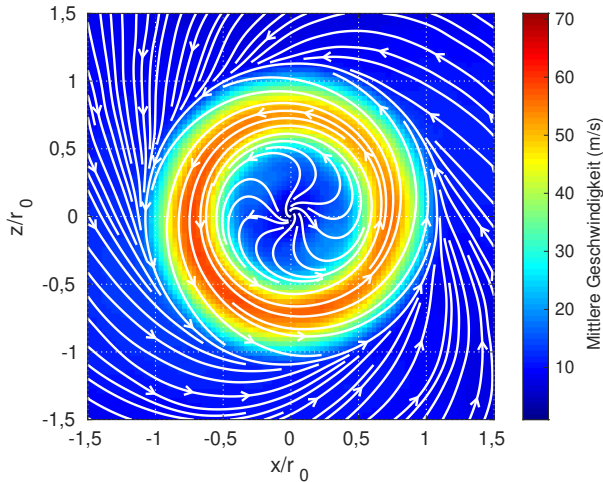


Abbildung 5.2: Messung parallel zum Brennkammerdom, 5 mm über dem Brenner bei $T_L = 600$ K

die stark verdrallte Hauptströmung sowie die in entgegengesetzter Richtung verdrallte Pilotströmung. Unregelmäßigkeiten, die zur Erklärung der asymmetrischen Hauptströmung beitragen könnten, sind nicht ersichtlich.

Die Messung zeigt ebenfalls die hohen tangentialen Geschwindigkeiten der verdrallten Hauptströmung. Diese liegen in der gleichen Größenordnung wie die axialen Geschwindigkeiten. In den hauptsächlich in dieser Arbeit betrachteten Messebenen (Orientierung wie in Abbildung 5.1) können diese Geschwindigkeiten, bedingt durch das Messprinzip, welches immer nur die Geschwindigkeiten in der Messebene erfassen kann, nicht gemessen werden. Insbesondere bei der Bewertung von Stofftransport anhand der Geschwindigkeitsfelder muss daher beachtet werden, dass es ebenfalls einen erheblichen Transport normal zur Messebene geben kann.

Zur weiteren Untersuchung der Asymmetrie wurde das Strömungsfeld ohne Sekundärluft gemessen. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 5.3. dargestellt. Das Strömungsfeld ist nun deutlich symmetrischer. Dies zeigt, dass die Sekundärluft durch die gestufte, nicht symmetrische Anordnung der Löcher

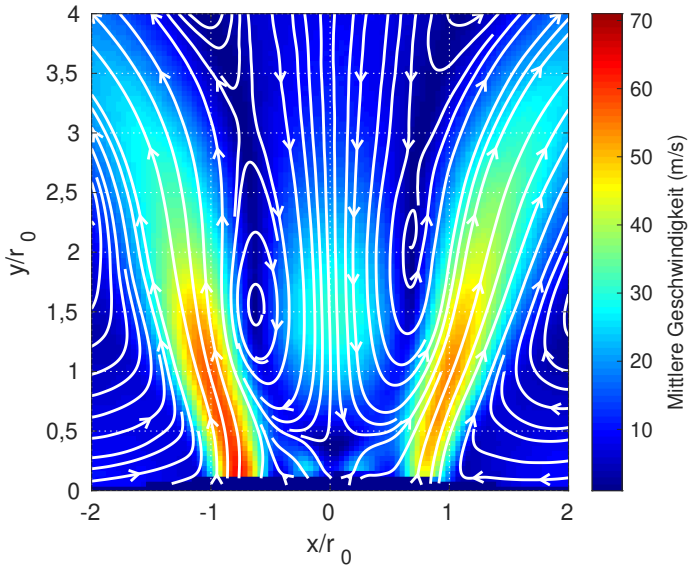


Abbildung 5.3: Mittleres Strömungsfeld der isothermen Strömung ohne Sekundärluft. $T_L = 600$ K. Im Gegensatz zur Messung mit Sekundärluft deutlich symmetrisches Strömungsfeld in der Messebene

das Strömungsfeld in der Primärzone beeinflusst. Dieser Effekt ist in den Aufnahmen, die Primär- und Mischzone darstellen, deutlich zu erkennen. In Abbildung 5.4 ist das gemittelte Strömungsfeld in der Primär- und Mischzone abgebildet. Neben der aus dem Brenner kommenden Hauptströmung sind hier nun auch die Jets der Sekundärluft sichtbar. Der untere, von der linken Seite kommende, Sekundärluftstrom wird deutlich in Richtung Primärzone abgelenkt, wohingegen der gegenüberliegende Strom vollständig stromab gelenkt wird. Das Einströmen der Sekundärluft in die Primärzone ist aus verbrennungstechnischer Sicht unerwünscht, da dies das Äquivalenzverhältnis in der Primärzone ungewollt ändert. Da sich das Strömungsfeld bei der Verbrennung insbesondere durch das Ausdehnen und damit dem Beschleunigen der Strömung ändert, kann man aber am isothermen Fall noch keine Rückschlüsse auf die Rezirkulation der reagierenden Strömung ziehen.

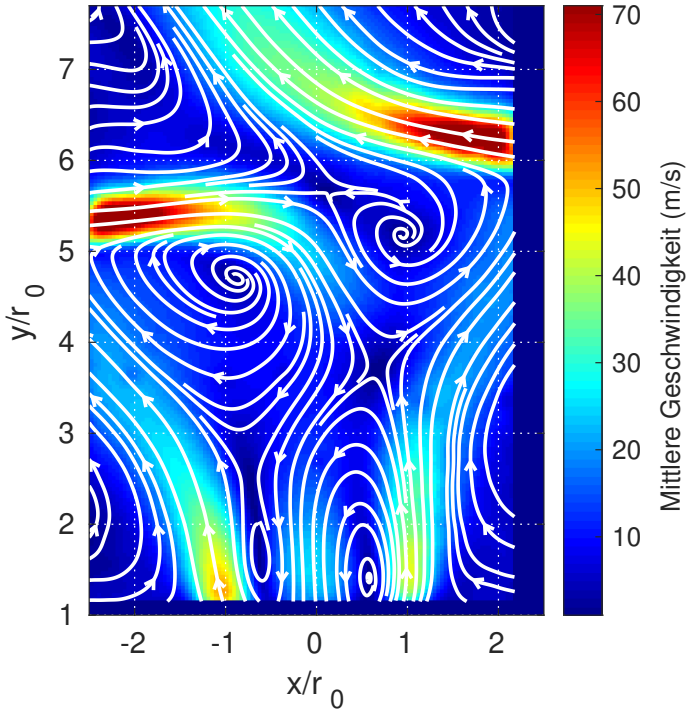


Abbildung 5.4: Mittleres Strömungsfeld der isothermen Strömung. $T_L = 600$ K

Im vorliegenden Fall ändert sich das Rückstromverhalten auch nicht durch symmetrisches Anordnen der Sekundärluftbohrungen. In Abbildung 5.5 ist das entsprechende Strömungsfeld dargestellt. Im Gegensatz zur vorherigen Anordnung wird nun Sekundärluft von beiden Seiten in die Primärzone transportiert.

Durch die komplexe Wechselwirkung der verdrahten Primärströmung mit den in Summe 10 einzelnen Sekundärluft-Jets bildet sich ein komplexes dreidimensionales Strömungsfeld. Aus der Messung einer Ebene können nur begrenzt Rückschlüsse auf die in Summe rezirkulierte Luft gezogen werden. Mehr dazu in Abschnitt 5.2 und Abbildung 5.21.

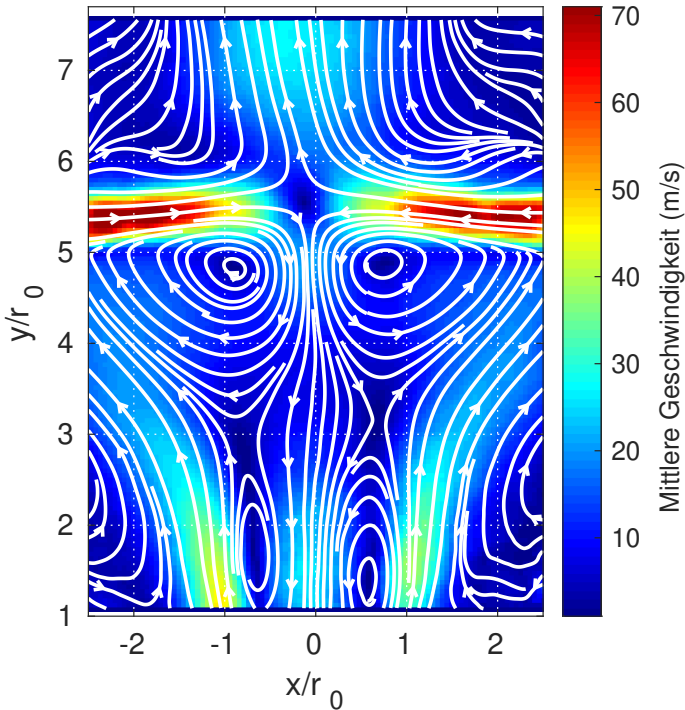


Abbildung 5.5: Mittleres Strömungsfeld der isothermen Strömung. $T_L = 600$ K. Symmetrische Anordnung der Sekundärluftbohrungen

5.2 Reagierende Strömung

Die Untersuchungen in der Brennkammer wurden alle mit einem konstanten Druckverlust von 3% durchgeführt. Bei konstanter Lufttemperatur T_L ist somit der Luftmassenstrom ebenfalls konstant. Unterschiedliche Betriebspunkte ergeben sich durch Verändern des Treibstoffmassenstroms und werden im Rahmen dieser Arbeit durch die eingestellte Brennstoffzahl aus Primärluft und Kerosin Φ_p beschrieben. Der Treibstoffmassenstrom wird je nach Betriebspunkt entweder gleichmäßig über die sechs Haupt- und den einen Pilotzerstäuber verteilt oder ausschließlich durch die Hauptzerstäuber geleitet.

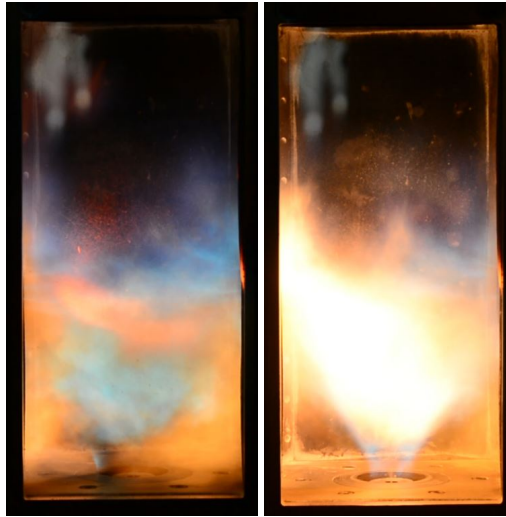


Abbildung 5.6: Bilder der unterschiedlichen Flammentypen. Links vor Umschlag - Rechts nach Umschlag

5.2.1 Flammentypen

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Kombination aus Brenner und Brennkammer hat die Eigenschaft, unter bestimmten Bedingungen zwei unterschiedliche Flammentypen stabilisieren zu können. In Abbildung 5.6 sind zwei Bilder der Flamme in der Brennkammer dargestellt. Beide Bilder wurden im gleichen Betriebspunkt aufgenommen und zeigen die beiden unterschiedlichen Flammentypen. Welche der beiden Formen auftritt, hängt unter anderem von der Brennstoffzahl zum Zeitpunkt der Zündung ab. Ein Zünden bei brennstoffreicheren Gemischen ($\Phi_p > 1,67$) führt in der Regel zu der links dargestellten Flamme. Ein Zünden bei einer magereren Mischung ($\Phi_p < 1,25$) ergibt die rechts dargestellte Flamme. Beim Zünden im Bereich $1,25 < \Phi_p < 1,67$ können beide Typen auftreten. Wenn das Gemisch im Betrieb abgemagert wird, kann es zu einem Umschlag der Flamme vom linken in den rechten Typ kommen. Ein Umschlagen in die andere Richtung kommt hingegen nicht vor, auch nicht bei einer erneuten Erhöhung des Brennstoffanteils. Es können also für den gleichen Betriebspunkt

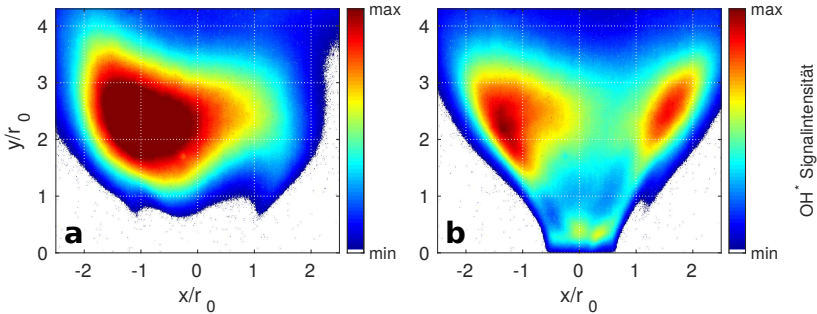


Abbildung 5.7: OH* Signal der unterschiedlichen Flammentypen bei $\Phi_p = 1,43$ - (a) abgehobene Flamme vor dem Flammenumschlag - (b) ankernde Flamme nach dem Flammenumschlag

zwei unterschiedliche Flammentypen vorkommen und stabil über längere Zeiträume brennen. Das Umschlagen der Flamme erfolgt nicht immer bei der gleichen Brennstoffzahl, sondern ist größeren Schwankungen unterworfen.

Zur besseren Visualisierung der unterschiedlichen Flammentypen, wurde die Chemilumineszenz des OH*-Radikals aufgenommen. Die Ergebnisse für die beiden Flammentypen sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Aufgrund der teilweise nicht achsensymmetrischen Ergebnisse der OH*-Aufnahmen - wahrscheinlich hervorgerufen durch das ebenfalls nicht symmetrische Strömungsfeld (siehe Abschnitt 5.1) - werden die Aufnahmen nicht wie sonst oft üblich Abel-Invertiert, sondern werden unverändert präsentiert. Die Aufnahmen zeigen also den integralen Wert der OH*-Intensität. Die Abbildung zur linken (Abb. 5.7a) zeigt die Flamme vor dem Flammenumschlag. Hier besteht über dem Brenner eine Zone ohne OH*-Signal. Die Flamme brennt abgehoben über dem Brenner. Erst ab einer Höhe von ungefähr $y = 1 r_0$ wird das erste Signal der Flamme detektiert. Nach dem Umschlagen ist dies nicht mehr der Fall, die OH*-Aufnahmen (Abb. 5.7b) zeigen hier deutlich ein Signal bis hin zum Brenner. Die Flamme wechselt also von einer abgehobenen zu einer am Brenner ankernden Flamme.

Abgehoben brennende Flammen widersprechen den Erwartungen für den verwendeten Brenner, da dieser über einen Piloten verfügt, der Kraftstoff und Luft direkt auf der Mittelachse des Brenners injiziert. Im Fall der abgehobenen Flammen

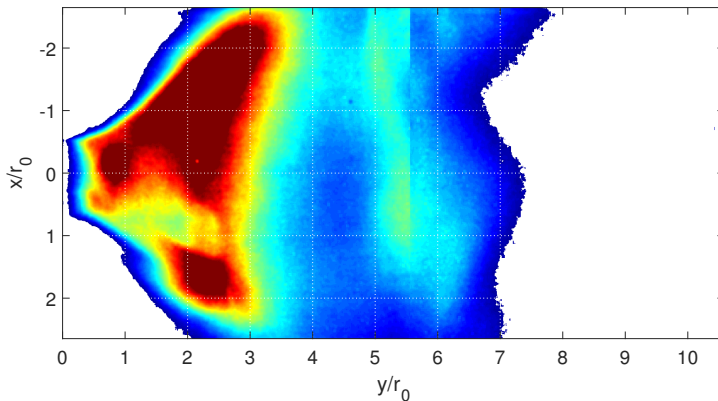


Abbildung 5.8: OH* Signal bei $\Phi_p = 1,43$ – ankernde Flamme – Darstellung des gesamten Brennraums

entzündet sich dieses Gemisch offenbar nicht wie erwartet. Die Gründe hierfür und welche Ursachen das Umschlagen und Zünden des Piloten hat, werden in den nächsten Abschnitten weiter untersucht.

In Abbildung 5.8 ist das OH*-Signal der gesamten Brennkammer dargestellt. Die Abbildung wurde aus zwei Einzelaufnahmen der Primär- und Sekundärzone zusammengesetzt. Neben dem bereits bekannten Signal der Flamme in der Primärzone ist hier ebenfalls das Signal der Verbrennung im Bereich der Sekundärluft sichtbar.

Das Spray des Piloten und Teile des Sprays der Hauptzerstäuber gelangen bis in die Brennkammer. Abbildung 5.9 zeigt Aufnahmen der MIE-Streuung des Sprays, aufgenommen mithilfe des PIV-Systems bei Lufttemperaturen von 540 K, 600 K und 700 K. Frühere Studien [84] mit dem gleichen Brenner (allerdings mit anderen Zerstäubern) wurden bei 540 K durchgeführt. Im Unterschied zu den in dieser Arbeit hauptsächlich untersuchten 600 K Lufttemperatur ist hier mehr MIE-Signal und damit mehr Spray zu erkennen. Dies zeigt den Einfluss der Temperatur auf das Spray. Bei beiden Temperaturen sind sowohl Tropfen aus Haupt- als auch Pilotstrom zu erkennen. Bei 700 K und mit ausgeschaltetem Pilot sind keine

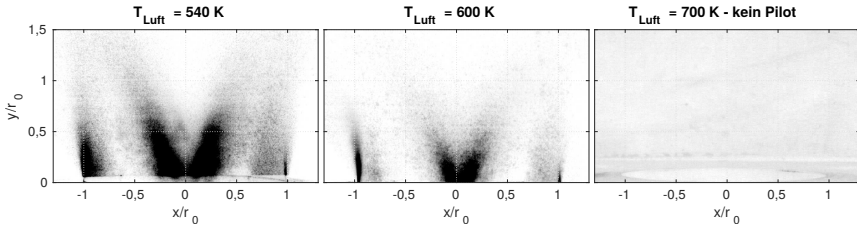


Abbildung 5.9: Aufnahmen der MIE-Streuung an Kerosintropfen in der Flamme für unterschiedliche Lufttemperaturen - 100 gemittelte Einzelbilder - Skala von Weiß (kein Signal) zu schwarz (maximales Signal)

Kerosintropfen mehr detektierbar. Der Treibstoff wird nun vollständig im Brenner auf dem Weg von den Zerstäubern zum Brennkammereintritt verdampft.

5.2.2 Strömungsfelder der reagierenden Strömung

Im Folgenden sollen die Strömungsfelder der reagierenden Strömung in der Brennkammer gezeigt werden. Wie bereits bei der isothermen Strömung werden Stromlinien gezeigt und die Farbe des Hintergrunds zeigt den Betrag der Geschwindigkeit in der Messebene an. Falls nicht anders angegeben, verläuft die Messebene mittig durch die Brennkammer.

Zunächst werden die Strömungsfelder in der Primärzone für die beiden unterschiedlichen Flammentypen betrachtet. Abbildung 5.10 zeigt das mittlere Strömungsfeld der abgehobenen Flamme bei $\Phi_p = 1,43$. Abbildung 5.11 bildet das mittlere Strömungsfeld im gleichen Betriebspunkt für die ankernde Flamme ab. Zusätzlich sind in Abbildung 5.12 die Geschwindigkeitsprofile beider Flammentypen für unterschiedliche Höhen über dem Brenner aufgetragen. Im Vergleich zur isothermen Strömung öffnet sich für beide Flammentypen der Strömungskegel weiter und die Expansion der erhitzten Gase führt zu höheren Geschwindigkeiten. Die Strömung der ankernden Flamme öffnet sich weiter als die der abgehobenen. Für beide Flammentypen bildet sich eine innere Rezirkulationszone, wobei im Fall der abgehoben brennenden Flamme die Geschwindigkeiten in der inneren

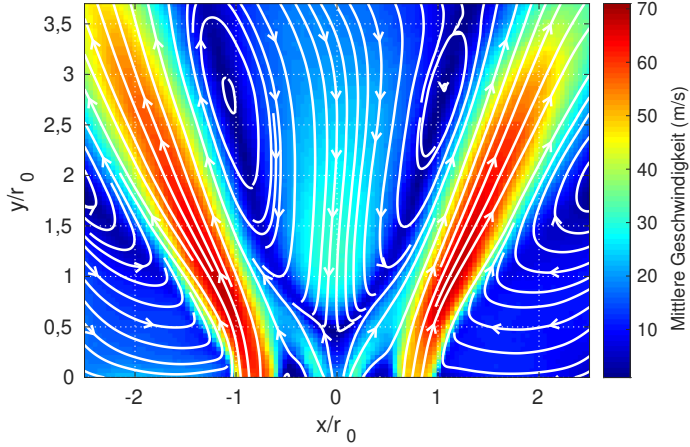


Abbildung 5.10: Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,43 - T_L = 600K$ - Abgehobene Flamme

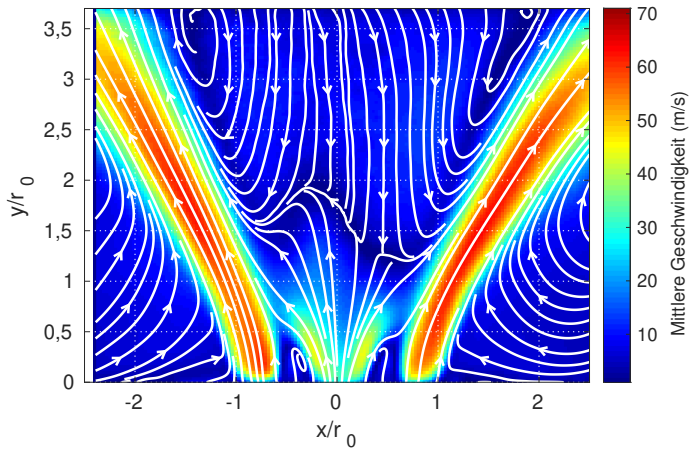


Abbildung 5.11: Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,43 - T_L = 600K$ - Ankernde Flamme

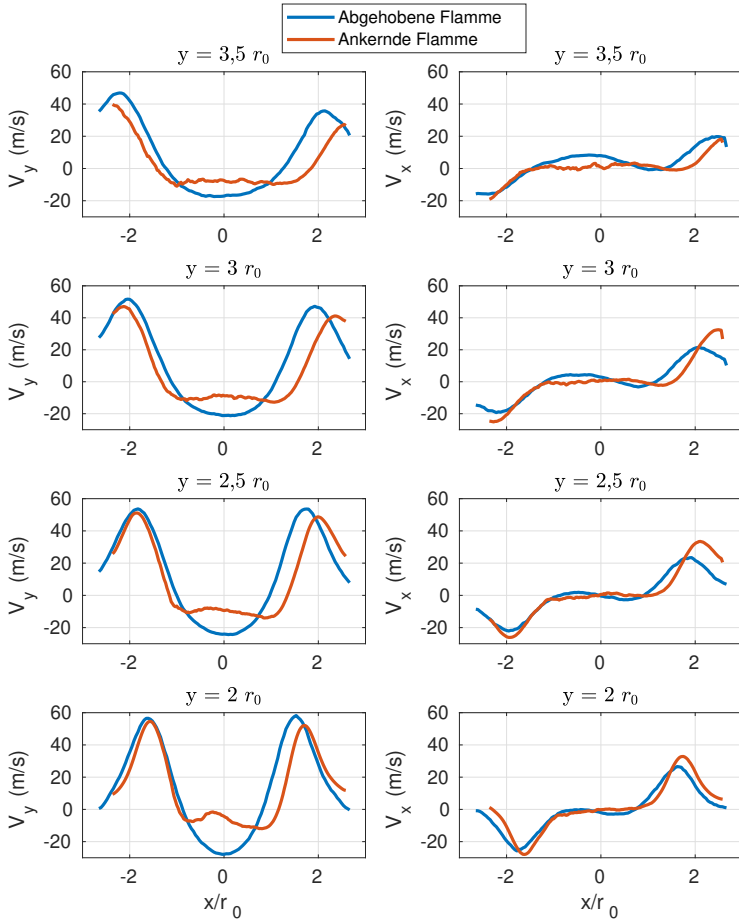


Abbildung 5.12: Profile der mittleren Strömung bei $\Phi_p = 1,43$

Rezirkulation deutlich höher sind, wahrscheinlich bedingt durch den kleineren Öffnungswinkel der Hauptströmung.

Auf der mittleren Achse in der Nähe des Piloten sind ebenfalls größere Unterschiede zwischen den beiden Flammentypen zu erkennen. Gerade in der Aufnahme der ankernden Flamme (Abbildung 5.11) sieht man Stromlinien, die gegen die Strömung der inneren Rezirkulation laufen. Dies sowie die Tatsache, dass in den PIV-Bildern an den entsprechenden Stellen deutlich die Kerosintropfen des Pilot-Sprays in den PIV-Bildern zu erkennen sind, bedeutet, dass die PIV-Untersuchung an der Stelle von den Kerosintropfen gestört wird. Die Tropfen streuen ebenfalls das Laserlicht, folgen aber nicht zwingend der umgebenden Luftströmung. Inwiefern die Unterschiede zwischen den beiden Flammentypen in der Nähe des Piloten tatsächlich existieren, lässt sich ohne weitere Analyse nicht sagen, da die PIV-Auswertung nicht zuverlässig zwischen Spray und Strömungstracer unterscheiden kann und von vielen weiteren Parametern, wie unter anderem Seedingdichte, Hintergrundstrahlung und Laserintensität abhängt. Für die genaue Analyse der Zwei-Phasen Strömung in Pilotnähe sei daher auf Abschnitt 5.3 verwiesen.

In Abbildung 5.13 ist eine Folge zeitaufgelöster PIV-Aufnahmen während des Flammenumschlags dargestellt (Betriebspunkt $\Phi_p = 1,43$). Um die turbulenten Fluktuationen der Einzelaufnahmen zu unterdrücken und damit die Lesbarkeit zu verbessern, wurde ein gleitender Mittelwert aus 5 Aufnahmen gebildet. In dieser Darstellung ist sichtbar, wie sich der Strömungskegel allmählich öffnet und sich gleichzeitig die Geschwindigkeiten in der inneren Rezirkulationszone verlangsamen. Die Wirbel zwischen Haupt- und Rezirkulationszone wandern allmählich stromab. Ein den Flammenumschlag auslösendes Ereignis ist in diesen Aufnahmen wiederum nicht zu erkennen, auch nicht in den nicht gemittelten Einzelbildern.

Größere Unterschiede zwischen den Strömungsfeldern der unterschiedlichen Flammentypen lassen sich in den Aufnahmen der Primär- und Sekundärzone ausmachen. Die Strömungsfelder der beiden Flammentypen für den Betriebspunkt mit $\Phi_p = 1,67$ sind in Abbildung 5.14 dargestellt. In diesem Betriebspunkt sind die Unterschiede in Geschwindigkeit und Öffnungswinkel der Primärzone

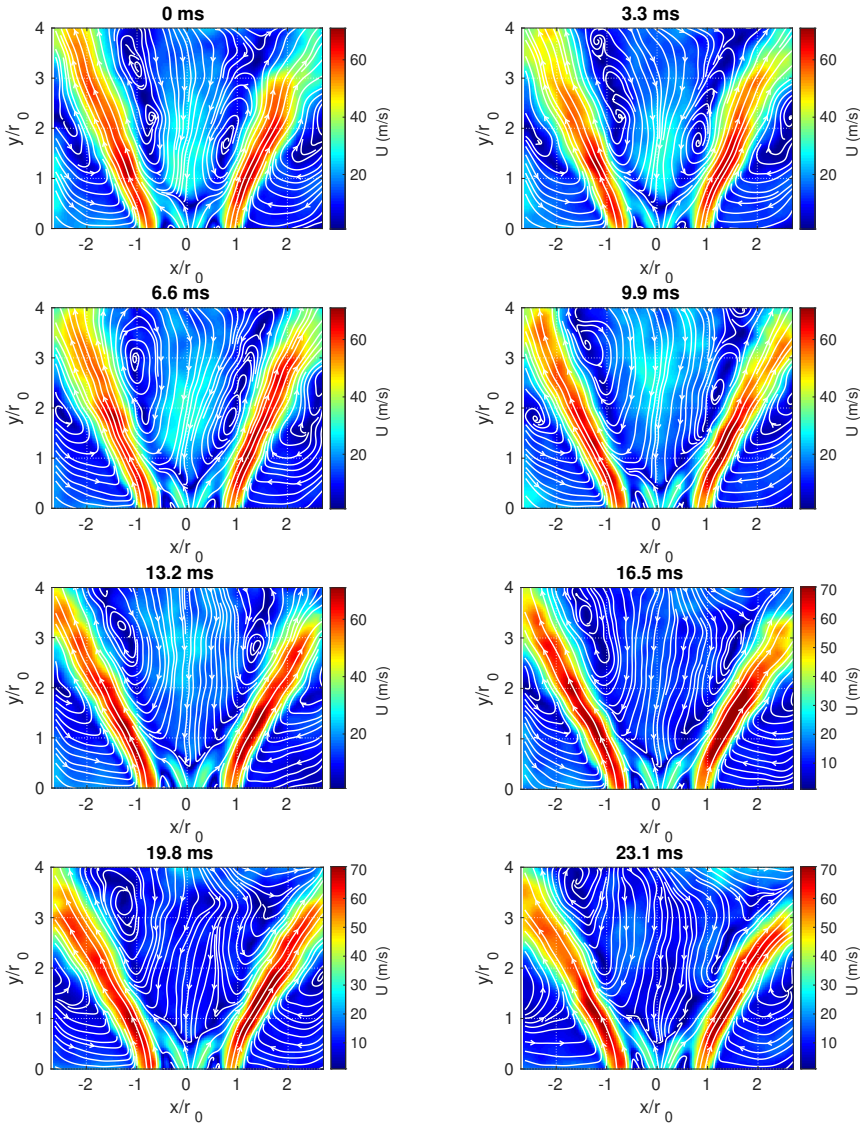
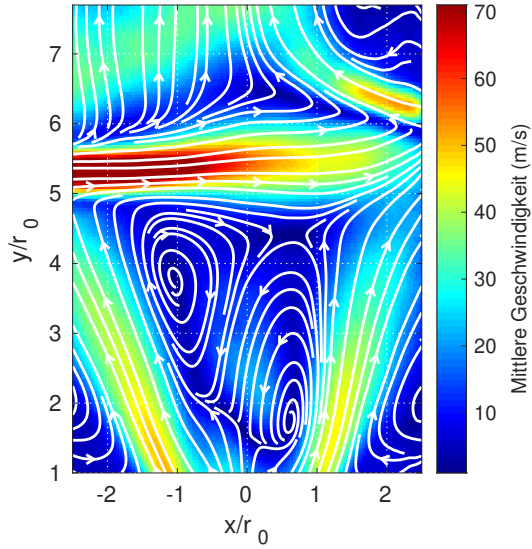
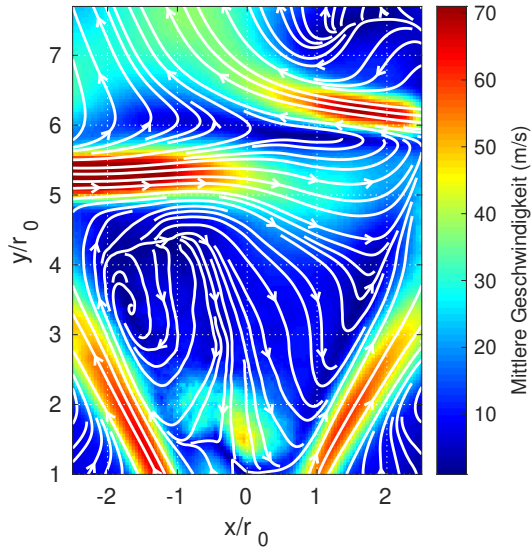


Abbildung 5.13: Zeitlich aufgelöste Aufnahme des Flammenumschlags von abgehobener Flamme (0 ms) zu ankernder Flamme (ab ≈ 16.5 ms) - Gleitender Mittelwert aus 5 PIV Einzelbildern



(a) Abgehobene Flamme



(b) Ankernde Flamme

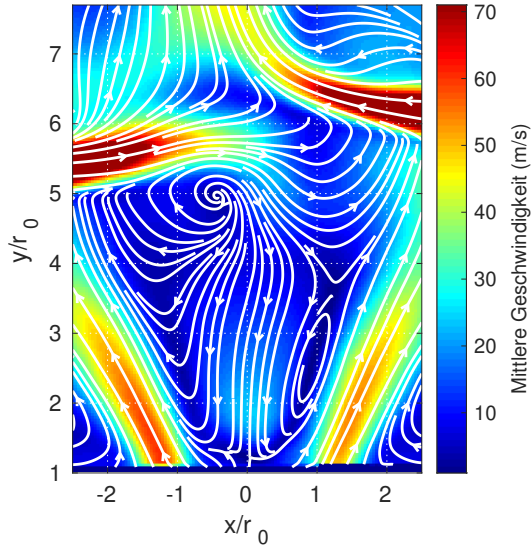
Abbildung 5.14: Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,67 - T_L = 600K$

noch ausgeprägter als im bisher betrachteten Betriebspunkt. Auch die Strömung der Sekundärluft unterscheidet sich deutlich. Im Fall der abgehoben brennenden Flamme penetriert der untere linke Sekundärluftjet weit in die Strömung bis hin auf die gegenüberliegende Seite der Brennkammer. Der gegenüberliegende, weiter stromab liegende Jet hingegen hat nur eine geringe Eindringtiefe und wird deutlich stromab abgelenkt. Im Fall der ankernden Flamme reduziert sich die Eindringtiefe des linken Jets merklich und der gegenüberliegende Jet wird entsprechend weniger stark abgelenkt. Außerdem führen nun einzelne Stromlinien von der Sekundärluft in die Primärzone. Ein Einströmen der noch unverbrannten Sekundärluft in die Primärzone hat Einfluss auf die lokale Brennstoffzahl und könnte durch den zusätzlich eingebrachten Sauerstoff Einfluss auf die Verbrennung im Bereich des Piloten haben.

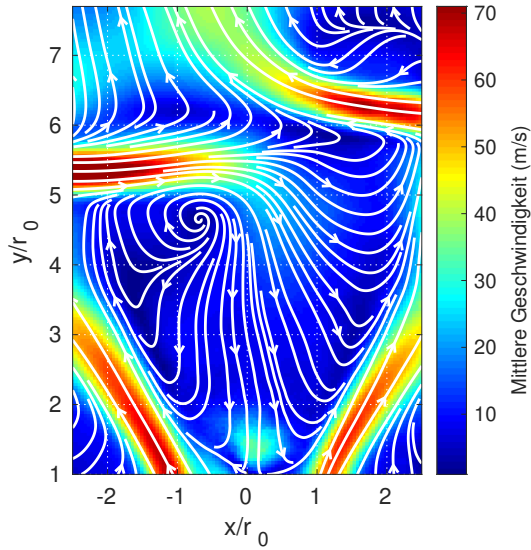
Ein ähnliches Bild ergibt sich im Betriebspunkt $\Phi_p = 1,43$. Die entsprechenden Strömungsfelder sind in Abbildung 5.15 dargestellt. Auch hier zeigen sich Unterschiede im Strömungsfeld der Sekundärluft in Abhängigkeit vom Flammentyp. Wie bereits im vorherigen Betriebspunkt führen im Fall der ankernden Flamme Stromlinien von der Sekundärluft bis in die Primärzone. Für beide Betriebspunkte sind in den PIV-Bildern der ankernden Flamme in der inneren Rezirkulationszone deutliche Störungen durch Rußpartikel sichtbar. Dies führt auch in den ausgewerteten Strömungsfeldern zu Fehlern in diesem Bereich mit unplausiblen Geschwindigkeitssprüngen.

Für den Betriebspunkt mit $\Phi_p = 1,25$ existiert lediglich der am Brenner ankernde Flammentyp. Dieser ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Die Strömungsfelder aller hier gezeigten ankerndern Flammen ähneln sich stark. Mit sinkender Brennstoffzahl nehmen die Störungen aufgrund von Ruß in der Primärzone ab, ansonsten sind Unterschiede erst nach der Beimischung der Sekundärluft zu erkennen. Hier kommt es mit steigender Brennstoffzahl zu höheren Geschwindigkeiten aufgrund der zusätzlichen Expansion in der sekundären Verbrennung.

Der ebenfalls untersuchte Betriebspunkt mit 700 K Luftvorwärmung und $\Phi_p = 1,43$ ohne Pilot ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Die hohe Vorwärmung und das Fehlen des Sprays des Piloten führen dazu, dass keinerlei Kerosintropfen auf den



(a) Abgehobene Flamme



(b) Ankernde Flamme

Abbildung 5.15: Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,43 - T_L = 600K$

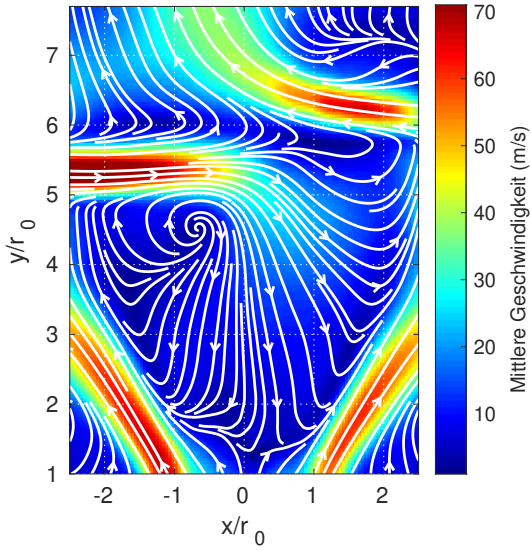


Abbildung 5.16: Mittleres Strömungsfeld bei $\phi_p = 1,25 - T_L = 600K$ ankernd

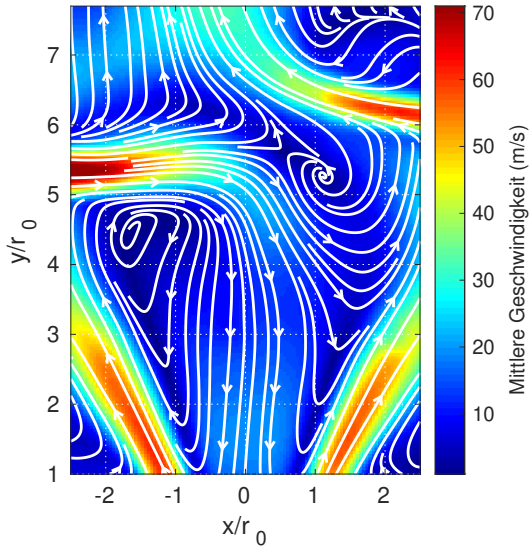


Abbildung 5.17: Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,43 - T_L = 700K$ ohne Pilot

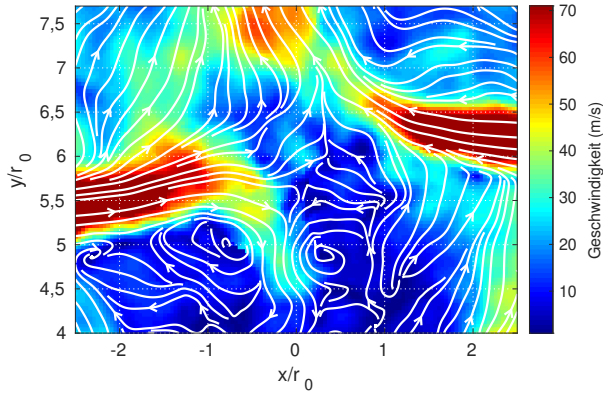


Abbildung 5.18: PIV Einzelbild - $\Phi_p = 1,43$ abgehobene Flamme. Auch vor dem Flammenumschlag zur ankernden Flamme sind Einzelbilder wie dieses vorhanden, auf denen deutlich Teile der Sekundärluft in die Primärzone transportiert werden

Aufnahmen zu sehen sind und keine Störungen durch Rußpartikel aufkommen. Dies führt zu qualitativ sehr guten Messdaten mit besonders glatten Verläufen der Stromlinien. Der aufgrund der limitierten Leistung der Lufterhitzer reduzierte Sekundärluftmassenstrom führt zu einer geringeren Eindringtiefe der Sekundärluft und das wiederum zu einem starken Ablenken der Sekundärluft stromauf in die Primärzone. Aufgrund des ausgeschalteten Piloten brennt die Flamme abgehoben. Weitere gemessene Strömungsfelder der reagierenden Strömung sind im Anhang A.2 zu finden.

Die Tatsache, dass es in allen ankernden Flammen Stromlinien gibt, die von der Sekundärluft in die Primärzone führen, legt nahe, dass dies einen Einfluss auf die Zündung des Piloten und den Flammenumschlag hat. Die zusätzlich in die Primärzone eingebrachte Luft bringt zusätzlichen Sauerstoff in die Nähe des Piloten und ermöglicht die Verbrennung des über den Piloten eingebrachten Kerosins. Die Frage bleibt, was diesen Umschlag auslöst. Einen Hinweis könnten die instantanen Geschwindigkeiten der Strömung vor dem Flammenumschlag geben. In Abbildung 5.18 ist ein PIV-Einzelbild der abgehobenen Flamme bei $\Phi_p = 1,43$ dargestellt. Obwohl die mittleren Strömungsfelder bei diesem Betriebspunkt keine Rezirkulation der Sekundärluft in die Primärzone vermuten lassen, ist auf diesem

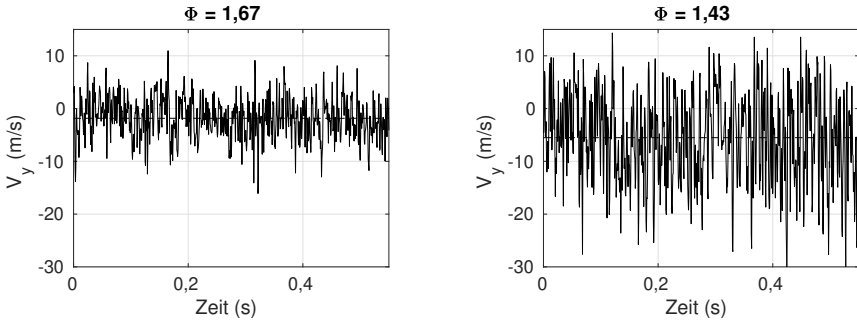


Abbildung 5.19: ± 5 mm räumlich gemittelte instantane axiale Geschwindigkeiten an dem Punkt $x = 0$; $y = 5r_0$ in den abgehobenen Flammen

Einzelbild deutlich der Transport von Sekundärluft stromauf zu sehen. Um dieses Verhalten besser zu quantifizieren, ist in Abbildung 5.19 die ± 5 mm räumlich gemittelte instantane axiale Geschwindigkeit am Punkt $x = 0$; $y = 5r_0$ für zwei abgehobene Flammen aufgetragen. Zwischen $\Phi_p = 1,67$ und $1,43$ ändert sich die mittlere Geschwindigkeit von $-1,8$ m/s zu $-5,5$ m/s, wobei in den Spitzen -30 m/s erreicht werden. Diese Ereignisse mit besonders hohen negativen axialen Geschwindigkeiten sind Zeichen besonders starker Rezirkulation von Sekundärluft in die Primärzone. Besonders starke Rezirkulationsereignisse könnten ausreichend Sauerstoff in die Nähe des Piloten transportieren und den Pilot-Brennstoff entzünden. Auf die Interaktion von rezirkulierter Luft und Pilot-Spray wird in Abschnitt 5.3 genauer eingegangen.

Die bisherigen Ergebnisse verdeutlichen, dass sich aus der drallbehafteten primären Strömung und der nicht symmetrischen Sekundärlufteindüsung ein komplexes, dreidimensionales Strömungsfeld bildet. Bislang wurden hier nur Ergebnisse in der mittig durch die Brennkammer verlaufenden Ebene gezeigt. Im Folgenden werden für einen Betriebspunkt ($\Phi_p = 1,43$; $T_L = 600$ K; ankernde Flamme) weitere Messebenen betrachtet. Die Lage der Ebenen ist in Abbildung 5.20 dargestellt. Ebene 1 ist die bislang standardmäßig betrachtete Messebene in der Mitte der Brennkammer, die 4 weiteren Messebenen verlaufen jeweils mittig durch die Löcher der Sekundärluftzuführungen.

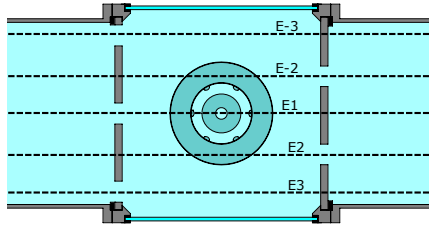


Abbildung 5.20: Zur Analyse des dreidimensionalen Strömungsfelds verwendeten PIV-Messebenen. E1 entspricht der Messebene der üblicherweise hier gezeigten PIV Ergebnisse

Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 5.21 zusammengefasst. Wie in den Abbildungen zuvor sind auch hier die gemittelten Strömungsfelder aufgetragen. Folgende Erkenntnisse lassen sich festhalten: Die Ebenen 2 und -2 sowie 3 und -3 unterscheiden sich in ihren Strömungsfeldern teils deutlich voneinander, obwohl diese jeweils den gleichen Abstand zur mittleren Messebene haben. Die in den vorhergehenden Abschnitten besprochene Asymmetrie des Strömungsfelds beschränkt sich also nicht auf die mittlere Ebene, sondern erfasst das gesamte Strömungsfeld. Der Verlauf der Sekundärluftströmung unterscheidet sich ebenfalls von dem Verlauf in der mittleren Ebene. In Ebene 2 sind, wie auch in der mittleren Ebene 1, Stromlinien zu erkennen, die vom Eintritt der Sekundärluft in die Primärzone der Brennkammer führen. Für Ebene -2 sieht man dies nicht und in den Ebenen 3 und -3 wird die Sekundärluft von der Hauptströmung deutlich stromab gelenkt. Der unterschiedliche Strömungsverlauf der Sekundärluft ergibt sich weil der vom Drall erzeugte Unterdruck vor allem auf der mittleren Achse entsteht und mit Abstand von dieser Achse abnimmt. Außerdem ändert sich die Lage des Punkts an dem die Hauptströmung auf die Sekundärluft trifft, in Abhängigkeit von der Messebene, womit sich eine andere Interaktion ergibt. Es bleibt festzuhalten, dass die im vorherigen Abschnitt erwähnte Rezirkulation von Sekundärluft in die Primärzone der Brennkammer vor allem in der mittleren Messebene E1 auftritt. Die Beobachtungen dort sind also eine "Worst Case" Betrachtung mit den 2 am ehesten Betroffenen der insgesamt 10 Jets der Sekundärluftzuführung.

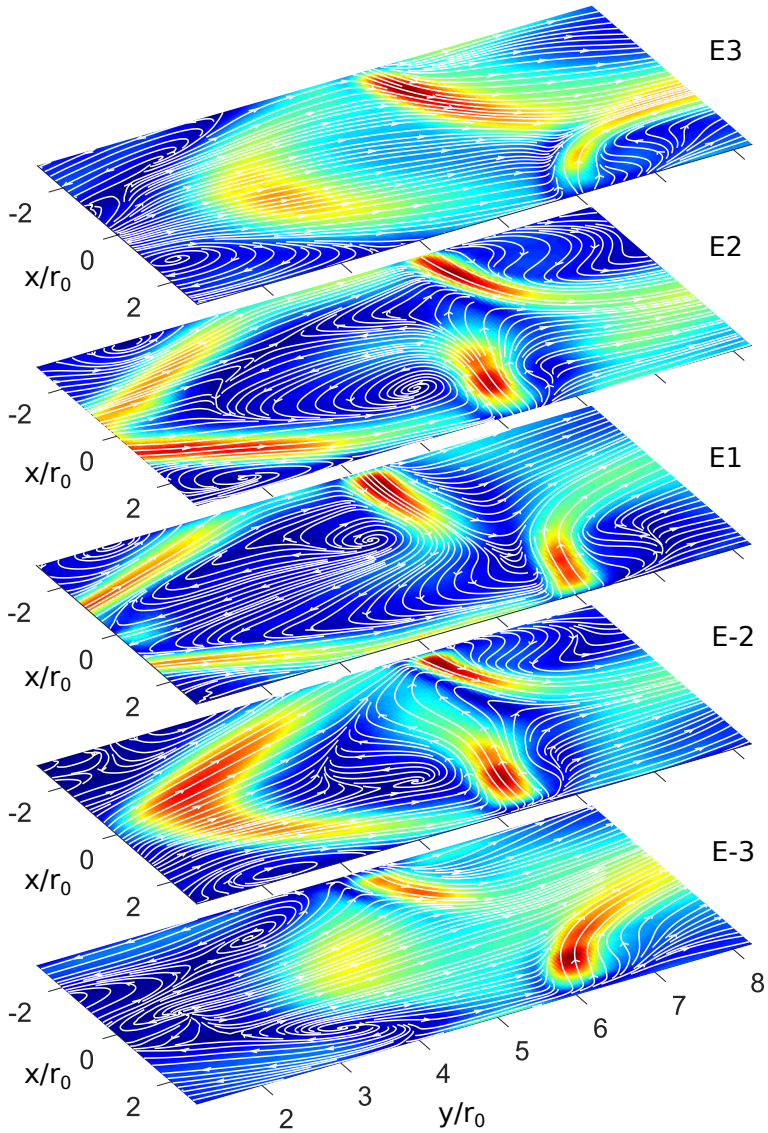


Abbildung 5.21: Gemittelte Strömungsfelder in unterschiedlichen Messebenen für den Betriebspunkt $\Phi_p = 1,43$; $T_L = 600$ K; ankernde Flamme

5.3 Analyse der Zweiphasen-Kerosin/Luft-Strömung in der Nähe des Brenners

Die in Abschnitt 3.3.2 vorgestellte Methode zur Untersuchung von Zweiphasenströmungen mittels PIV und zur unabhängigen Bestimmung von Gas und Partikelgeschwindigkeit basiert auf einer Reihe von per Hand ausgewählten Parametern. Überdies wurden ähnliche Methoden bislang zwar zur Untersuchung von Strömungen mit Kohlepartikeln [113] eingesetzt, jedoch nicht zur Untersuchung von Kerosintropfen in reagierenden Strömungen. Um die prinzipielle Anwendbarkeit der Methode nachzuweisen und um die gewählten Parameter zur Auswertung zu überprüfen, wird die Technik im Folgenden zunächst validiert und im Anschluss die Ergebnisse der reagierenden Zweiphasenströmung präsentiert.

5.3.1 Validierung

Die Methode aus Abschnitt 3.3.2 zur Phasentrennung und die anschließende, für jede Phase einzeln durchgeführte Vektorberechnung, basiert auf einer Reihe von Schritten, deren Parameter alle manuell nach dem Ermessen der auswertenden Person bestimmt werden. Es ist daher wichtig nachzuweisen, dass die Methode und deren Einstellung geeignet sind, die Geschwindigkeiten der einzelnen Phasen zu bestimmen. Außerdem ist es für die Interpretation der Daten wichtig, den durch die Auswertung erzeugten Fehler zu quantifizieren. Dies kann mithilfe von künstlichen Zweiphasen-PIV Daten geschehen [110, 113]. In dieser Arbeit werden diese erzeugt, indem PIV Messungen mit Tracerpartikeln und ausgeschaltetem Piloten und anschließend Messungen mit Pilot aber ohne Tracerpartikel durchgeführt werden. Die Haupteinspritzung bleibt dabei jeweils aktiv. Die so erzeugten Bilder werden zu einem künstlichen Bild zusammengefügt. Diese künstlichen Zweiphasen-Bilder repräsentieren keine real existierende Strömung, haben aber ähnliche optische Eigenschaften wie die echten Zweiphasen-Bilder. Die originalen Bilder können mit konventionellen PIV/PTV Methoden ausgewertet und

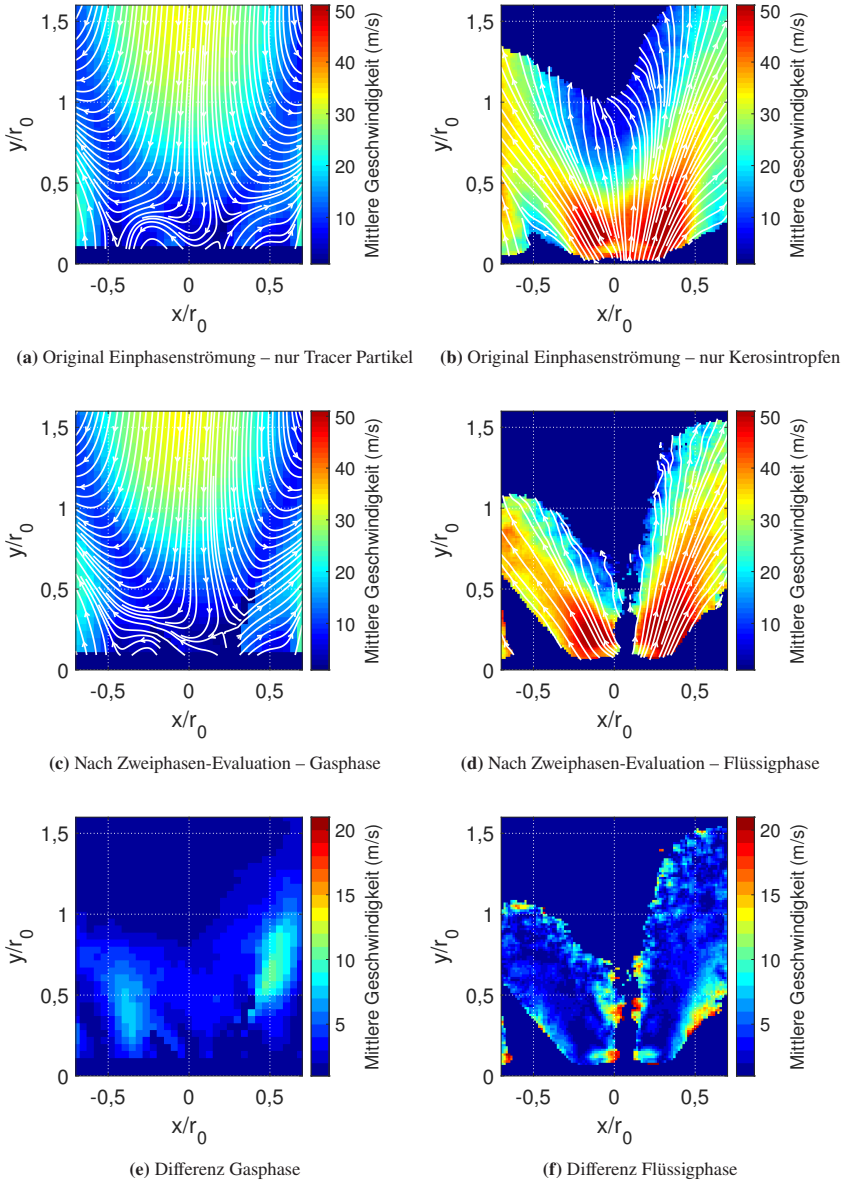


Abbildung 5.22: Ergebnisse der Validierung mithilfe künstlicher Zweiphasen-PIV Bilder

anschließend mit den Ergebnissen nach der Phasentrennung verglichen werden. Die Ergebnisse dieser Validierung sind in Abbildung 5.22 dargestellt.

Abbildungen 5.22a und b zeigen die Geschwindigkeitsfelder der originalen Gas- und Flüssigströmung. In Abbildung 5.22 c und d sind die Ergebnisse zu sehen, nachdem die originalen Bilder zu künstlichen Zweiphasen-Bildern kombiniert und anschließend mit der in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Methode wieder getrennt und ausgewertet wurden. Man kann erkennen, dass es kleine Unterschiede im Verlauf der Stromlinien gibt, die generelle Form der Strömung aber sehr gut rekonstruiert wird. Für beide Phasen wurde nur dann ein mittlerer Vektor berechnet, wenn in 10% aller Einzelbilder ein Vektor errechnet werden konnte. Am Ergebnis für die Flüssigphase kann man erkennen, dass am Rand des Sprays deutlich weniger Vektoren berechnet werden konnten. Dies liegt daran, dass hier viele, vor allem kleinere Tropfen vom Signal der Tracer Partikel überstrahlt werden und so nicht mehr zuverlässig erkannt werden können. In den Abbildungen 5.22e und f sind schließlich die Differenzen zwischen den originalen und den rekonstruierten Geschwindigkeitsfeldern dargestellt. Die Fehler in der Gasphase können bis zu 10 m/s erreichen, sind jedoch meistens unter 5 m/s. Die Fehler im Spray sind ähnlich niedrig, außer am Rand des Sprays, wo es aufgrund der niedrigeren Anzahl an Vektoren zu größeren Abweichungen kommen kann.

Bei den ursprünglichen einphasigen Aufnahmen wurden 67 % der berechneten Vektoren in der Nachbearbeitung validiert und für 1 % der Positionen konnte kein Vektor berechnet werden. Alternative Vektoren, die aus anderen lokalen Korrelationsmaxima abgeleitet wurden, ersetzen die verbleibenden Positionen. Im Falle der Zweiphasenanalyse wurden nur 61 % der Vektoren direkt validiert, für 8 % der Positionen konnte überhaupt kein Vektor berechnet werden. In Abbildung 5.23 ist die Anzahl der, für die Berechnung des mittleren Gasphasen-Geschwindigkeitsvektors verwendeten, Vektoren für die ursprünglichen einphasigen Ergebnisse (Abbildung 5.23a) und nach der Zweiphasenauswertung (Abbildung 5.23b) dargestellt. Die Anzahl der Vektoren nimmt im Bereich des Sprays signifikant ab.

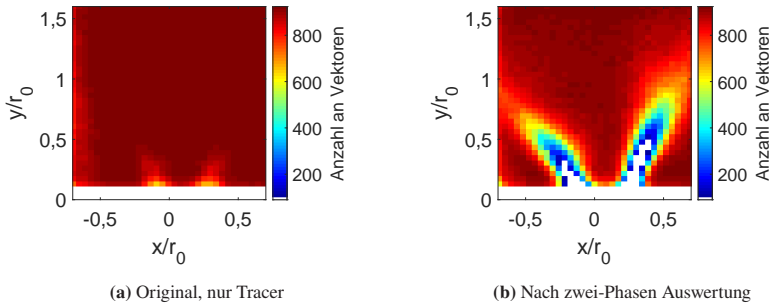


Abbildung 5.23: Verteilung der Anzahl der zur Mittlung verwendeten Vektoren

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die ausgewählte Methode und die gewählten Parameter in der Lage sind, die Geschwindigkeitsfelder der originalen Strömung zu rekonstruieren. Sie können also für die Untersuchung der realen Strömung verwendet werden.

Limitierungen des Messverfahrens

Die in dieser Arbeit vorgestellte Methode basiert auf Unterschieden im gestreuten Licht der unterschiedlichen untersuchten Phasen bzw. der zur Visualisierung eingebrachten Tracer-Partikel. Dies hat zur Folge, dass kleine Tröpfchen mit ähnlichen Streueigenschaften wie die der Tracer-Partikel nicht von diesen differenziert werden können. Dies bedeutet, dass in Bereichen des Sprays mit sehr kleinen Tröpfchen keine Flüssigphasengeschwindigkeit berechnet werden kann. Da keine Größenmessungen mit dem PIV-Aufbau möglich sind, kann die kleinste messbare Tröpfchengröße nicht ohne Weiteres bestimmt werden.

Tests mit unterschiedlichen Parametern zur Auswertung haben gezeigt, dass die erfolgreiche Gasphasen-Vektorberechnung bei Zweiphasen-PIV typischerweise größere Auswertefenster als vergleichbare Einphasen-PIV benötigt. Dies führt zu einem Verlust an räumlicher Auflösung im Vergleich zu konventionellen Messungen. Der Fehler bei der Phasentrennung hängt stark von der Menge der großen Partikel (in dieser Arbeit: Kerosintröpfchen) und von der Menge und Verteilung

der Tracer-Partikeln ab. Vorversuche in nicht-reagierenden Umgebungen und mit sorgfältig eingestellter Dichte an großen Partikeln zeigten, dass viel kleinere Fehler als in dieser Arbeit dargestellt möglich sind. In der praktischen Anwendung können diese Parameter jedoch nicht frei eingestellt werden, sodass die resultierenden Fehler nicht leicht beeinflusst werden können.

Das vorgestellte Validierungsverfahren funktioniert gut zur Bestimmung der Fehler der gemittelten Strömungsfelder von Gas- und Flüssigphase. Es gibt allerdings

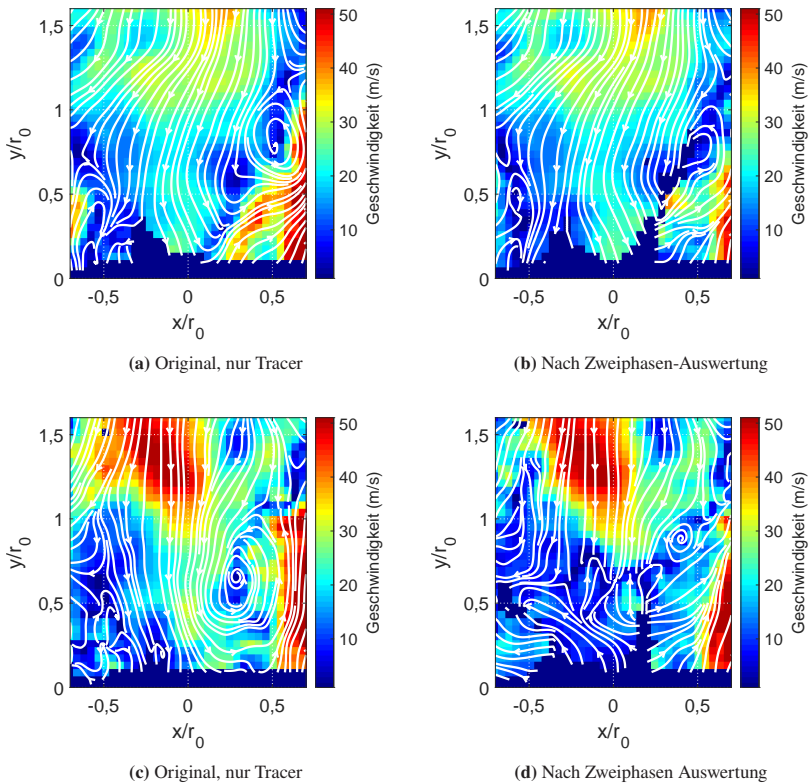


Abbildung 5.24: Vergleich einzelner PIV-Bilder. Links: Vor der Zweiphasen-Auswertung – Rechts: Nach der Zweiphasen-Auswertung

momentan keine Möglichkeit die Fehler der jeweiligen PIV-Einzelbilder zu bestimmen. Der Vergleich der künstlichen Zweiphasen-PIV Einzelbilder mit den Originalen zeigt, dass es Aufnahmen gibt, die nahezu perfekt rekonstruiert werden, wohingegen andere größere Fehler aufweisen. In Abbildung 5.24 sind zwei Beispiele hierfür gezeigt. Auf der linken Seite sind jeweils die Geschwindigkeitsfelder der originalen Einphasen-Aufnahmen zu sehen. Auf der rechten Seite ist das Ergebnis, wenn diese zu künstlichen Zweiphasen-Bildern kombiniert, getrennt und anschließend ausgewertet werden, abgebildet. Im ersten Fall (Abbildung 5.24 a und b) funktioniert die Rekonstruktion der Einzelaufnahmen sehr gut. An manchen Stellen lassen sich nach der Auswertung keine Vektoren berechnen, ansonsten ist das Strömungsfeld nahezu identisch. Im unteren Fall (Abbildung 5.24 c und d) funktioniert die Methode schlechter mit deutlichen Unterschieden im Bereich des Sprays im Vergleich vor/nach der Auswertung. Bisher gibt es keine Möglichkeit diese Einzelbilder, bei denen große Fehler in der Auswertung entstehen, in den Zweiphasen-Aufnahmen zu identifizieren.

5.3.2 Ergebnisse in der RQL-Brennkammer

Die reagierende Zweiphasenströmung in der RQL-Brennkammer wurde bei 600 K Lufteintrittstemperatur und Brennstoffzahl $\Phi_p = 1,43$ untersucht. Sowohl die Haupt- als auch die Pilot-Kraftstoffeinspritzung waren aktiv. Wie bereits in Abschnitt 5.2.1 berichtet, kann dieser Aufbau sowohl eine abgehobene als auch eine ankernde Flamme für diesen Betriebszustand stabilisieren. Die Ergebnisse beider Flammentypen sind in Abbildung 5.25 dargestellt. Beide Fälle wurden mit den gleichen Parametern ausgewertet.

In Abbildung 5.25a und 5.25b sind die Geschwindigkeitsfelder der Gasphase beider Flammentypen dargestellt. Die axiale Geschwindigkeit innerhalb der inneren Rezirkulationszone ist für die abgehobene Flamme höher als für die ankernde Flamme. Dies wurde zuvor auch in den Geschwindigkeitsfeldern der gesamten Primärzone beobachtet (siehe Abschnitt 5.2.2) und hängt mit der Öffnung des Strömungskegels aufgrund der Änderung der Flammenposition zusammen, die

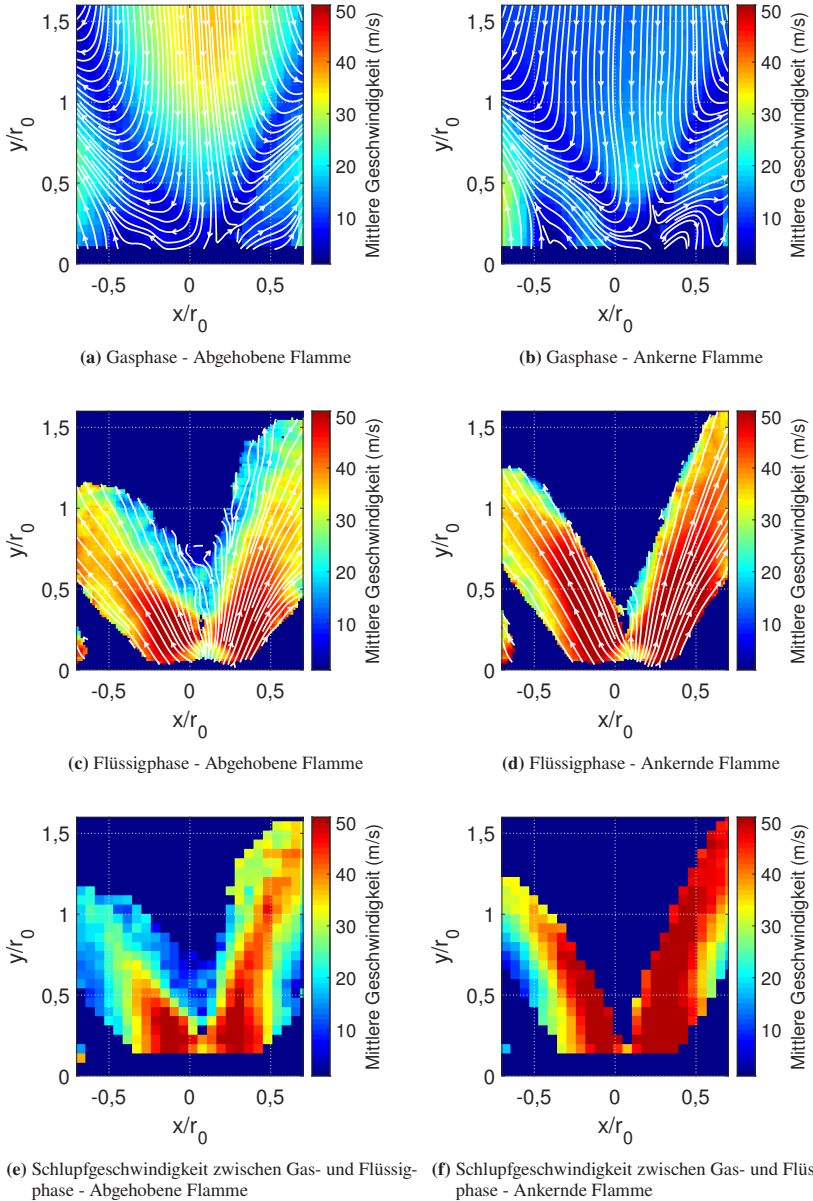


Abbildung 5.25: Ergebnisse der Zweiphasen-PIV Untersuchung für eine abgehobene und eine ankernde Flamme

wiederum die Rezirkulationsgeschwindigkeit mit zunehmenden Öffnungswinkel senkt. In beiden Fällen erstreckt sich die innere Rezirkulationszone stromaufwärts bis zur Pilot-Kraftstoffeinspritzung.

Das Geschwindigkeitsfeld der Gasphase der abgehobenen Flamme ist dem einphasigen Ergebnis aus Abbildung 5.22a sehr ähnlich. Dies ist zu erwarten, da die Bilder der Einphasenströmung bei abgeschalteten Piloten aufgenommen wurden, wodurch die Flamme auf eine sehr ähnliche Weise abhebt wie die abgehobene Flamme mit Pilot. Das Geschwindigkeitsfeld der ankernden Flamme unterscheidet sich dagegen vom einphasigen Ergebnis und zeigt geringere axiale Geschwindigkeiten in der inneren Rezirkulationszone.

Ein weiterer Unterschied besteht in den Stromlinien und dem Betrag der Geschwindigkeit in der Nähe des Piloten, die im unteren Teil der Grafik sichtbar sind. Im Fall der ankernden Flamme werden höhere Geschwindigkeiten und ein weiteres Eindringen der Luft in den Bereich des Brennstoffsprays beobachtet. Dies ist günstig für das Entzünden des Brennstoffsprays. Allerdings sind in diesem Bereich die erwarteten Fehler der Zweiphasen-PIV am höchsten, sodass keine eindeutige Aussage getroffen werden kann.

Die Abbildungen 5.25c und 5.25d zeigen die Geschwindigkeiten des Kerosinsprays. Die Stromlinien sind für beide Fälle ähnlich, jedoch sind die Geschwindigkeiten für die ankernde Flamme höher. In beiden Fällen reicht das Spray in die innere Rezirkulationszone. Die schnellere Abbremsung des Sprays in der abgehobenen Flamme könnte auf die Wechselwirkung mit der Gasphase und die höheren negativen axialen Geschwindigkeiten in der inneren Rezirkulationszone zurückgeführt werden. Das Eindringen des Brennstoffsprays in die Rezirkulationszone ist eine wichtige Beobachtung, da bei dieser RQL-Anordnung die brennstoffreiche Primärzone zu sehr niedrigem Sauerstoffgehalt in den rezirkulierten Abgasen führt und der hier eingespritzte Brennstoff eine andere Auswirkung auf die Verbrennung hat als der in die Bereiche mit Frischluft eingespritzte Brennstoff.

Die Differenzgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gasphase hat einen großen Einfluss auf den Wärme- und Stoffaustausch zwischen den Phasen und ist wichtig

für die korrekte Modellierung der Sprayverdampfung. Eine einzigartige Eigenschaft der Zweiphasen-PIV-Technik ist, dass diese Schlupfgeschwindigkeit für jede instantane Aufnahme berechnet werden kann. In den Abbildungen 5.25e und 5.25f sind die durchschnittlichen Schlupfgeschwindigkeiten zwischen Brennstofftropfen und Gasphase dargestellt. Da die durchschnittlichen Differenzgeschwindigkeiten nicht notwendigerweise gleich der Differenz zwischen den durchschnittlichen Geschwindigkeiten der getrennten Phasen sind [113], wurde der Schlupf unter Verwendung der Momentaufnahmen berechnet. Dies geschah, indem beide Vektorfelder auf ein gleiches Gitter transformiert wurden und anschließend die Geschwindigkeit der Brennstofftropfen vom nächstliegend Gasphasenvektor subtrahiert wurde. Wenn kein Gasphasenvektor berechnet wurde (z. B. in Regionen mit sehr dichtem Spray), wurde keine Differenzgeschwindigkeit berechnet. Die Ergebnisse zeigen, dass ein erheblicher Schlupf zwischen den beiden Phasen existiert und die mittleren Differenzgeschwindigkeiten bis zu 50 m/s erreichen können. Die Differenzgeschwindigkeiten sind für die ankernde Flamme höher. Die Zunahme der Spraygeschwindigkeit für die ankernde Flamme hat einen größeren Einfluss auf die Differenzgeschwindigkeiten, als die Abnahme der Axialgeschwindigkeit in der inneren Rezirkulationszone für die abgehobene Flamme.

In Abbildung 5.26 ist eine Zeitreihe von PIV-Einzelbildern dargestellt. Hintergrundfarbe und Stromlinien stellen die Gasphase dar und die weißen Pfeile sind die Geschwindigkeitsvektoren des Brennstoffsprays. Die Zeitreihe beginnt bei einer Momentaufnahme mit einem starken Rezirkulations-Ereignis mit hohen axialen Geschwindigkeiten in der inneren Rezirkulationszone. Über die Zeitreihe geht die Flamme von der abgehobenen in die ankernde Flamme über. Dies führt zu niedrigeren Axialgeschwindigkeiten in der inneren Rezirkulationszone, wie bereits in den gemittelten Strömungsfeldern gezeigt. Die Momentaufnahme bei 0 ms, mit den hohen Geschwindigkeiten innerhalb der inneren Rezirkulationszone, ist sehr typisch für die abgehobene Flamme. Dieses Verhalten wird dabei häufig beobachtet, während dies nach dem Umschlagen der Flamme nicht mehr der Fall ist. Die Momentaufnahme bei 4,67 ms ist repräsentativ für die ankernde Flamme. Verdeutlicht wird dies in den Abbildungen 5.27 und 5.28. In Abbildung

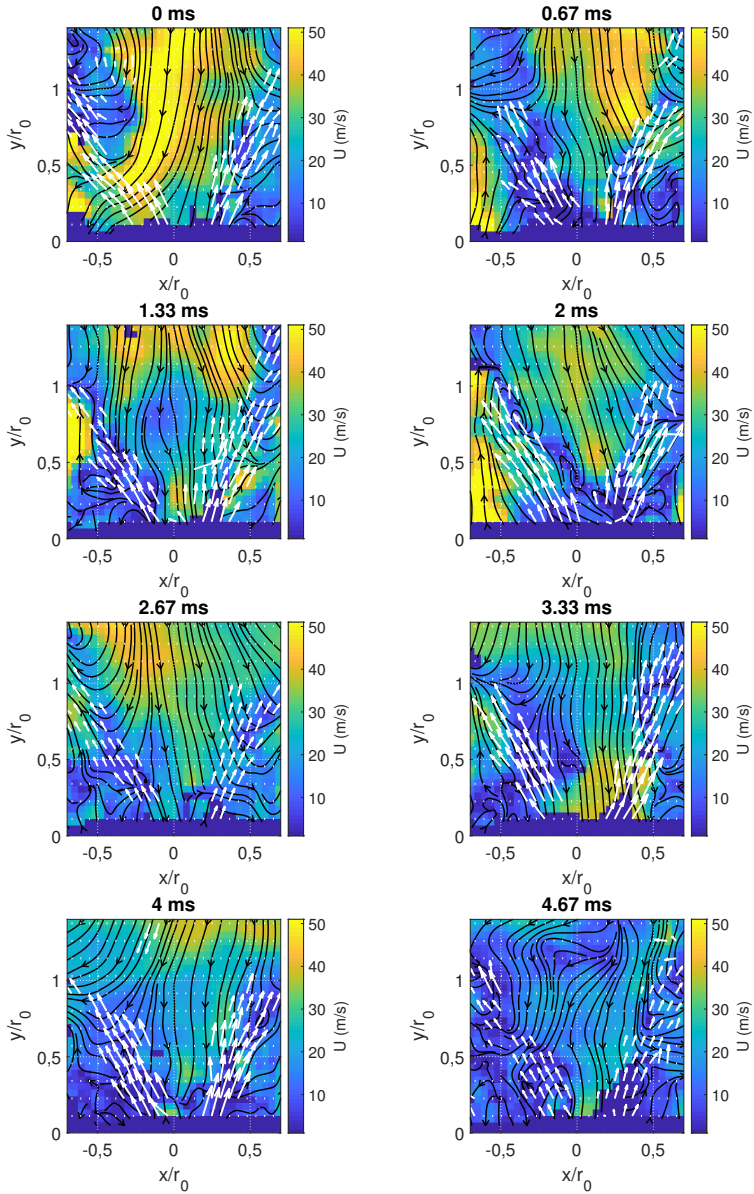


Abbildung 5.26: Zeitreihe von PIV-Einzelaufnahmen, die den Übergang von der abgehobenen zur ankernden Flamme zeigen. Weiße Pfeile stellen die Geschwindigkeitsvektoren des Brennstoffsprays dar

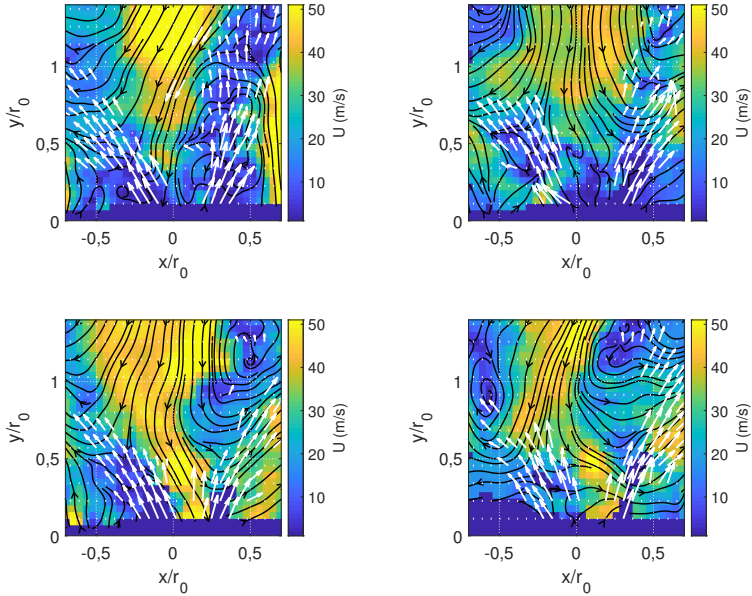


Abbildung 5.27: Ausgesuchte PIV-Einzelbilder mit hohen Geschwindigkeiten in der inneren Rezirkulation – Abgehobene Flamme. Weiße Pfeile stellen die Geschwindigkeitsvektoren des Brennstoffsprays dar

5.27 sind vier PIV-Einzelbilder, die bei abgehobener Flamme aufgenommen wurden, gezeigt. Auf diesen Bildern sind die hohen Geschwindigkeiten in der inneren Rezirkulation zu sehen, die sich bis unmittelbar vor den Piloten ausbreiten. In Abbildung 5.28 sind vier PIV-Einzelbilder bei ankernder Flamme zu sehen. Die Bereiche mit hohen Geschwindigkeiten in der inneren Rezirkulation sind nun verschwunden und die Einzelbilder sind einander ähnlicher als bei den abgehobenen Flammen.

Unterschiede in den Geschwindigkeiten lassen sich ebenfalls im Spray messen. In Abbildung 5.29 ist der instantane Betrag der Geschwindigkeit des Kerosinsprays an den Positionen $x = 0,3r_0$ und $y = 0,5r_0$ dargestellt. Die Zeit Null markiert den Beginn des Flammenumschlags von abgehobener zu ankernder Flamme und ist identisch mit dem Zeitpunkt in Abbildung 5.26. Mit der Flammenänderung nimmt

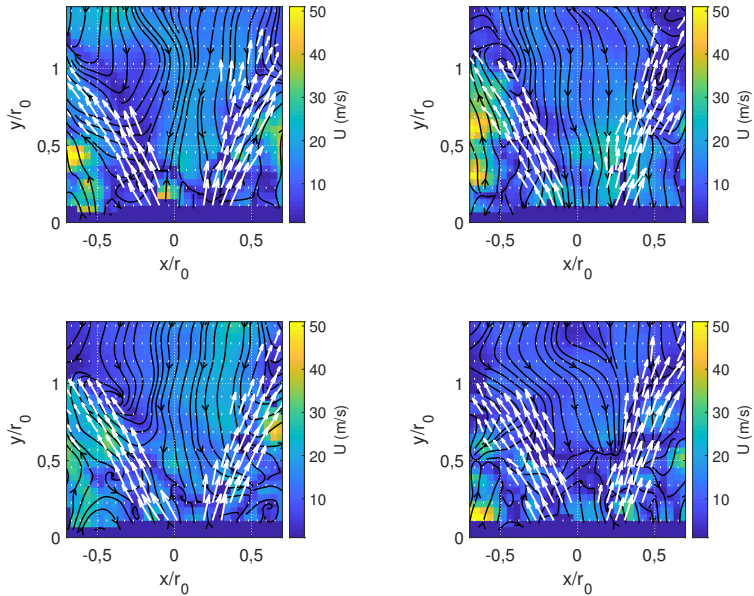


Abbildung 5.28: Ausgesuchte PIV-Einzelbilder – ankernde Flamme. Weiße Pfeile stellen die Geschwindigkeitsvektoren des Brennstoffsprays dar

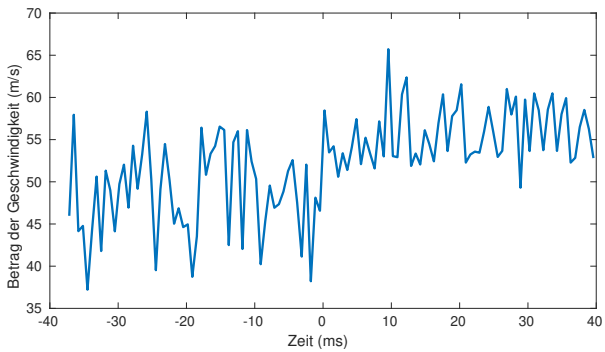


Abbildung 5.29: Instantane Spray Geschwindigkeit - $x = 0,3 r_0$; $y = 0,5r_0$ - Zeitpunkt 0 markiert den Zeitpunkt des Flammenumschlags (gleicher Zeitpunkt wie in Abbildung 5.26)

die Geschwindigkeit im Spray zu, wie dies auch bei den gemittelten Ergebnissen beobachtet wurde. Zusätzlich nehmen die Fluktuationen der Geschwindigkeit im Spray ab. Es scheint so, als ob die starken Rezirkulationsereignisse in der abgehobenen Flamme die Geschwindigkeitsschwankungen im Spray antreiben.

Zusammenfassung

Die Ergebnisse der Untersuchungen der Zweiphasen-Strömung in der Nähe des Piloten lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Die Kerosin-Tropfen bewegen sich in der Nähe des Pilotzerstäubers weitgehend unabhängig vom umgebenen Strömungsfeld und werden in die innere Rezirkulationszone transportiert. Die mit dem Treibstoff einströmende Pilot-Luft ist auf den PIV-Aufnahmen kaum zu erkennen. Die Ergebnisse der Messungen ohne Pilot legen nahe, dass diese Luft schnell in Richtung des Hauptstroms fließt und so keine Mischung mit dem Pilot-Treibstoff stattfindet. In der Nähe des Pilot-Brennstoffzerstäubers kommt es zu sehr hohen Differenzgeschwindigkeiten zwischen Brennstofftröpfchen und Gassströmung. Dies erklärt das Vorhandensein der abgehoben brennenden Flammen, da sich der Pilot aufgrund des Luftmangels im Bereich des Pilotsprays nicht entzünden kann.

Der Flammenumschlag von der abgehoben zur ankernden Flamme erfolgt aufgrund der Interaktion der Sekundärluft mit der Verbrennung in der Primärzone. Aufgrund eines fehlenden eindeutigen Stabilisierungspunktes in der abgehobenen Flamme, treten in dieser größere Strömungsschwankungen auf. Wie die Zweiphasen-PIV-Aufnahmen zeigen, erstrecken sich diese Schwankungen bis in die unmittelbare Nähe des Piloten und äußern sich durch das Vorhandensein von einzelnen Zeitpunkten mit sehr hohen Rezirkulationsgeschwindigkeiten. Durch diese Rezirkulation kann Luft aus der Sekundärströmung in die innere Rezirkulationszone transportiert werden und so den Piloten entzünden. Hierdurch erhöht sich die Temperatur in der Primärzone, das Gemisch expandiert und der Öffnungswinkel der Hauptströmung ändert sich. Wie schon in Abbildung 5.21 gezeigt, spielt die Stelle, an der die Hauptströmung mit der Sekundärluft interagiert, eine große Rolle bezüglich der Ablenkung der Sekundärluftjets. Die Öffnung der Strömung

führt dazu, dass dauerhaft Sekundärluft in die Primärzone transportiert wird, der Pilot weiter brennt und somit die Flamme stabil am Brenner ankert.

Da die Rußentstehung stark vom lokalen Äquivalenzverhältnis abhängt, ist zu erwarten, dass es im Bereich des Kerosin-Sprays zu verstärkter Rußbildung kommt. Insbesondere, da das Spray in diesem Aufbau in den Bereich der inneren Rezirkulation transportiert wird. Hier sind die Geschwindigkeiten im Vergleich zur Hauptströmung deutlich niedriger und die Verweilzeiten damit höher.

5.4 Spezies und Temperaturmessungen

Spezieskonzentrationen wurden mithilfe eines Abgasanalysators und einer wassergekühlten Lanze zur Probenentnahme gemessen. Messungen wurden in der Mittelebene der Brennkammer in einem Raster mit 8 mm vertikalem und 10 mm horizontalem Abstand aufgenommen. Die Ergebnisse für den Betriebspunkt bei $\Phi_p = 1,43$ mit Pilot sind in Abbildung 5.30 aufgetragen. Um die Lesbarkeit zu verbessern und die Interpretation zu erleichtern, sind die Ergebnisse zwischen den Messpunkten interpoliert dargestellt. Aufgrund von Limitierung der maximal messbaren Konzentration von CO und UKW der verwendeten Sensoren konnten Messungen nicht innerhalb der Primärzone durchgeführt werden. Der dargestellte Bereich beschränkt sich daher auf die Sekundärlufteinlässe sowie dem Übergangsbereich in die Primärzone. Bei der Interpretation der Daten ist zu beachten, dass es bei der Messung mit der gekühlten Lanze in der Brennkammer zu sichtbaren Störungen der Flammenstruktur gekommen ist und sich ausschließlich die ankernde Flamme stabilisieren lässt. Der Durchmesser der Lanze liegt in der gleichen Größenordnung wie die Löcher der Sekundärluftzugänge. Es muss davon ausgegangen werden, dass sich die Strömung an der Lanze staut und so das gesamte Strömungsfeld beeinflusst wird. Außerdem kann die gekühlte Lanze die Temperaturen in der Brennkammer verändert. Die gemessenen Konzentrationen haben daher eher qualitativen Charakter und es wird im Rahmen der Arbeit lediglich ein Betriebspunkt betrachtet.

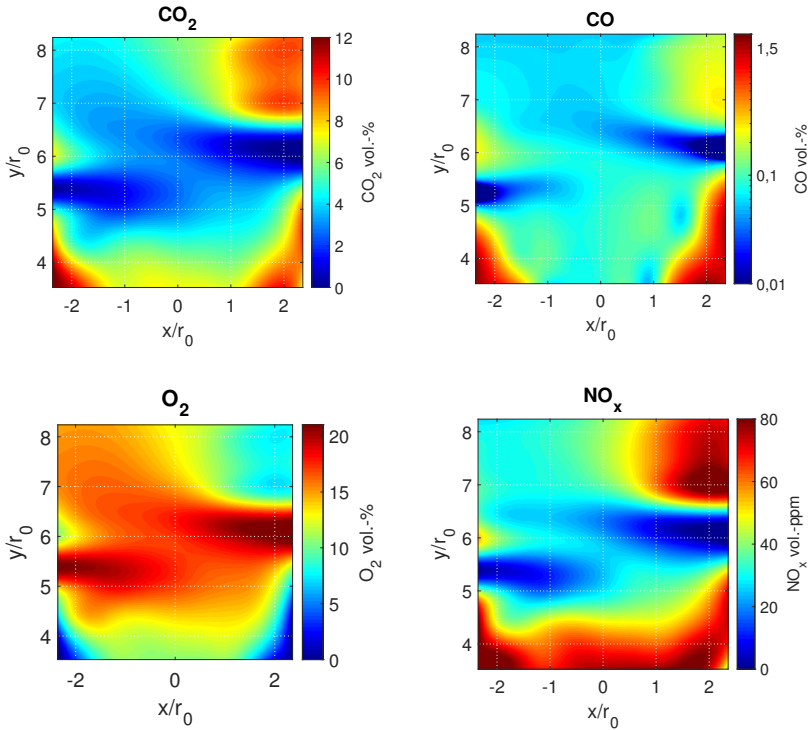


Abbildung 5.30: Gemessene Spezieskonzentrationen in der Fett/Mager Brennkammer bei $\Phi_p = 1,43$ und 600 K Lufttemperatur ankernde Flamme – mittlere Ebene – Interpolierte Darstellung

In Abbildung 5.30 sind CO_2 , CO , O_2 und NO_x Konzentrationen gezeigt. Die beiden in der Messebene gelegenen Sekundärlufteinlässe lassen sich gut anhand der steigenden Konzentrationen von O_2 und fallenden Konzentrationen der anderen Spezies erkennen. Stromab des rechten Sekundärlufteinlasses ist ein Gebiet mit erhöhten CO_2 , CO und NO_x Konzentrationen zu sehen. Dies spricht für eine an dieser Stelle schlechte Durchmischung von Sekundär- und Primärstrom. In der Mitte der Brennkammer stromauf der Sekundäreinlässe ist O_2 deutlich messbar. Lediglich am Rand der Brennkammer erreicht die Konzentration Werte nahe Null, wie man sie für eine mit Brennstoffüberschuss betriebene Primärzone erwarten

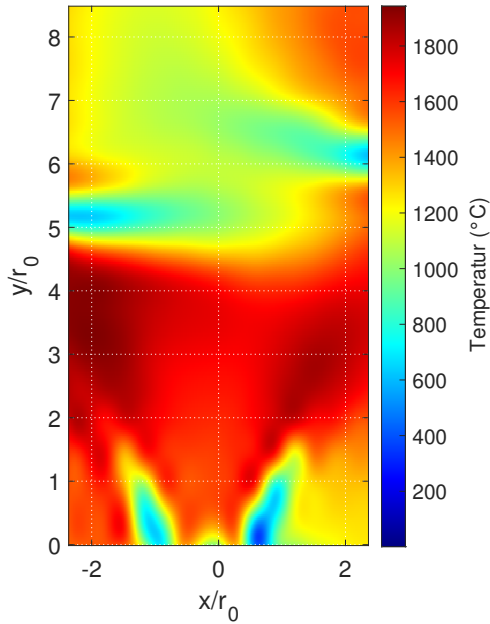


Abbildung 5.31: Gemessene Temperaturen bei $\Phi_p = 1,43$ und 600 K Lufttemperatur ankernde Flamme – mittlere Ebene – Interpolierte Darstellung

würde. Der in den PIV-Messungen beobachtete Transport von Sekundärluft in die Primärzone führt wie erwartet zu einem Transport von unverbrannter Luft in die innere Rezirkulationszone.

Die Ergebnisse der Temperaturmessung sind in Abbildung 5.31 aufgetragen. Dieselben Einschränkungen bezüglich der Genauigkeit wie bei den Spezies-Messungen müssen auch hier gemacht werden. Zusätzlich kommt eine Ungenauigkeit durch den zur Korrektur der Ergebnisse verwendeten Emissionsgrad hinzu, da sich dieser in rußenden Flammen durch Ablagerungen am Thermoelement verändern kann. Messungen waren hier bis unmittelbar über dem Brenner möglich. Die Messungen wurden in einem Raster mit 5 mm horizontalem und

8 mm vertikalem Abstand durchgeführt. Die Halbierung des Abstands in horizontaler Richtung im Vergleich zu den Speziesmessungen war aufgrund der deutlich kürzeren Messdauer der Temperaturmessungen möglich. In den Messungen sind die Lufteinlässe des Brenners und der Sekundärluft gut durch die dort wesentlich niedrigeren Temperaturen zu erkennen. Die unteren Ecken der Brennkammer sind etwas kühler als der Rest der Primärzone, wobei es leichte Unterschiede zwischen der rechten und der linken Seite der Brennkammer gibt, die durch das leicht asymmetrische Strömungsfeld hervorgerufen werden. Abseits der Ecken und unmittelbar über dem Brenner ist das Temperaturfeld in der Primärzone recht gleichmäßig. Der in den PIV- und Spezies-Messungen beobachtete Transport von Sekundärluft in die innere Rezirkulation führt hier nicht zu Änderungen der Temperatur. Stromab des rechten Sekundärlufteinlasses lässt sich - analog zu den Erkenntnissen aus den Spezies-Messungen - ein Bereich mit erhöhten Temperaturen erkennen. Dieser wird wahrscheinlich durch unzureichende Vermischung der Strömung aus der Primärzone mit der Sekundärluft hervorgerufen.

5.5 Rußvolumenbruch und Partikelgrößen in der RQL-Brennkammer

Mit den Erkenntnissen bezüglich Strömungs- und Mischungsfeld aus den vorangegangenen Abschnitten soll nun die Rußentstehung in der Brennkammer untersucht werden. Mit der in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Prompt-LII wird zunächst die Verteilung und der Volumenbruch des Rußes betrachtet. Im Anschluss wird dann mithilfe der in Abschnitt 3.4.4 beschriebenen, zeitaufgelösten, zwei-Farben LII, der Partikeldurchmesser an ausgesuchten Stellen untersucht.

Die in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Flammentypen haben sehr unterschiedliche Rußverteilungen. So kann bei den Betriebspunkten mit aktivem Pilot ($\Phi_p = 1,25$; 1,43 und 1,67) für die abgehobene Flamme kein Ruß detektiert werden, im Fall der ankernden Flamme jedoch schon. Daher werden die abgehobenen Flammen im Folgenden bei brennstoffreicheren Betriebspunkten vermessen ($\Phi_p = 1,82$; 1,92 und 2). Außerdem wurde bei den Messungen in den abgehobenen Flammen

der Pilot-Zerstäuber ausgeschaltet, um wiederholbar abgehobene Flammen zu erzeugen.

5.5.1 Verteilung des Rußvolumenbruchs in der Primärzone der Brennkammer

Abbildung 5.32a zeigt zufällig ausgewählte LII-Einzelbilder, die bei einer Brennstoffzahl von $\Phi_p = 1,43$ aufgenommen wurden. Die Rußverteilung variiert stark von Bild zu Bild, mit einzelnen Ligamenten mit sehr hohen Volumenbrüchen (bis zu mehreren ppm) und großen Bereichen ohne messbare Rußkonzentration. In Abbildung 5.32b ist für die drei untersuchten Brennstoffzahlen die örtliche Verteilung der Wahrscheinlichkeit, dass Ruß detektiert wurde, aufgetragen. Aufgrund früherer Arbeiten [18, 22] war zu erwarten, dass Ruß sehr intermittierend auftritt und folglich die Wahrscheinlichkeit Ruß zu messen relativ gering ist. Abbildung 5.32c zeigt das gemittelte LII-Signal bei den drei Brennstoffzahlen. Für jeden Betriebspunkt wurden 800 Bilder gemittelt.

Für alle Betriebsbedingungen kann Ruß nur innerhalb der inneren Rezirkulationszone nachgewiesen werden. Die maximale Rußkonzentration ist bei $\Phi_p = 1,43$ zu beobachten und nicht wie erwartet am kraftstoffreicheren Punkt $\Phi_p = 1,67$. Tatsächlich weist der kraftstoffreichste Punkt die niedrigste messbare Konzentration aller drei Betriebspunkte auf. Da im Rahmen dieser Arbeit der Druckverlust und damit der Luftmassenstrom konstant ist und die Änderung der Brennstoffzahl durch Variation des Kerosinmassenstroms und damit des Drucks im Zerstäuber ($p = 7; 9,1$ und $12,4$ bar für $\Phi_p = 1,25; 1,43$ und $1,67$) erreicht wird, sind die Unterschiede in der Rußentstehung höchstwahrscheinlich mit einer Änderung der Brennstoffzerstäubung und -vermischung verbunden. Die Tatsache, dass Ruß nur innerhalb der inneren Rezirkulationszone sichtbar ist und dass sich Kerosintröpfchen des Pilotsprays gegen den rezirkulierenden Luftstrom in die innere Rezirkulationszone bewegen (siehe Abschnitt 5.3), bedeutet, dass das Spray des Piloten in dieser Anordnung einen großen Einfluss auf die Rußentstehung hat.

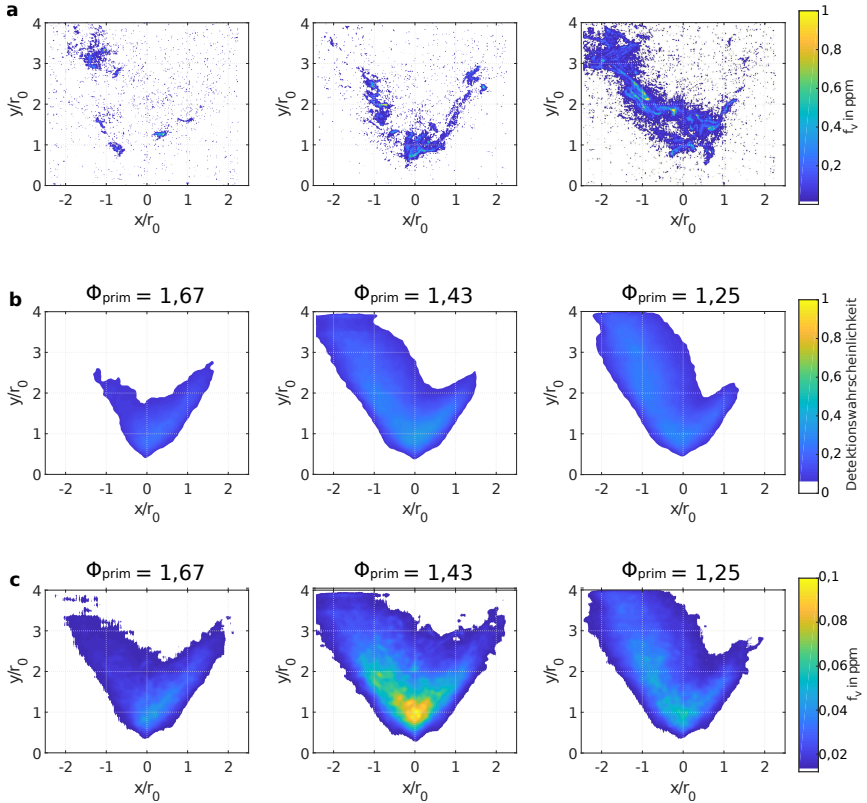


Abbildung 5.32: LII Messungen in der Flamme mit eingeschalteten Pilot (ankernde Flamme) - (a) Zufällig ausgewählte LII-Einzelbilder bei $\Phi_p = 1,43$ - (b) Ruß-Detektionswahrscheinlichkeit - (c) Gemittelte Rußvolumenbruch Verteilung

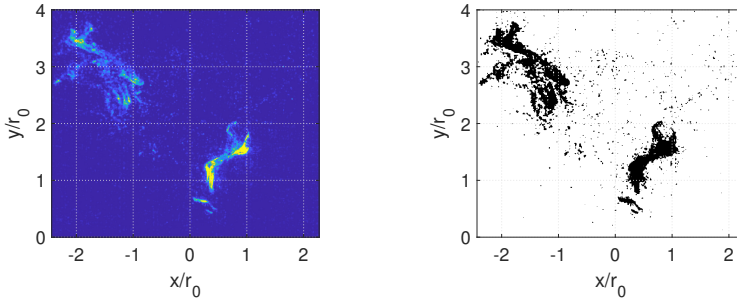


Abbildung 5.33: Links: LII Einzelbild ($\Phi_p = 1,43$) - Rechts: Binärmaske zur Analyse von Anzahl und Größe der Rußligamente

Zur weiteren Analyse der Unterschiede in der Rußbildung zwischen den Betriebspunkten, wird die Anzahl und durchschnittliche Größe der Rußligamente untersucht. Hierfür werden die LII-Einzelbilder mit einem einfachen Schwellwert in rußende und nicht rußende Bereiche eingeteilt. Abbildung 5.33 zeigt ein LII-Einzelbild und die daraus generierte binäre Maske. Alle zusammenhängenden erkannten Pixel werden nun als ein Rußligament gewertet und so die Anzahl der Ligamente gezählt sowie die durchschnittliche Größe der Ligamente berechnet. Es ergeben sich so:

$\Phi_p = 1,67$; Größe = 25,2 px; Anzahl = 439

$\Phi_p = 1,43$; Größe = 42,4 px; Anzahl = 656

$\Phi_p = 1,25$; Größe = 40,5 px; Anzahl = 625

Es zeigt sich, dass sowohl die durchschnittliche Anzahl als auch die durchschnittliche Größe der Ligamente für die Betriebspunkte $\Phi_p = 1,43$ und $\Phi_p = 1,25$ sehr ähnlich ist. Für den Punkt $\Phi_p = 1,67$ ist wiederum sowohl die Anzahl als auch die durchschnittliche Größe deutlich kleiner. Dies könnte ein Zeichen für eine bessere Vermischung des Kerosinsprays mit der Verbrennungsluft, bedingt durch die Erhöhung des Einspritzdrucks, sein.

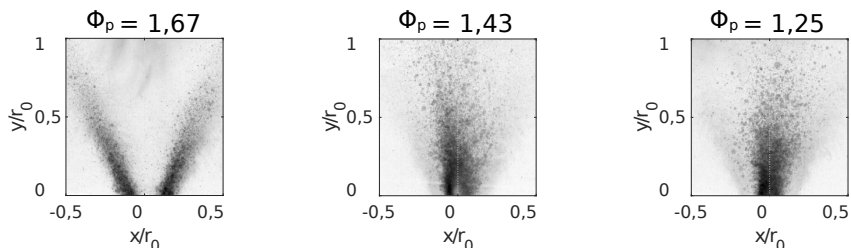


Abbildung 5.34: Bilder der Mie-Streuung des Kerosin Sprays. Mittelwert aus 100 Bildern - Normiert mit der maximalen Intensität

Zur Visualisierung des entsprechenden Kerosinsprays wurde der Nd:YAG-Laser frequenzverdoppelt (532 nm Wellenlänge) und ein Lasersheet erzeugt. Die Mie-Streuung an den Kerosintropfen wurde mit einer Kamera aufgezeichnet. Abbildung 5.34 zeigt das durchschnittliche Ergebnis von 100 Bildern bei den verschiedenen Betriebsbedingungen. Bei $\Phi_p = 1,67$ kann ein Hohlkegelspray beobachtet werden. Dies ist bei den anderen Betriebsbedingungen nicht der Fall. Zusätzlich erscheinen die Kraftstofftröpfchen größer und wandern bei den Betriebspunkten $\Phi_p = 1,43$ und $\Phi_p = 1,25$ weiter in die innere Rezirkulationszone.

Die Veränderungen der Größe und Anzahl der Rußligamente sowie der insgesamt geringere Rußvolumenanteil für den brennstoffreichsten Betriebspunkt werden demnach durch eine bessere Zerstäubung und Vermischung des Pilotsprays verursacht. Bei diesem Aufbau hat die bessere Zerstäubung und Durchmischung einen größeren Einfluss auf die Rußerzeugung als die Gesamtveränderung des Brennstoff/Luft-Verhältnisses.

Abgehobene Flammen

Wie eingangs erwähnt, werden die abgehobenen Flammen aufgrund ihrer höheren Rußgrenze in brennstoffreicheren Betriebspunkten vermessen.

In Abbildung 5.35a sind zufällig ausgewählte LII-Einzelbilder der abgehobenen Flamme bei $\Phi_p = 1,92$ ohne Pilot-Kraftstoffeinspritzung dargestellt. Statt in ppm

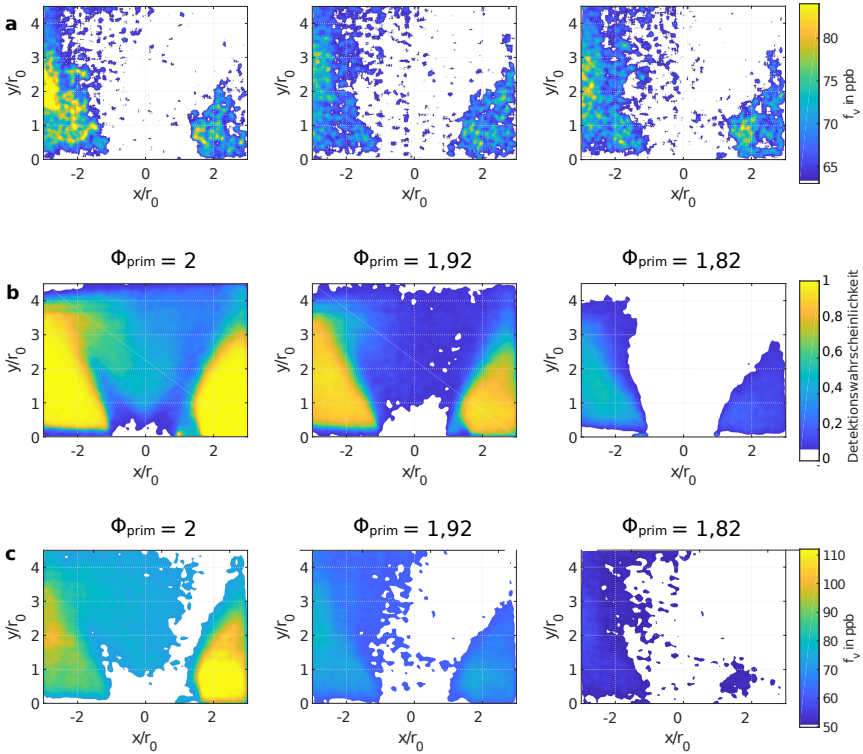


Abbildung 5.35: LII Messungen in der Flamme mit ausgeschalteten Pilot (abgehobene Flamme) – (a) Zufällig ausgewählte LII-Einzelbilder bei $\Phi_p = 1,92$ – (b) Ruß Detektionswahrscheinlichkeit – (c) Gemittelte Ruß-Volumenbruch Verteilung

sind die Ergebnisse aufgrund der niedrigeren Konzentrationen nun in ppb aufgetragen. Ruß ist jetzt hauptsächlich in der äußeren Rezirkulationszone sichtbar. Im Gegensatz zum Fall mit Piloteinspritzung sind die Momentaufnahmen jetzt einander relativ ähnlich. Einzelne Rußligamente, wie bei den Flammen mit Pilot, sind nur in einigen Momentaufnahmen des kraftstoffreichsten Falles $\Phi_p = 2$ sichtbar. Folglich ist die örtliche Wahrscheinlichkeit Ruß zu detektieren, wie in Abbildung 5.35b gezeigt, in der äußeren Rezirkulationszone sehr hoch und erreicht Werte

nahe eins für die treibstoffreicheren Fälle. Dies steht im Gegensatz zu dem normalerweise sehr intermittierenden Rußverhalten, das in anderen kerosinbefeuerten Experimenten [22, 23] zu beobachten ist.

Abbildung 5.35c zeigt die gemittelten LII-Messungen. Die Ergebnisse folgen nun dem erwarteten Trend, bei dem der brennstoffreichste Betriebspunkt auch die höchste Rußkonzentration aufweist. Die innere Rezirkulationszone weist im Vergleich zur äußeren Rezirkulationszone eine geringere bis keine messbare Rußkonzentration auf. Im Gegensatz zu den Betriebspunkten mit Pilot-Kraftstoffeinspritzung gibt es keinen erkennbaren Einfluss der Kraftstoffzerstäubung auf den gemessenen Rußvolumenbruch. Die durch das Abheben der Flamme erhöhten Misch- und Verdampfungszeiten scheinen ausreichend, um eine gute Durchmischung von Brennstoff und Luft zu gewährleisten.

Vergleich mit vorgemischten, laminaren Flammen

Die Rußbildungseigenschaften der abgehobenen Flammen, wie die geringe Intermittens und die Abhängigkeit des maximalen Volumenbruchs von der Brennstoffzahl, sind Hinweise auf die gute Vermischung von Kerosin und Luft. Um diesen Aspekt weiter zu untersuchen, wird ein Vergleich zwischen den abgehobenen Flammen und den vollständig vorgemischten Flammen am McKenna-Brenner in Bezug auf die Rußgrenze und die Rußvolumenanteile versucht.

Wie schon im Abschnitt 4.2 beschrieben, beginnt sich die Flamme am McKenna-Brenner bei einer Brennstoffzahl von $\Phi = 1,65$ leicht rot zu verfärben und der erste mittels Laser-Extinktion messbare Ruß kann bei $\Phi = 1,7$ beobachtet werden. In den LII-Messungen an der RQL-Brennkammer ohne Pilot ist bei $\Phi_p = 1,67$ kein Ruß messbar und das erste Signal kann bei $\Phi_p = 1,82$ detektiert werden. Es ist zu beachten, dass das Signal bei $\Phi_p = 1,82$ sehr nahe an der Nachweisgrenze des Systems liegt, was die genaue Bestimmung der Rußgrenze erschwert. Betrachtet man die Rot-Färbung der Flamme, so liegt die Rußgrenze in der RQL-Brennkammer bei ungefähr $\Phi_p = 1,67$.

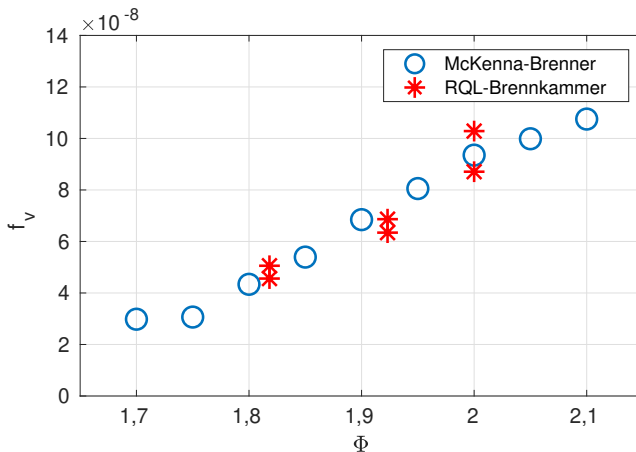


Abbildung 5.36: Vergleich des maximalen gemessenen Rußvolumenbruchs im McKenna-Brenner mit den maximalen Werten in der äußeren Rezirkulation der RQL-Brennkammer (jeweils pro Seite)

Abbildung 5.36 zeigt den Rußvolumenbruch als Funktion der Brennstoffzahl, gemessen durch Laser-Extinktion in einer Höhe von 10 mm über der Brennerplatte am McKenna-Brenner. Wie für die vollständig vorgemischten Flammen erwartet, nimmt der Rußvolumenbruch mit zunehmender Brennstoffzahl zu. In der gleichen Abbildung sind die mit LII gemessenen Rußvolumenbrüche in der RQL-Brennkammer in den abgehobenen Flammen dargestellt. Die Werte entsprechen den maximalen Werten, die je rechts und links in der äußeren Rezirkulationszone gemessen wurden. In der RQL-Brennkammer nimmt der Rußvolumenbruch mit steigender Brennstoffzahl zu und folgt dem Trend der vorgemischten Flammen. Darüber hinaus zeigen die Volumenbrüche der beiden Prozesse eine unerwartet gute Übereinstimmung, wenn sie bei gleicher Brennstoffzahl verglichen werden. In Anbetracht der Gesamtgenauigkeit der LII-Messungen und der offensichtlichen Unterschiede der beiden Prozesse (z. B. Temperaturen und Verweilzeiten) ist die wichtigste Schlussfolgerung, die aus diesem Vergleich gezogen werden kann, dass die in der RQL-Brennkammer erzeugten Rußvolumenanteile in der gleichen Größenordnung liegen wie die aus den vorgemischten Flammen. Beide Beobachtungen zeigen, dass die längeren Verweilzeiten in den abgehobenen

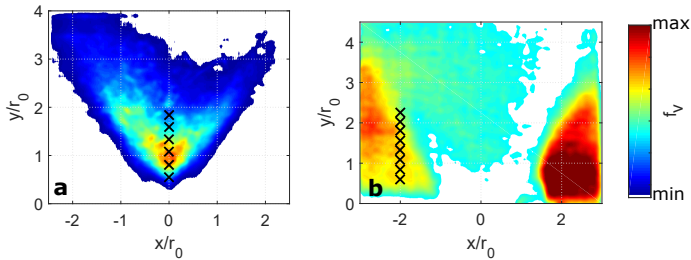


Abbildung 5.37: Position der zwei-Farben-LII Messungen – (a) ankernde Flammen – (b) abgehobene Flammen

Flammen und die damit verbesserte Verdampfung und Vermischung des Kerosins dazu führen, dass die Verbrennung in einem vorgemischten Modus abläuft.

5.5.2 Primärpartikelgrößen in der Primärzone der Brennkammer

Zur Bestimmung der Rußpartikelgrößen wurde die in Abschnitt 3.4.4 beschriebene zwei-Farben zeitaufgelöste LII verwendet. Im Gegensatz zur prompt-LII kann diese nur punktwise messen. Aufgrund der langen Dauer der Messungen und des damit verbundenen Materialaufwands durch Verschleiß wurde die Anzahl der Messpunkte pro Betriebspunkt eingeschränkt. In Abbildung 5.37 sind die entsprechenden Positionen, an denen die Partikelgrößen bestimmt wurden, dargestellt. Im Fall der ankernden Flammen mit aktivem Pilot wurde auf der zentralen Achse in unterschiedlichen Höhen über dem Brenner gemessen. Im Falle der abgehobenen Flammen wurde im Bereich der äußeren Rezirkulation gemessen. Im Falle der ankernden Flammen wurde an jeder Position für die Dauer von 1000 Laserpulsen gemessen, wobei aufgrund der hohen Intermittens des Rußes nur in einem Bruchteil der Messungen ein LII-Signal aufgezeichnet wurde. Bei den Messungen der abgehobenen Flammen wurden aufgrund der wesentlich höheren Datenrate lediglich für die Dauer von 250 Laserpulsen gemessen.

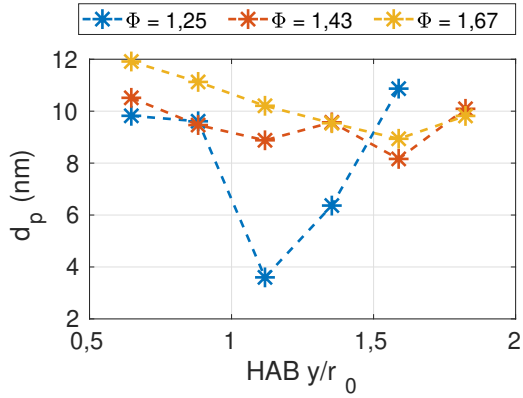


Abbildung 5.38: Primärpartikelgröße der Rußpartikel in der Primärzone – ankernde Flammen mit Pilot

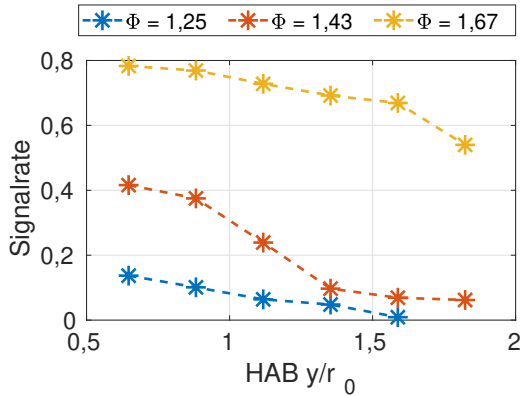


Abbildung 5.39: Anteil der Aufnahmen mit LII Signal – ankernde Flammen mit Pilot

Die Ergebnisse der Messungen in den ankernden Flammen mit Pilot sind in Abbildung 5.38 dargestellt. Die Partikelgrößen liegen im Bereich 8 - 12 nm und nehmen mit zunehmenden Abstand zum Brenner leicht ab. Ausnahme ist der Verlauf bei $\Phi_p = 1,25$, hier nimmt der Durchmesser zwischenzeitlich auf unter 4 nm ab und steigt daraufhin wieder deutlich an. Dieses unerwartete Verhalten lässt sich anhand der Datenrate erklären. Wie schon im vorherigen Abschnitt berichtet, ist der Ruß – für turbulente Diffusionsflammen typisch – stark intermittierend. Das heißt, dass in den 1000 an jeder Position aufgenommenen Signalen nur in einem Bruchteil der Messungen auch das LII-Signal detektiert werden kann. Die normierte Anzahl an Messungen mit LII Signal pro Messposition ist in Abbildung 5.39 gezeigt.

Für alle Betriebspunkte sinkt die Anzahl an LII Signalen mit zunehmenden Abstand zum Brenner. Zusammen mit dem abnehmenden Partikeldurchmesser ist das ein Anzeichen für die einsetzende Oxidation der Rußpartikel. Im Falle des Betriebspunkts $\Phi_p = 1,25$ ist die Signalarate so niedrig, dass die gemittelten Partikeldurchmesser der letzten Punkte lediglich aus einer Handvoll Signalen errechnet werden konnte. An den Positionen mit wieder ansteigendem Partikeldurchmesser ist daher wahrscheinlich bereits der größte Teil der Partikel vollständig oxidiert und nur die Partikel, die zu Rußligamenten mit besonders hoher Rußkonzentration gehören, werden überhaupt noch bis an diese Stellen transportiert und sorgen so für die wieder erhöhten Durchmesser. Wie schon bei den Messungen mit der Prompt-LII wurde auch bei den zeitaufgelösten Messungen eine niedrigere Maximalintensität der Rußligamente bei $\Phi_p = 1,67$ beobachtet. Aus diesem Grund konnte die Verstärkung der Photodetektoren an diesem Betriebspunkt höher gewählt werden als an den anderen Betriebspunkten, ohne Gefahr zu laufen den Detektor zu übersättigen. Dies führt zu einer niedrigeren Detektionsschwelle und somit zu einer deutlich höheren Signalarate im Vergleich zu den andern Punkten, aber auch im Vergleich zu den Ergebnissen aus der Prompt-LII.

Abbildung 5.40 zeigt die Ergebnisse der Messungen in den abgehobenen Flammen. Die Primärpartikeldurchmesser bei unterschiedlichen Betriebspunkten und Höhen über dem Brenner unterscheiden sich nur unwesentlich voneinander und sind deutlich kleiner als die Durchmesser in den ankernden Flammen. Diese

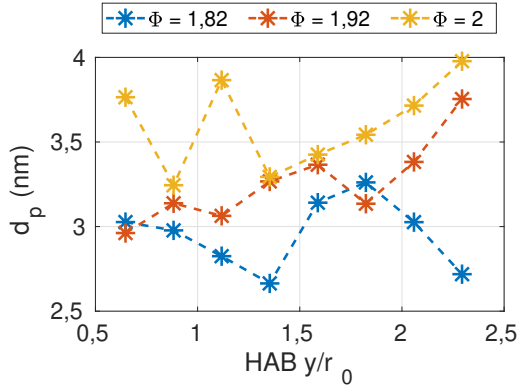


Abbildung 5.40: Primärpartikelgröße der Rußpartikel in der Primärzone – abgehobene Flammen ohne Pilot

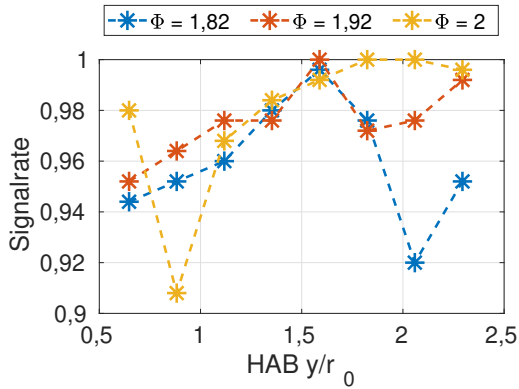


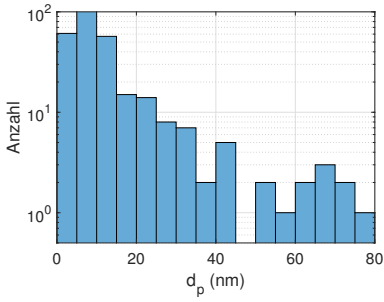
Abbildung 5.41: Anteil der Aufnahmen mit LII Signal – abgehobene Flammen ohne Pilot

kleinen Durchmesser werden sonst typischerweise in vorgemischten Flammen beobachtet. Wie bereits in Abschnitt 5.5.1 berichtet ist die Datenrate in den abgehobenen Flammen deutlich größer. Abbildung 5.41 zeigt die entsprechenden Raten. Für alle untersuchten abgehobenen Flammen lag die Datenrate immer über 90% und erreichte für einige Punkte 100%.

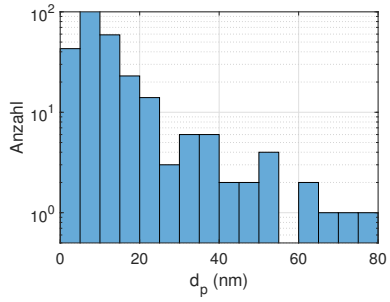
Wie in Abschnitt 3.4.4 beschrieben, hat die Temperatur der Flamme einen großen Einfluss auf die errechneten Partikeldurchmesser. Diese Temperatur konnte im Rahmen dieser Untersuchung nur abgeschätzt werden. Die gemessenen Unterschiede der Primärpartikeldurchmesser innerhalb der abgehobenen und der ankernden Flammen können daher leicht durch Abweichungen der Temperatur hervorgerufen werden. Erst die deutlichen Unterschiede zwischen ankernden Flammen (10 - 12 nm) und abgehobenen Flammen (3 - 4 nm) sind signifikant und nicht durch abweichende Flammentemperaturen erklärbar.

Unterschiede zwischen den ankernden und den abgehobenen Flammen lassen sich ebenfalls beim Blick auf die Größenverteilung der Partikel erkennen. Zu diesem Zweck wurden die LII-Signale nicht wie bisher gemittelt und anschließend ausgewertet, sondern für jedes einzelne LII-Signal ein Partikeldurchmesser errechnet. Da die Signale aufgrund der starken Hintergrundstrahlung der Flamme zum Teil stark gestört sind, wurden die Signale zunächst mit einer Exponentialfunktion gefittet und im Anschluss der Temperaturverlauf und daraus die Partikelgröße errechnet. Es muss davon ausgegangen werden, dass die so errechneten Durchmesser größeren Fehlern unterliegen als die der gemittelten Werte. Im Rahmen dieser Arbeit sollen diese Ergebnisse daher eher qualitativ betrachtet werden.

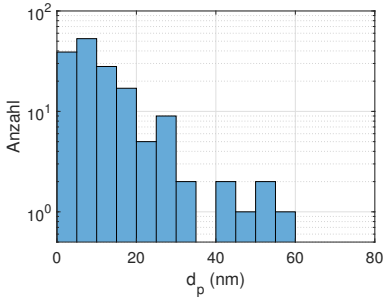
Abbildung 5.42 zeigt die Verteilung der Primärpartikelgröße in unterschiedlichen Abständen zum Brenner für den Betriebspunkt $\Phi_p = 1,43$. Die meisten errechneten Durchmesser liegen im Bereich um 10 nm und damit in der Größenordnung der gemessenen Mittelwerte. Darüber hinaus gibt es jedoch weitere Signale mit deutlich größeren Durchmessern bis zu 80 nm. Mit zunehmendem Abstand zum Brenner wird die Anzahl der Signale mit diesen sehr großen Partikeldurchmessern immer geringer. Zum Vergleich sind die Verteilungen für die abgehobene Flamme bei $\Phi_p = 1,92$ in Abbildung 5.43 gezeigt. Wie zu erwarten, sind die meisten er-



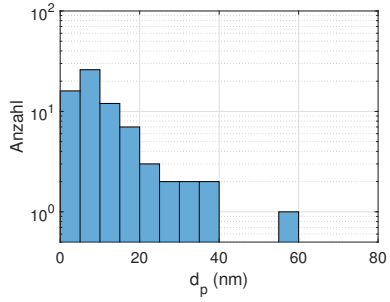
(a) 11 mm über Brenner



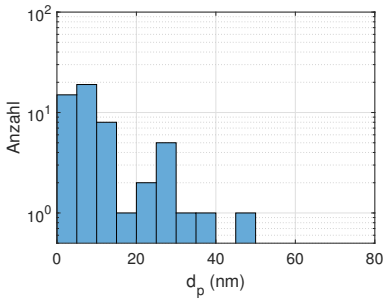
(b) 15 mm über Brenner



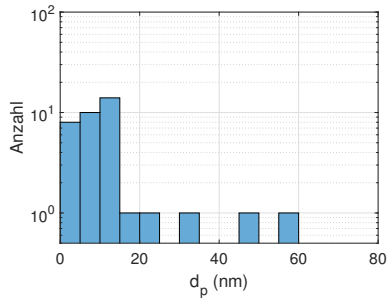
(c) 19 mm über Brenner



(d) 23 mm über Brenner

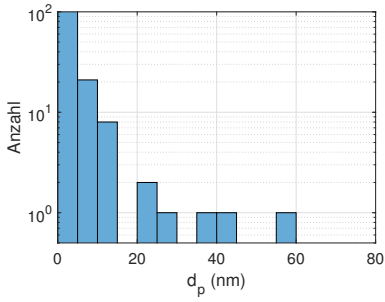


(e) 27 mm über Brenner

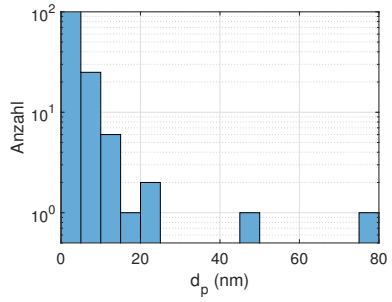


(f) 31 mm über Brenner

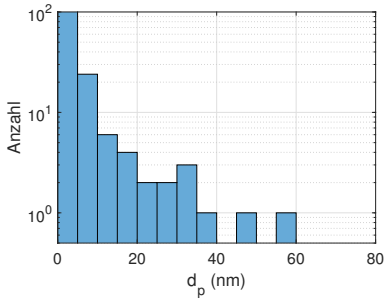
Abbildung 5.42: Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,43$ – ankernde Flamme



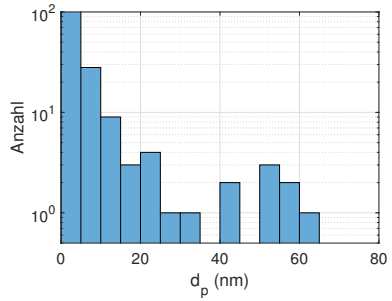
(a) 11 mm über Brenner



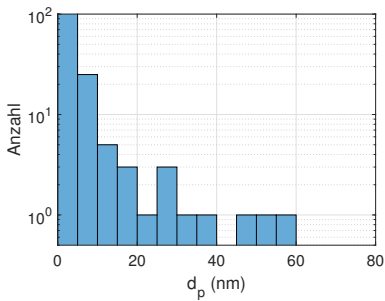
(b) 15 mm über Brenner



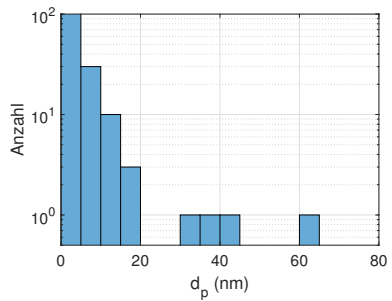
(c) 19 mm über Brenner



(d) 23 mm über Brenner



(e) 27 mm über Brenner



(f) 31 mm über Brenner

Abbildung 5.43: Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,92$ – abgehobene Flamme

mittelten Durchmesser in der abgehobenen Flamme kleiner als in der ankernden. Auch hier gibt es vereinzelt Signale mit deutlich größeren Durchmessern, allerdings ist deren Anzahl im Vergleich geringer. Die Verteilung der Durchmesser ist in den abgehobenen Flammen schmaler. Wie schon beim mittleren Durchmesser lässt sich auch für die Verteilung der Durchmesser kein Trend in Abhängigkeit des Abstands zum Brenner erkennen. Die Verteilungen der anderen Betriebspunkte sind im Anhang A.3 zu finden. Die Verteilungen für $\Phi_p = 1,67$ sind noch mal deutlich breiter als die hier gezeigten und die Verteilungen bei $\Phi_p = 1,25$ sind aufgrund der zum Teil sehr niedrigen Anzahl an Signalen nur bedingt aussagekräftig. Die Verteilungen der abgehobenen Flammen unterscheiden sich nicht wesentlich voneinander.

Der unterschiedliche Verlauf der mittleren Durchmesser und Partikelgrößenverteilungen für die unterschiedlichen Flammentypen lässt sich mit der beobachteten Rezirkulation von Sekundärluft in die Primärzone erklären. Im Fall der ankernden Flamme strömt zusätzlicher Sauerstoff in die innere Rezirkulation und es kommt zur teilweisen Oxidation des Rußes. Der Durchmesser der Rußpartikel nimmt daher mit Abstand über dem Brenner ab. Im Falle der abgehobenen Flammen ist dies nicht der Fall, es gibt keine zusätzliche Verbrennungsluft und aufgrund des Sauerstoffmangels kommt es nicht zur Rußoxidation. Die mittleren Durchmesser und die Partikelgrößenverteilungen der Rußpartikel bleiben konstant.

5.5.3 Partikelgrößenverteilung am Brennkammeraustritt

Unter dem Gesichtspunkt der Schadstoffemission ist die Partikelgrößenverteilung und die Anzahl der Partikel am Austritt aus der Brennkammer die wichtigste Größe. Durch das Zuführen der Sekundärluft und die gestufte Verbrennung der in dieser Arbeit untersuchten Konfiguration wird es in der sekundären Verbrennungszone zu Rußoxidation kommen. Je nach untersuchtem Betriebspunkt liegt die globale Luftzahl des Gemischs zwischen 1.43 und 2.27. Aufgrund dieser z. T.

sehr hohen Luftzahlen ist mit einer deutlichen Reduzierung der Rußkonzentrationen im Vergleich zur Primärzone zu rechnen.

Zur Messung der Partikelgrößenverteilung der Rußagglomerate am Austritt der Brennkammer wurde ein SMPS System (siehe Abschnitt 3.10) verwendet. Jeder Messdurchlauf des SMPS setzt sich zusammen aus der eigentlichen Messung (60 Sekunden) sowie dem Spülen des Geräts (20 Sekunden). Unmittelbar nach dem Zünden sind die Messungen an der Brennkammer nicht konstant. Abbildung 5.44 zeigt die nacheinander gemessenen, unkorrigierten Partikelgrößenverteilungen nach Zündung der Brennkammer. Von Messung zu Messung verändern sich die Größenverteilungen deutlich hin zu kleineren Partikeln und geringerer Partikelanzahl. Ursache könnte sowohl, die durch das Aufwärmen der Brennkammer beschleunigte Verdampfung des Kraftstoffs und damit verbesserte Mischung sein, als auch die durch die höheren Temperaturen beschleunigte Oxidation in der Sekundärzone. Zur Messung konstanter Partikelgrößenverteilungen ist es notwendig den Versuchsstand bis zu 30 Minuten einlaufen zu lassen.

Zu Beginn lassen sich für alle Betriebspunkte und Flammentypen Rußpartikel am Austritt messen. Für die Betriebspunkte mit $\Phi_p = 1,25$ und $1,43$ ($\Phi_{global} = 0,44$ und $0,5$) verschwinden diese Partikel im Zuge des Erwärmens des Versuchsstands, sodass im Dauerbetrieb keine Partikel gemessen werden können. Für die verbleibenden Betriebspunkte sind die gemittelten Ergebnisse in Abbildung 5.45 dargestellt. Für die abgehobenen Flammen ohne Pilot mit $\Phi_p = 1,67 - 2$ steigen der mittlere Durchmesser sowie die Partikelanzahl mit steigen der Brennstoffzahl konstant an. Der Betriebspunkt bei $\Phi_p = 1,67$ mit Pilot erzeugt deutlich mehr und größere Rußpartikel als der gleiche Betriebspunkt ohne Pilot. Dies deckt sich mit den vorangegangenen LII-Messungen in der Primärzone, bei denen für die Flammen ohne aktiven Pilot höhere Rußkonzentrationen und größere Primärpartikel gemessen wurden.

Die mittels SMPS gemessenen Partikeldurchmesser entsprechen dem Mobilitätsdurchmesser der Ruß-Aggregate, welche sich aus einer Vielzahl von Primärpartikeln zusammensetzen können. Die hier gemessenen Durchmesser im Bereich $4 - 10$ nm sind klein im Vergleich zu typischerweise in Flammen gemessenen

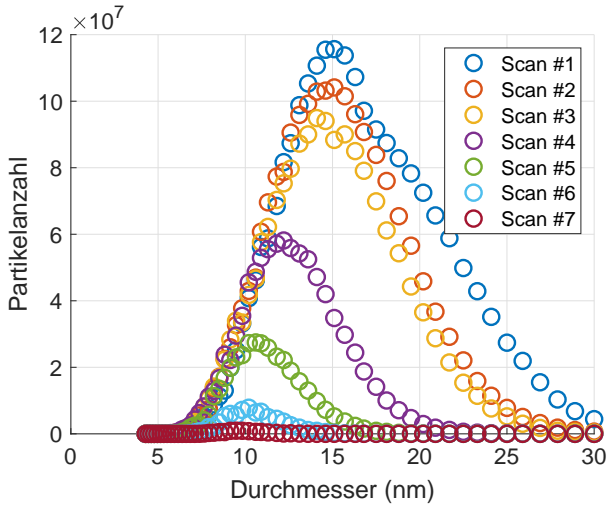


Abbildung 5.44: Verlauf der SMPS Messungen nach Zündung der Brennkammer – Betriebspunkt $\Phi_p = 1,43$ ankernde Flamme – Dauer eines Scans: 60 s + 20 s spülen – Rohdaten ohne Korrektur der Verdünnung und des Penetrationsgrads

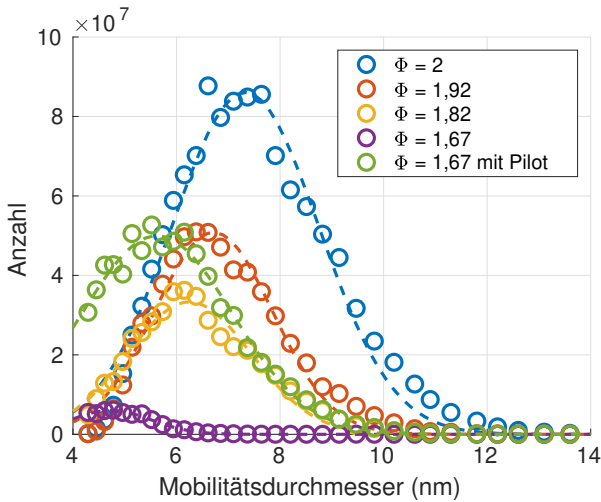


Abbildung 5.45: Gemittelte SMPS Messergebnisse am Brennkammeraustritt (Symbole) mit gefitteter Gaußverteilung (Linien)

Durchmessern und im Fall der Flamme mit Pilot kleiner als die gemessenen Primärpartikeldurchmesser in der Primärzone. Dies ist ein weiteres Zeichen für die starke Oxidation der Rußpartikel in der Sekundärzone.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Rußentstehung in der Primärzone einer mit Kerosin betriebenen Fett/Mager Brennkammer untersucht. Die Untersuchungen zeigten, dass die Rußentstehung stark von der Zerstäubung des Brennstoffs abhängt und dass eine ausreichend gute Zerstäubung und Mischung zu Flammen ohne messbaren Ruß in der Primärzone führen kann. Den Untersuchungen in der Fett/Mager Brennkammer gingen Messungen in einer eindimensionalen Modellflamme voraus. Diese Messungen zeigten, dass es bei weitgehend unveränderter Temperatur und Spezieskonzentrationen der Hauptspezies zu sehr unterschiedlichen Rußkonzentrationen kommen kann. Dabei gibt es starke Abhängigkeiten vom eingesetzten Brennstoff und dem Äquivalenzverhältnis der Mischung.

Für Untersuchungen in für Flugtriebwerke relevanten Bedingungen wurde eine Brennkammer basierend auf dem Fett/Mager Prinzip konstruiert und ein passender Prüfstand aufgebaut. Neben einem Augenmerk auf realistischen Randbedingungen wie Eintrittsgeschwindigkeit, Lufttemperatur und geometrischen Abmessungen, war die Zugänglichkeit für optische sowie invasive Messungen wichtig. Die untersuchte Brennkammer wurde mit einem Drallbrenner mit Kerosin betrieben, konnte Luftvorwärmtemperaturen von bis zu 700 K erreichen und hatte je nach Betriebspunkt eine thermische Leistung von bis zu 130 kW. Der optische Zugang war von allen Seiten möglich und Proben für invasive Messungen konnten über die Abgasseite in die Brennkammer eingeführt werden. Die Untersuchungen begannen mit der Messung des Strömungsfelds ohne Verbrennung mittels PIV. Die Ergebnisse zeigten, dass die versetzte Anordnung der Sekundärluftzugänge zu einem nicht symmetrischen Strömungsfeld führen. Diese Asymmetrie beschränkt sich nicht nur auf den Bereich der Sekundärluftbeimischung, sondern ist auch in

der Primärzone sichtbar. Des Weiteren konnte beobachtet werden, dass Teile der Sekundärluft in die innere Rezirkulation transportiert werden.

Erste Verbrennungsversuche haben gezeigt, dass in dem untersuchten Aufbau für bestimmte Betriebspunkte zwei unterschiedliche Flammentypen stabilisiert werden können. So kann die Flamme sowohl abgehoben als auch am Brenner ankernd brennen. Die abgehobenen Flammen können durch Abmagern der Mischung zu ankernden Flammen umschlagen. Einmal umgeschlagen verblieben die Flammen in diesem Zustand und heben auch bei einer Erhöhung des Brennstoffanteils des Gemischs nicht wieder ab. Das Abheben der Flamme lässt sich zusätzlich durch den Piloten steuern. Ein Ausschalten des Pilot-Brennstoffs führt zu einem Abheben der Flamme.

Die Untersuchungen der reagierenden Strömung mit PIV zeigten, dass sich die Flammentypen auch im mittleren Strömungsfeld unterscheiden. Im Fall der abgehobenen Flammen öffnet sich der Strömungskegel über dem Brenner nicht ganz so weit und die Geschwindigkeiten in der inneren Rezirkulationszone sind höher. Das Rückströmen von Sekundärluft in die Primärzone - wie in der isothermen Strömung beobachtet - ist hier nicht zu sehen. Im Gegensatz ist bei den ankernden Flammen zu erkennen, dass Teile der Sekundärluft in die Primärzone der Brennkammer transportiert werden. Eine Untersuchung der Strömung in unterschiedlichen Messebenen zeigte, dass das gesamte Strömungsfeld aufgrund der Art der Sekundärlufteindüsung und der komplexen Interaktion der verdrallten Hauptströmung mit der Sekundärluft asymmetrisch ist und dass der beobachtete Transport von Sekundärluft in die innere Rezirkulation auf die mittleren Messebenen beschränkt ist.

Um die Interaktion des Kerosinsprays mit der Gasströmung besser zu untersuchen, wurde eine neue Methode zum Auswerten der PIV-Aufnahmen entwickelt. Mit dieser konnten die Geschwindigkeiten von Kerosintropfen und Gasströmung unabhängig voneinander bestimmt werden. Die Messungen zeigten, dass das Kerosin-Spray des Piloten vor allem in den inneren Bereich der Rezirkulationszone transportiert wird und dass die Pilot-Luft wenig mit diesem Spray interagiert. Dies ist eine wichtige Beobachtung, um das Auftreten der unterschiedlichen

Flammentypen erklären zu können. Da das Gemisch in der Primärzone einen Brennstoffüberschuss hat, enthalten die rezirkulierten Abgase in der Regel keinen Sauerstoff. Erst das Zirkulieren der Sekundärluft in die Primärzone erlaubt daher das Zünden des Piloten. In den PIV-Aufnahmen der gesamten Strömung sind immer wieder zeitlich begrenzte Ereignisse zu beobachten in denen Sekundärluft in die Primärzone transportiert wird. Es kann davon ausgegangen werden, dass der Transport einer ausreichend großen Menge unverbrannter Luft in die Primärzone das Zünden des Piloten und damit den Flammenumschlag ermöglicht. Die Zweiphasen-PIV-Messungen zeigten zusätzlich, dass es zu sehr hohen Differenzgeschwindigkeiten zwischen der Gas- und der Flüssigphase kommen kann und dass es je nach Flammentyp zu unterschiedlichen Geschwindigkeitsfluktuationen im Spray kommt.

Temperaturen und lokale Spezieskonzentrationen wurden in der Brennkammer durch Einführen entsprechender Sonden in den Brennraum gemessen. Die Untersuchungen zeigten, dass die Temperaturverteilung der Primärzone relativ konstant ist und dass es in der Sekundärzone - mit Ausnahme eines Hotspots - zu einer schnellen Abkühlung des Gemischs kommt. Messungen von Sauerstoff im Bereich der inneren Rezirkulation bestätigten die Beobachtung aus den PIV-Messungen.

Messungen des lokalen Rußvolumenbruchs mittels LII wurden im Bereich der primären Verbrennungszone durchgeführt. Für die ankernden Flammen mit eingeschaltetem Pilot wurden hierfür in allen untersuchten Betriebspunkten sehr intermittierendes Rußvorkommen festgestellt. Dies zeichnet sich durch kleine Ruß-Ligamente mit sehr hohen Volumenbrüchen und gleichzeitig großen Teilen der Brennkammer ohne messbaren Ruß aus. Dieses Verhalten ist konsistent mit den in der Literatur dokumentierten Ergebnissen anderer gasturbinenartiger Brennkammern. Im Gegensatz zu dem erwarteten Verhalten wurde beobachtet, dass der brennstoffreichste Betriebspunkt nicht die höchsten Rußvolumenbrüche aufweist, sondern sowohl kleinere als auch weniger Rußligamente hat. Dieses Verhalten ist vermutlich auf die Zerstäubung des Pilot-Sprays zurückzuführen, da dieses zwischen den Betriebspunkten von einem Voll- zu einem Hohlkegel wechselt. In allen ankernden Flammen wurde Ruß im Bereich der inneren Rezirkulationszone gemessen.

In den abgehobenen Flammen war in den gleichen Betriebspunkten kein Ruß messbar. Dies war erst bei deutlich brennstoffreicheren Gemischen der Fall. In diesen Flammen ist das Ruß-Verhalten nun nicht mehr intermittierend und Ruß wurde vor allem in der äußeren Rezirkulation gemessen. Ein Vergleich mit Messwerten des Rußvolumenbruchs in den vorgemischten, eindimensionalen Flachflammen zeigt, dass die Rußgrenze und die gemessenen maximalen Rußvolumenbrüche in der Fett/Mager-Brennkammer ähnlich sind. Dies ist ein Zeichen dafür, dass Brennstoff und Luft in den abgehobenen Flammen deutlich besser vermischt werden und so eine quasi vorgemischte Flamme bilden.

Mittels zeitaufgelöster zwei-Farben-LII wurden die Größe der Ruß-Primärpartikel in der Primärzone der Brennkammer gemessen. Wie auch bei den Messungen des Volumenbruchs wurden hier ausgeprägte Unterschiede zwischen den ankernden und den abgehobenen Flammen deutlich. In den ankernden Flammen war das Signal sehr intermittierend, es wurde eine breitere Verteilung an unterschiedlichen Partikelgrößen gemessen. In den abgehobenen Flammen hingegen ist die Verteilung der Partikelgrößen deutlich schmaler und die Messungen weniger intermittierend. Die gemessenen mittleren Partikeldurchmesser sind in den ankernden Flammen deutlich höher als in den abgehobenen Flammen. Die in den abgehobenen Flammen sehr kleinen Primärpartikeldurchmesser sind ein weiteres Zeichen für die gute Vermischung von Brennstoff und Luft in diesen Flammen.

Partikelgrößen wurden ebenfalls am Auslass der Brennkammer gemessen. Diese Messungen sind insbesondere wichtig, da in der hier untersuchten gestuften Verbrennung die Rußpartikel in der sekundären Verbrennungszone oxidiert werden können. Für die ankernden Flammen bedeutete dies, dass bei einigen Betriebspunkten trotz Rußbildung in der Primärzone keine Partikel am Auslass der Brennkammer gemessen werden konnten. Dies war erst bei hinreichend großem Brennstoffüberschuss der Fall. Vergleicht man abgehobene und ankernde Flammen im gleichen Betriebspunkt, wurden bei den abgehobenen Flammen kleinere und deutlich weniger Rußpartikel am Brennkammerauslass gemessen als bei den ankernden Flammen.

Ausblick

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass die Zerstäubung und Mischung des Kraftstoffs einen großen Einfluss auf die Rußentstehung hat. In Kombination mit einer abgehobenen Flamme wurde gezeigt, dass Rußgrenze, maximaler Rußvolumenbruch sowie Partikelgrößen möglich sind, die typisch für eine vorgemischte Verbrennung sind. Dies bedeutet, dass es Betriebspunkte gibt, bei denen es in der brennstoffreichen Primärzone der Fett/Mager-Brennkammer zu keinerlei Rußbildung kommt. Die abgehobenen Flammen waren dabei über einen großen Betriebsbereich hinweg stabil. Inwiefern diese unter Laborbedingungen gewonnen Ergebnisse auf reale Flugtriebwerke übertragbar sind, muss durch weitere Untersuchungen überprüft werden. Insbesondere muss untersucht werden, ob und wie die abgehobenen Flammen unter Druck und in Konfigurationen mit mehreren Brennern stabilisiert werden können.

Die Beobachtung, dass in ankernden Flammen das Spray einen großen Einfluss auf die Rußentstehung hat und dass im hier untersuchten Fall brennstoffreichere Betriebspunkte aufgrund von besserer Zerstäubung weniger Ruß produzieren, ist wichtig. Detailliertere Messungen des Sprays sind notwendig, um den Einfluss von Zerstäubung und der daraus resultierenden Größenverteilung der Tropfen auf die Rußbildung besser zu untersuchen.

Literaturverzeichnis

- [1] B. J. Finlayson-Pitts und J. N. Pitts. Tropospheric air pollution: ozone, airborne toxics, polycyclic aromatic hydrocarbons, and particles. *Science*, 276(5315):1045–1052, 1997.
- [2] World Health Organization. *Ambient air pollution: A global assessment of exposure and burden of disease*. 2016.
- [3] J. Hansen und L. Nazarenko. Soot climate forcing via snow and ice albedos. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 101(2):423–428, Dezember 2003.
- [4] T. C. Bond, S. J. Doherty, D. W. Fahey, P. M. Forster, T. Berntsen, B. J. DeAngelo, M. G. Flanner, S. Ghan, B. Kärcher, D. Koch, S. Kinne, Y. Kondo, P. K. Quinn, M. C. Sarofim, M. G. Schultz, M. Schulz, C. Venkataraman, H. Zhang, S. Zhang, N. Bellouin, S. K. Guttikunda, P. K. Hopke, M. Z. Jacobson, J. W. Kaiser, Z. Klimont, U. Lohmann, J. P. Schwarz, D. Shindell, T. Storelvmo, S. G. Warren und C. S. Zender. Bounding the role of black carbon in the climate system: A scientific assessment. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 118(11):5380–5552, 2013.
- [5] *Saubere Luft - Stickstoffoxide und Feinstaub in der Atemluft Grundlagen und Empfehlungen : Ad-hoc-Stellungnahme*. Deutsche Akademie der Naturforscher Leopoldina e.V, 2019.
- [6] Benjamin J. Brelje und Joaquim R.R.A. Martins. Electric, hybrid, and turboelectric fixed-wing aircraft: A review of concepts, models, and design approaches. *Progress in Aerospace Sciences*, 104:1–19, Januar 2019.

- [7] *Commercial Aircraft Propulsion and Energy Systems Research*. National Academies Press, 2016.
- [8] Tobias Schripp, Bruce Anderson, Ewan C. Crosbie, Richard H. Moore, Friederike Herrmann, Patrick Oßwald, Claus Wahl, Manfred Kapernaum, Markus Köhler, Patrick Le Clercq, Bastian Rauch, Philipp Eichler, Tomas Mikoviny und Armin Wisthaler. Impact of Alternative Jet Fuels on Engine Exhaust Composition During the 2015 ECLIF Ground-Based Measurements Campaign. *Environmental Science & Technology*, 52(8):4969–4978, März 2018.
- [9] Hai Wang. Formation of nascent soot and other condensed-phase materials in flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(1):41–67, 2011.
- [10] Yu Wang und Suk Ho Chung. Soot formation in laminar counterflow flames. *Progress in Energy and Combustion Science*, 74(6):152–238, September 2019.
- [11] Andrea D’Anna. Combustion-formed nanoparticles. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(1):593–613, 2009.
- [12] Michael Frenklach. Reaction mechanism of soot formation in flames. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 4(11):2028–2037, Februar 2002.
- [13] H. Richter und J. B. Howard. Formation of polycyclic aromatic hydrocarbons and their growth to soot—a review of chemical reaction pathways. *Progress in Energy and Combustion Science*, 26(4-6):565–608, August 2000.
- [14] Irvin Glassman. Soot formation in combustion processes. *Symposium (International) on Combustion*, 22(1):295–311, Januar 1989.
- [15] M. D. Smooke, M. B. Long, B. C. Connelly, M. B. Colket und R. J. Hall. Soot formation in laminar diffusion flames. *Combustion and Flame*, 143(4):613–628, 2005.

-
- [16] M. Köhler, K. P. Geigle, W. Meier, B. M. Crosland, K. A. Thomson und G. J. Smallwood. Sooting turbulent jet flame: characterization and quantitative soot measurements. *Applied Physics B*, 104(2):409–425, Februar 2011.
- [17] N. H. Qamar, Z. T. Alwahabi, Q. N. Chan, G. J. Nathan, D. Roekaerts und K. D. King. Soot volume fraction in a piloted turbulent jet non-premixed flame of natural gas. *Combustion and Flame*, 156(7):1339–1347, 2009.
- [18] Klaus Peter Geigle, Redjem Hadeff und Wolfgang Meier. Soot formation and flame characterization of an aero-engine model combustor burning ethylene at elevated pressure. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 136(2), Oktober 2013.
- [19] Ingrid El Helou, Aaron Skiba, Epaminondas Mastorakos und Jennifer A. Sidey. Investigation of the effect of dilution air on soot production and oxidation in a lab scale Rich-Quench-Lean (RQL) burner. *AIAA Scitech 2019 Forum*, 2019.
- [20] Mathieu Roussillo, Philippe Scoufflaire, Sébastien Candel und Benedetta Franzelli. Experimental investigation of soot production in a confined swirled flame operating under perfectly premixed rich conditions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(1):893–901, 2019.
- [21] Sandipan Chatterjee und Ömer L. Gülder. Soot concentration and primary particle size in swirl-stabilized non-premixed turbulent flames of ethylene and air. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 95:73–80, Juli 2018. Tenth Mediterranean Combustion Symposium.
- [22] Lu-Yin Wang, Cody K. Bauer und Ömer L. Gülder. Soot and flow field in turbulent swirl-stabilized spray flames of Jet A-1 in a model combustor. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(4):5437–5444, 2019.
- [23] Terrence R. Meyer, Sukesh Roy, Vincent M. Belovich, Edwin Corporan und James R. Gord. Simultaneous planar laser-induced incandescence,

- OH planar laser-induced fluorescence, and droplet Mie scattering in swirl-stabilized spray flames. *Applied Optics*, 44(3):445–454, Januar 2005.
- [24] Thomas Soworka, Thomas Behrendt, Christoph Hassa, Johannes Heinze, Eggert Magens, Michael Schroll, Francesca di Mare, Steven Ballantyne und Jon Gregory. Experimental Investigation of a RQL Burner With Jet in Cross Flow Fuel Injection: Characterization of the Reacting Flow Field at Realistic Operating Conditions. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2019*, 2019. GT2019-91244.
- [25] U. Meier, S. Freitag, J. Heinze, L. Lange, E. Magens, M. Schroll, C. Willert, C. Hassa, I. K. Bagchi, W. Lazik und M. Whiteman. Characterization of Lean Burn Module Air Blast Pilot Injector With Laser Techniques. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 135(12):2523, September 2013.
- [26] Benjamin T. Brem, Lukas Durdina, Frithjof Siegerist, Peter Beyerle, Kevin Bruderer, Theo Rindlisbacher, Sara Rocci-Denis, M. Gurhan Andac, Joseph Zelina, Olivier Penanhoat und Jing Wang. Effects of fuel aromatic content on nonvolatile particulate emissions of an in-production aircraft gas turbine. *Environmental Science & Technology*, 49(22):13149–13157, November 2015.
- [27] Joseph Spurk und Nuri Aksel. *Strömungslehre*. Springer Berlin Heidelberg, 2019.
- [28] S. B. Pope. *Turbulent flows*. Cambridge University Press, Cambridge New York, 2000.
- [29] Michael Rachner. Die Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1. *DLR-Mitteilungen 98-01*, (1), 1998.
- [30] Thierry Poinso. *Theoretical and numerical combustion*. Edwards, Philadelphia, 2005.
- [31] Hai Wang, Rui Xu, Kun Wang, Craig T. Bowman, Ronald K. Hanson, David F. Davidson, Kenneth Brezinsky und Fokion N. Egolfopoulos. A

- physics-based approach to modeling real-fuel combustion chemistry - I. Evidence from experiments, and thermodynamic, chemical kinetic and statistical considerations. *Combustion and Flame*, 193:502–519, 2018.
- [32] Rui Xu, Kun Wang, Sayak Banerjee, Jiankun Shao, Tom Parise, Yangye Zhu, Shengkai Wang, Ashkan Movaghar, Dong Joon Lee, Runhua Zhao, Xu Han, Yang Gao, Tianfeng Lu, Kenneth Brezinsky, Fokion N. Egolfopoulos, David F. Davidson, Ronald K. Hanson, Craig T. Bowman und Hai Wang. A physics-based approach to modeling real-fuel combustion chemistry – II. Reaction kinetic models of jet and rocket fuels. *Combustion and Flame*, 193:520–537, Juli 2018.
- [33] Stephen Turns. *An introduction to combustion: concepts and applications*. McGraw-Hill, New York, 2012.
- [34] Tobias Michael Baust. *Entwicklung eines Verbrennungsmodells für wasseremulgierte Flüssigbrennstoffe*. Dissertation, 2019.
- [35] Trupti Kathrotia, Sandra Richter, Clemens Naumann, Nadezhda Slavinskaya, Torsten Methling, Marina Braun-Unkhoff und Uwe Riedel. Reaction model development for synthetic jet fuels: Surrogate fuels as a flexible tool to predict their performance. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2018*, Juni 2018. GT2018-76997.
- [36] D. Bradley, A. K. C. Lau und M. Lawesand F. T. Smith. Flame stretch rate as a determinant of turbulent burning velocity. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 338(1650):359–387, Februar 1992.
- [37] Norbert Peters. *Turbulent combustion*. Cambridge University Press, Cambridge England New York, 2000.
- [38] R. Borghi. Turbulent combustion modelling. *Progress in Energy and Combustion Science*, 14(4):245–292, Januar 1988.
- [39] Andrei Nikolajewitsch Kolmogorow. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Proceedings*

- of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 434(1890):9–13, Juli 1991.
- [40] Hans-Peter Schmid, Peter Habisreuther und Wolfgang Leuckel. A Model for Calculating Heat Release in Premixed Turbulent Flames. *Combustion and Flame*, 113(1-2):79–91, April 1998.
- [41] Arthur H. Lefebvre und Dilip R. Ballal. *Gas Turbine Combustion*. CRC Press, April 2010.
- [42] Wolfgang Leuckel. Einfluß der Verdrallung auf die Eigenschaften turbulenter Diffusionsflammen. *Archiv für das Eisenhüttenwesen*, 43(2):189–200, Februar 1972.
- [43] A. K. Gupta. *Swirl flows*. Abacus Press, Tunbridge Wells, Kent, 1984.
- [44] Franz Joos. *Technische Verbrennung*. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [45] N. A. Chigier und J. M. Bee´r. Velocity and Static-Pressure Distributions in Swirling Air Jets Issuing From Annular and Divergent Nozzles. *Journal of Basic Engineering*, 86(4):788–796, Dezember 1964.
- [46] Rudolf Günther. *Verbrennung und Feuerungen*. Springer Berlin Heidelberg, 1974.
- [47] Constantin Weber. Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles. *ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 11(2):136–154, 1931.
- [48] N. Rizk, J. Chin und M. Razdan. Influence of design configuration on hybrid atomizer performance. In *32nd Joint Propulsion Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juli 1996.
- [49] J. S. Chin, N. K. Rizk und M. K. Razdan. Experimental investigation of hybrid airblast atomizer. *ASME 1996 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, (96-GT-464), Juni 1996.
- [50] Henning Bockhorn, Editor. *Soot Formation in Combustion*. Springer Berlin Heidelberg, 1994.

- [51] H. F. Calcote. Mechanisms of soot nucleation in flames - A critical review. *Combustion and Flame*, 42:215–242, Januar 1981.
- [52] R. P. Lindstedt und G. Skevis. Chemistry of Acetylene Flames. *Combustion Science and Technology*, 125(1-6):73–137, Mai 1997.
- [53] Michael Frenklach und Hai Wang. Detailed modeling of soot particle nucleation and growth. *Symposium (International) on Combustion*, 23(1):1559–1566, Januar 1991.
- [54] Askar Fahr und S. E. Stein. Reactions of vinyl and phenyl radicals with ethyne, ethene and benzene. *Symposium (International) on Combustion*, 22(1):1023–1029, Januar 1989.
- [55] James A. Miller und Carl F. Melius. Kinetic and thermodynamic issues in the formation of aromatic compounds in flames of aliphatic fuels. *Combustion and Flame*, 91(1):21–39, Oktober 1992.
- [56] Matthew E. Law, Phillip R. Westmoreland, Terrill A. Cool, Juan Wang, Nils Hansen, Craig A. Taatjes und Tina Kasper. Benzene precursors and formation routes in a stoichiometric cyclohexane flame. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31(1):565–573, Januar 2007.
- [57] Hai Wang und Michael Frenklach. A detailed kinetic modeling study of aromatics formation in laminar premixed acetylene and ethylene flames. *Combustion and Flame*, 110(1-2):173–221, Juli 1997.
- [58] Klaus-Heinrich Homann. Fullerenes and Soot Formation - New Pathways to Large Particles in Flames. *Angewandte Chemie International Edition*, 37(18):2434–2451, Oktober 1998.
- [59] Q. L. Zhang, S. C. O'Brien, J. R. Heath, Y. Liu, R. F. Curl, H. W. Kroto und R. E. Smalley. Reactivity of large carbon clusters: spheroidal carbon shells and their possible relevance to the formation and morphology of soot. *The Journal of Physical Chemistry*, 90(4):525–528, Februar 1986.

- [60] A. D'Anna. *Combustion generated fine carbonaceous particles proceedings of an international workshop held in Villa Orlandi, Anacapri, May 13-16, 2007*, chapter Particle inception and growth: experimental evidences and a modelling attempt, pages 287–320. KIT, Scientific Publ, Karlsruhe, 2009.
- [61] Michael Frenklach und Lawrence B. Ebert. Comment on the proposed role of spheroidal carbon clusters in soot formation. *The Journal of Physical Chemistry*, 92(2):561–563, Januar 1988.
- [62] Bin Zhao, Zhiwei Yang, Murray V. Johnston, Hai Wang, Anthony S. Wexler, Michael Balthasar und Markus Kraft. Measurement and numerical simulation of soot particle size distribution functions in a laminar premixed ethylene-oxygen-argon flame. *Combustion and Flame*, 133(1-2):173–188, April 2003.
- [63] S. Iavarone, L. Pascasio, M. Sirignano, A. De Candia, A. Fierro, L. de Arcangelis und A. D'Anna. Molecular dynamics simulations of incipient carbonaceous nanoparticle formation at flame conditions. *Combustion Theory and Modelling*, 21(1):49–61, Oktober 2016.
- [64] Hassan Sabbah, Ludovic Biennier, Stephen J. Klippenstein, Ian R. Sims und Bertrand R. Rowe. Exploring the Role of PAHs in the Formation of Soot: Pyrene Dimerization. *The Journal of Physical Chemistry Letters*, 1(19):2962–2967, September 2010.
- [65] K. O. Johansson, M. P. Head-Gordon, P. E. Schrader, K. R. Wilson und H. A. Michelsen. Resonance-stabilized hydrocarbon-radical chain reactions may explain soot inception and growth. *Science*, 361(6406):997–1000, September 2018.
- [66] Murray Thomson und Tirthankar Mitra. A radical approach to soot formation. *Science*, 361(6406):978–979, September 2018.

-
- [67] Michael Frenklach und Alexander M. Mebel. On the mechanism of soot nucleation. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 22(9):5314–5331, 2020.
- [68] B. S. Haynes und H. Gg. Wagner. The Surface Growth Phenomenon in Soot Formation. *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, 133(2):201–213, Januar 1982.
- [69] Jörg Appel, Henning Bockhorn und Michael Frenklach. Kinetic modeling of soot formation with detailed chemistry and physics: laminar premixed flames of C2 hydrocarbons. *Combustion and Flame*, 121(1-2):122–136, April 2000.
- [70] Mohammadreza Kholghy, Meghdad Saffaripour, Christopher Yip und Murray John Thomson. The evolution of soot morphology in a laminar coflow diffusion flame of a surrogate for Jet A-1. *Combustion and Flame*, 160(10):2119–2130, Oktober 2013.
- [71] Michael Frenklach, Zhenyuan Liu, Ravi I. Singh, Galiya R. Galimova, Valeriy N. Azyazov und Alexander M. Mebel. Detailed, sterically-resolved modeling of soot oxidation: Role of O atoms, interplay with particle nanostructure, and emergence of inner particle burning. *Combustion and Flame*, 188:284–306, Februar 2018.
- [72] Stelios Rigopoulos. Modelling of Soot Aerosol Dynamics in Turbulent Flow. *Flow, Turbulence and Combustion*, 103(3):565–604, August 2019.
- [73] Venkat Raman und Rodney O. Fox. Modeling of Fine-Particle Formation in Turbulent Flames. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 48(1):159–190, Januar 2016.
- [74] Klaus Peter Geigle, Redjem Hadeif, Michael Stöhr und Wolfgang Meier. Flow field characterization of pressurized sooting swirl flames and relation to soot distributions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(3):3917–3924, 2017.

- [75] Lu-Yin Wang, Sandipan Chatterjee, Qiang An, Adam M. Steinberg und Ömer L. Gülder. Soot formation and flame structure in swirl-stabilized turbulent non-premixed methane combustion. *Combustion and Flame*, 209:303–312, November 2019.
- [76] Klaus Peter Geigle, Markus Köhler, William O’Loughlin und Wolfgang Meier. Investigation of soot formation in pressurized swirl flames by laser measurements of temperature, flame structures and soot concentrations. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(3):3373–3380, 2015.
- [77] Roger L. Wayson, Gregg G. Fleming und Brian Kim. A review of literature on particulate matter emissions from aircraft. 2002. DTS-34-FA22A-LR1.
- [78] Marc E. J. Stettler, Jacob J. Swanson, Steven R. H. Barrett und Adam M. Boies. Updated Correlation Between Aircraft Smoke Number and Black Carbon Concentration. *Aerosol Science and Technology*, 47(11):1205–1214, November 2013.
- [79] Prem Lobo, Lukas Durdina, Gregory J. Smallwood, Theodor Rindlisbacher, Frithjof Siegerist, Elizabeth A. Black, Zhenhong Yu, Amewu A. Mensah, Donald E. Hagen, Richard C. Miake-Lye, Kevin A. Thomson, Benjamin T. Brem, Joel C. Corbin, Manuel Abegglen, Berko Sierau, Philip D. Whitefield und Jing Wang. Measurement of Aircraft Engine Non-Volatile PM Emissions: Results of the Aviation-Particle Regulatory Instrumentation Demonstration Experiment (A-PRIDE) 4 Campaign. *Aerosol Science and Technology*, 49(7):472–484, 2015.
- [80] M. T. Timko, Z. Yu, T. B. Onasch, H.-W. Wong, R. C. Miake-Lye, A. J. Beyersdorf, B. E. Anderson, K. L. Thornhill, E. L. Winstead, E. Corporan, M. J. DeWitt, C. D. Klingshirn, C. Wey, K. Tacina, D. S. Liscinsky, R. Howard und A. Bhargava. Particulate Emissions of Gas Turbine Engine Combustion of a Fischer-Tropsch Synthetic Fuel. *Energy & Fuels*, 24(11):5883–5896, November 2010.
- [81] Matthew J. DeWitt, Edwin Corporan, John Graham und Donald Minus. Effects of Aromatic Type and Concentration in Fischer-Tropsch Fuel

- on Emissions Production and Material Compatibility. *Energy & Fuels*, 22(4):2411–2418, Juli 2008.
- [82] Trupti Kathrotia und Uwe Riedel. Predicting the soot emission tendency of real fuels – A relative assessment based on an empirical formula. *Fuel*, 261:116482, Februar 2020.
- [83] Klaus Merkle. *Einfluss gleich- und gegensinniger Drehrichtung der Verbrennungsluftströme auf die Stabilisierung turbulenter Doppeldrall-Diffusionsflammen*. Dissertation, 2006.
- [84] R. Bhagwan, J. C. Wollgarten, P. Habisreuther und N. Zarzalis. Experimental Investigation on Lean Blow Out of a Piloted Aero-Engine Burner. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014*, 2014. GT2014-25199.
- [85] James D. Holdeman, David S. Liscinsky und Daniel B. Bain. Mixing of multiple jets with a confined subsonic crossflow: part ii: opposed rows of orifices in rectangular ducts. In *42nd Gas Turbine and Aeroengine Congress*, 2.06.1997, 1997.
- [86] James D. Holdeman, David S. Liscinsky und Daniel B. Bain. Mixing of Multiple Jets With a Confined Subsonic Crossflow: Part II — Opposed Rows of Orifices in Rectangular Ducts. Juni 1997.
- [87] D. Liscinsky, B. True, A. Vranos und J. Holdeman. Experimental study of cross-stream mixing in a rectangular duct. Juli 1992.
- [88] M. Blomeyer, B. Krautkremer, D. K. Hennecke und T. Doerr. Mixing Zone Optimization of a Rich-Burn/Quick-Mix/Lean-Burn Combustor. *Journal of Propulsion and Power*, 15(2):288–295, März 1999.
- [89] C. Hassa, C. E. Migueis und P. Voigt. Design Principles for the Quench Zone of Rich-Quench-Lean Combustors. In RTO, Editor, *RTO-Symposium, Toulouse, Frankreich, 12.05.1998*, RTO Meeting Proceedings 8. Canada Communication Group Inc., 1998.

- [90] S. Honnet, K. Seshadri, U. Niemann und N. Peters. A surrogate fuel for kerosene. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(1):485–492, 2009.
- [91] Gerald Mairinger, Alessio Frassoldati, Alberto Cuoci, Matteo Pelucchi, Ernst Pucher und Kalyanasundaram Seshadri. Experimental and computational investigation of autoignition of jet fuels and surrogates in nonpremixed flows at elevated pressures. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(2):1605–1614, 2019.
- [92] Ryan K. Gehmlich, Austin Kuo und Kalyanasundaram Seshadri. Experimental investigations of the influence of pressure on critical extinction conditions of laminar nonpremixed flames burning condensed hydrocarbon fuels, jet fuels, and surrogates. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(1):937–943, 2015.
- [93] V. Vukadinovic, P. Habisreuther und N. Zarzalis. Influence of pressure and temperature on laminar burning velocity and Markstein number of kerosene Jet A-1: Experimental and numerical study. *Fuel*, 111:401–410, September 2013.
- [94] C. T. Crowe, R. A. Gore und T. R. Troutt. Particle Dispersion by Coherent Structures in Free Shear Flows. *Particulate Science and Technology*, 3(3-4):149–158, 1985.
- [95] M. Samimy und K. Lele S. Motion of particles with inertia in a compressible free shear layer. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 3(8):1915–923, August 1991.
- [96] J. Westerweel. Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8(12):1379–1392, Dezember 1997.
- [97] Markus Raffel, Christian E. Willert, Fulvio Scarano, Christian J. Kähler, Steve T. Wereley und Jürgen Kompenhans. *Particle Image Velocimetry*. Springer International Publishing, Cham, 2018.
- [98] Jerry Westerweel und Fulvio Scarano. Universal outlier detection for PIV data. *Experiments in Fluids*, 39(6):1096–1100, 2005.

- [99] R. Hedef und B. Lenze. Measurements of droplets characteristics in a swirl-stabilized spray flame. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 30(2):117–130, 2005.
- [100] C. Poelma, J. Westerweel und G. Ooms. Turbulence statistics from optical whole-field measurements in particle-laden turbulence. *Experiments in Fluids*, 40(3):347–363, März 2006.
- [101] Piroz Zamankhan. Large eddy simulation and PIV experiments of air–water mixing tanks. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, 15(6):1511–1525, Juni 2010.
- [102] D. P. Towers, C. E. Towers, C. H. Buckberry und M. Reeves. A colour PIV system employing fluorescent particles for two-phase flow measurements. *Measurement Science and Technology*, 10(9):824–830, August 1999.
- [103] Balázs Tóth, Jérôme Anthoine und Michel L. Riethmuller. Two-phase PIV method using two excitation and two emission spectra. *Experiments in Fluids*, 47(3):475–487, September 2009.
- [104] J. Sakakibara, R. B. Wicker und J. K. Eaton. Measurements of the particle-fluid velocity correlation and the extra dissipation in a round jet. *International Journal of Multiphase Flow*, 22(5):863–881, September 1996.
- [105] K. T. Kiger und C. Pan. PIV Technique for the Simultaneous Measurement of Dilute Two-Phase Flows . *Journal of Fluids Engineering*, 122(4):811–818, Juli 2000.
- [106] Baocheng Shi, Jin jia Wei und Yan Zhang. Phase discrimination and a high accuracy algorithm for PIV image processing of particle–fluid two-phase flow inside high-speed rotating centrifugal slurry pump. *Flow Measurement and Instrumentation*, 45:93–104, 2015.
- [107] Mingjun Pang und Jinjia Wei. Experimental investigation on the turbulence channel flow laden with small bubbles by PIV. *Chemical Engineering Science*, 94:302–315, 2013.

- [108] M. L. Jakobsen, W. J. Easson, C. A. Greated und D. H. Glass. Particle image velocimetry: simultaneous two-phase flow measurements. *Measurement Science and Technology*, 7(9):1270–1280, September 1996.
- [109] Lichuan Gui, Ralph Lindken und Wolfgang Merzkirch. Phase-separated PIV measurements of the flow around systems of bubbles rising in water. In *Proceedings of the ASME (American Society of Mechanical Engineers) Fluids Engineering Summer Meeting*, pages 6–8, 1997.
- [110] D. A. Khalitov und E. K. Longmire. Simultaneous two-phase PIV by two-parameter phase discrimination. *Experiments in Fluids*, 32(2):252–268, Februar 2002.
- [111] Y. Cheng, S. Pothos und F. J. Diez. Phase discrimination method for simultaneous two-phase separation in time-resolved stereo PIV measurements. *Experiments in Fluids*, 49(6):1375–1391, Dezember 2010.
- [112] M. Muste, K. Yu, I. Fujita und R. Ettema. Two-phase flow insights into open-channel flows with suspended particles of different densities. *Environmental Fluid Mechanics*, 9(2):161–186, April 2009.
- [113] Lukas G. Becker, Thomas von Langenthal, Stefan Pielsticker, Benjamin Böhm, Reinhold Kneer und Andreas Dreizler. Experimental investigation of particle-laden flows in an oxy-coal combustion chamber for non-reacting conditions. *Fuel*, 235:753–762, Januar 2019.
- [114] Irwin Sobel. An isotropic 3x3 image gradient operator. *Presentation at Stanford A.I. Project 1968*, Februar 2014.
- [115] H. A. Michelsen, C. Schulz, G. J. Smallwood und S. Will. Laser-induced incandescence: Particulate diagnostics for combustion, atmospheric, and industrial applications. *Progress in Energy and Combustion Science*, 51:2–48, Dezember 2015.
- [116] Lynn A. Melton. Soot diagnostics based on laser heating. *Applied Optics*, 23(13):2201, Juli 1984.

- [117] B. Quay, T.-W. Lee, T. Ni und R. J. Santoro. Spatially resolved measurements of soot volume fraction using laser-induced incandescence. *Combustion and Flame*, 97(3-4):384–392, Juni 1994.
- [118] B. Mewes und J. M. Seitzman. Soot volume fraction and particle size measurements with laser-induced incandescence. *Applied Optics*, 36(3):709, Januar 1997.
- [119] Christopher R. Shaddix, Joel E. Harrington und Kermit C. Smyth. Quantitative measurements of enhanced soot production in a flickering methane/air diffusion flame. *Combustion and Flame*, 99(3-4):723–732, Dezember 1994.
- [120] R. L. Vander Wal und K. J. Weiland. Laser-induced incandescence: Development and characterization towards a measurement of soot-volume fraction. *Applied Physics B*, 59(4):445–452, Oktober 1994.
- [121] P. E. Bengtsson und M. Aldén. Soot-visualization strategies using laser techniques. *Applied Physics B Laser and Optics*, 60(1):51–59, Januar 1995.
- [122] J. Appel, B. Jungfleisch, M. Marquardt, R. Suntz und H. Bockhorn. Assessment of soot volume fractions from laser-induced incandescence by comparison with extinction measurements in laminar, premixed, flat flames. *Symposium (International) on Combustion*, 26(2):2387–2395, 1996.
- [123] Mark K. Case und David L. Hofeldt. Soot Mass Concentration Measurements in Diesel Engine Exhaust Using Laser-Induced Incandescence. *Aerosol Science and Technology*, 25(1):46–60, Januar 1996.
- [124] R. L. Vander Wal, Z. Zhou und M. Y. Choi. Laser-induced incandescence calibration via gravimetric sampling. *Combustion and Flame*, 105(4):462–470, Juni 1996.
- [125] A. V. Filippov, M. W. Markus und P. Roth. In-situ characterization of ultrafine particles by laser-induced incandescence. *Journal of Aerosol Science*, 30(1):71–87, Januar 1999.

- [126] Thilo Lehre, Beate Jungfleisch, Rainer Suntz und Henning Bockhorn. Size distributions of nanoscaled particles and gas temperatures from time-resolved laser-induced-incandescence measurements. *Applied Optics*, 42(12):2021, April 2003.
- [127] T. Lehre, H. Bockhorn, B. Jungfleisch und R. Suntz. Development of a measuring technique for simultaneous in situ detection of nanoscaled particle size distributions and gas temperatures. *Chemosphere*, 51(10):1055–1061, Juni 2003.
- [128] F. Liu, K. J. Daun, V. Beyer, G. J. Smallwood und D. A. Greenhalgh. Some theoretical considerations in modeling laser-induced incandescence at low-pressures. *Applied Physics B*, 87(1):179–191, Dezember 2006.
- [129] V. Beyer und D. A. Greenhalgh. Laser induced incandescence under high vacuum conditions. *Applied Physics B*, 83(3):455–467, Mai 2006.
- [130] J. M. Headrick, F. Goulay, P. E. Schrader und H. A. Michelsen. High-vacuum time-resolved laser-induced incandescence of flame-generated soot. *Applied Physics B*, 104(2):439–450, März 2011.
- [131] H.A. Michelsen, F. Liu, B.F. Kock, H. Bladh, A. Boiarciuc, M. Charwath, T. Dreier, R. Hadeif, M. Hofmann, J. Reimann, S. Will, P.-E. Bengtsson, H. Bockhorn, F. Foucher, K.-P. Geigle, C. Mounaïm-Rousselle, C. Schulz, R. Stirn, B. Tribalet und R. Suntz. Modeling laser-induced incandescence of soot: a summary and comparison of LII models. *Applied Physics B*, 87(3):503–521, April 2007.
- [132] H. Bladh und P.-E. Bengtsson. Characteristics of laser-induced incandescence from soot in studies of a time-dependent heat- and mass-transfer model. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 78(2):241–248, Januar 2004.
- [133] C. Schulz, B.F. Kock, M. Hofmann, H. Michelsen, S. Will, B. Bougie, R. Suntz und G. Smallwood. Laser-induced incandescence: recent trends and current questions. *Applied Physics B*, 83(3):333–354, Mai 2006.

-
- [134] U. Meier, J. Heinze, E. Magens, M. Schroll, C. Hassa, S. Bake und Th. Doerr. Optically Accessible Multisector Combustor: Application and Challenges of Laser Techniques at Realistic Operating Conditions. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015*, Juni 2015. GT2015-43391.
- [135] Z. W. Sun, Z. T. Alwahabi, D. H. Gu, S. M. Mahmoud, G. J. Nathan und B. B. Dally. Planar laser-induced incandescence of turbulent sooting flames: the influence of beam steering and signal trapping. *Applied Physics B*, 119(4):731–743, Juni 2015.
- [136] H. Chang und T. T. Charalampopoulos. Determination of the wavelength dependence of refractive indices of flame soot. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 430(1880):577–591, September 1990.
- [137] *VDI-Wärmeatlas*. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [138] Boris F. Kock. *Zeitaufgelöste Laserinduzierte Inkandescenz (TR-LII): Partikelgrößenmessung in einem Dieselmotor und einem Gasphasenreaktor*. Dissertation, 2006.
- [139] Francesco Cignoli, Silvana De Iuliis, Vittorio Manta und Giorgio Zizak. Two-dimensional two-wavelength emission technique for soot diagnostics. *Applied Optics*, 40(30):5370, Oktober 2001.
- [140] A. Aleksandrov, R. Suntz und H. Bockhorn. Investigation of the impact of imposed air inlet velocity oscillations on the formation and oxidation of soot using simultaneous 2-colour-TIRE-LII. *Applied Physics B*, 119(4):777–795, Mai 2015.
- [141] B. F. Kock, Th. Eckhardt und P. Roth. In-cylinder sizing of diesel particles by time-resolved laser-induced incandescence (TR-LII). *Proceedings of the Combustion Institute*, 29(2):2775–2782, Januar 2002.
- [142] Boris F. Kock, Can Kayan, Jörg Knipping, Hans R. Orthner und Paul Roth. Comparison of LII and TEM sizing during synthesis of iron particle chains. *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(1):1689–1697, Januar 2005.

- [143] B. Kock, B. Tribalet, C. Schulz und P. Roth. Two-color time-resolved LII applied to soot particle sizing in the cylinder of a Diesel engine. *Combustion and Flame*, 147(1-2):79–92, Oktober 2006.
- [144] Max Hofmann, Wolfgang G. Bessler, Christof Schulz und Helga Jander. Laser-induced incandescence for soot diagnostics at high pressures. *Applied Optics*, 42(12):2052, April 2003.
- [145] A. V. Filippov, M. Zurita und D. E. Rosner. Fractal-like Aggregates: Relation between Morphology and Physical Properties. *Journal of Colloid and Interface Science*, 229(1):261–273, September 2000.
- [146] Matlab Online Documentation.
Online. <https://de.mathworks.com/help/matlab/ref/ode45.html>.
- [147] Raphael Mansmann, Tobias Terheiden, Philip Schmidt, Jan Menser, Thomas Dreier, Torsten Endres und Christof Schulz. LIISim: a modular signal processing toolbox for laser-induced incandescence measurements. *Applied Physics B*, 124(4), April 2018.
- [148] Matlab Online Documentation.
Online. <https://de.mathworks.com/help/optim/ug/nonlinear-least-squares-problem-based-basics.html>.
- [149] Milton Kerker. *The scattering of light : and other electromagnetic radiation*. Academic Press, New York, 1969.
- [150] R. Di Sante. Laser extinction technique for measurements of carbon particles concentration during combustion. *Optics and Lasers in Engineering*, 51(6):783–789, Juni 2013.
- [151] Tami C. Bond und Robert W. Bergstrom. Light absorption by carbonaceous particles: An investigative review. *Aerosol Science and Technology*, 40(1):27–67, Januar 2006.

- [152] Kermit C. Smyth und Christopher R. Shaddix. The elusive history of $m \sim 1.57 - 0.56i$ for the refractive index of soot. *Combustion and Flame*, 107(3):314–320, November 1996.
- [153] F. Migliorini, K. A. Thomson und G. J. Smallwood. Investigation of optical properties of aging soot. *Applied Physics B*, 104(2):273–283, Februar 2011.
- [154] F. Migliorini, S. Deiluiis, F. Cignoli und G. Zizak. How “flat” is the rich premixed flame produced by your McKenna burner? *Combustion and Flame*, 153(3):384–393, Mai 2008.
- [155] A. G. Gaydon und H. G. Wolfhard. *Flames, their structure, radiation and temperature*. Chapman and Hall, 1970.
- [156] Christopher R. Shaddix. Correcting Thermocouple Measurements for Radiation Loss: a Critical Review. *Proceedings of the 33rd National Heat Transfer Conference*, August 1999. NHTC99-282.
- [157] Christopher S. Goldenstein, Christopher L. Strand, Ian A. Schultz, Kai Sun, Jay B. Jeffries und Ronald K. Hanson. Fitting of calibration-free scanned-wavelength-modulation spectroscopy spectra for determination of gas properties and absorption lineshapes. *Applied Optics*, 53(3):356, Januar 2014.
- [158] Dominic L. Barone. *Investigation of TDLAS Measurements in a Scramjet Engine*. Dissertation, University of Cincinnati, University of Cincinnati, 2010.
- [159] L. S. Rothman, I. E. Gordon, Y. Babikov, A. Barbe, D. Chris Benner, P. F. Bernath, M. Birk, L. Bizzocchi, V. Boudon, L. R. Brown, A. Campargue, K. Chance, E. A. Cohen, L. H. Coudert, V. M. Devi, B. J. Drouin, A. Fayt, J.-M. Flaud, R. R. Gamache, J. J. Harrison, J.-M. Hartmann, C. Hill, J. T. Hodges, D. Jacquemart, A. Jolly, J. Lamouroux, R. J. Le Roy, G. Li, D. A. Long, O. M. Lyulin, C. J. Mackie, S. T. Massie, S. Mikhailenko, H. S. P. Müller, O. V. Naumenko, A. V. Nikitin, J. Orphal, V. Perevalov, A. Perrin,

- E. R. Polovtseva, C. Richard, M. A. H. Smith, E. Starikova, K. Sung, S. Tashkun, J. Tennyson, G. C. Toon, Vl. G. Tyuterev und G. Wagner. The HITRAN2012 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 130:4–50, November 2013.
- [160] L. S. Rothman, I. E. Gordon, R. J. Barber, H. Dothe, R. R. Gamache, A. Goldman, V. I. Perevalov, S. A. Tashkun und J. Tennyson. HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 111(15):2139–2150, Oktober 2010.
- [161] M.A. Bolshov, Yu.A. Kuritsyn und Yu.V. Romanovskii. Tunable diode laser spectroscopy as a technique for combustion diagnostics. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 106:45–66, April 2015.
- [162] Christopher S. Goldenstein, R. Mitchell Spearrin, Jay. B. Jeffries und Ronald K. Hanson. Infrared laser-absorption sensing for combustion gases. *Progress in Energy and Combustion Science*, 60:132–176, Mai 2017.
- [163] Matthias Martin Sentko, Sebastian Schulz, Björn Stelzner, Christopher Anderlohr, Maximilian Vicari und Dimosthenis Trimis. Determination of temperature and water-concentration in fuel-rich oxy-fuel methane flames applying TDLAS. *Combustion and Flame*, 214:336–345, April 2020.
- [164] M.M. Sentko, S. Schulz, B. Stelzner, C. Anderlohr, M. Vicari und D. Trimis. Experimental investigation of the pressure influence on flame structure of fuel-rich oxy-fuel methane flames for synthesis gas production. *Fuel*, 286:119377, Februar 2021.
- [165] Matthias Martin Sentko. *Charakterisierung von vorgemischten Methan/Sauerstoff-Flammen im POX (partielle Oxidation) Bereich unter erhöhten Drücken*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2022.
- [166] Katja Dettmer-Wilde und Werner Engewald, Editors. *Practical Gas Chromatography*. Springer Berlin Heidelberg, 2014.

- [167] Matthias Stiess. *Mechanische Verfahrenstechnik - Partikeltechnologie I*. Springer-Verlag GmbH, 2009.
- [168] Frank Schmidt. Transport und Abscheidung submikroner Partikel. Universität, Habil.-Schr., 2001–Duisburg.
- [169] Alfred D. Eisner und Daniel E. Rosner. Experimental studies of soot particle thermophoresis in nonisothermal combustion gases using thermocouple response techniques. *Combustion and Flame*, 61(2):153–166, August 1985.
- [170] David G. Goodwin, Raymond L. Speth, Harry K. Moffat und Bryan W. Weber. Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes. 2018. Version 2.4.0.
- [171] Chemical-kinetic mechanisms for combustion applications. San Diego Mechanism web page, Mechanical and Aerospace Engineering (Combustion Research), University of California at San Diego <http://combustion.ucsd.edu>.
- [172] Stephen Dooley, Sang Hee Won, Marcos Chaos, Joshua Heyne, Yiguang Ju, Frederick L. Dryer, Kamal Kumar, Chih-Jen Sung, Haowei Wang, Matthew A. Oehlschlaeger, Robert J. Santoro und Thomas A. Litzinger. A jet fuel surrogate formulated by real fuel properties. *Combustion and Flame*, 157(12):2333–2339, Dezember 2010.
- [173] E. Ranzi, A. Frassoldati, R. Grana, A. Cuoci, T. Faravelli, A. P. Kelley und C. K. Law. Hierarchical and comparative kinetic modeling of laminar flame speeds of hydrocarbon and oxygenated fuels. *Progress in Energy and Combustion Science*, 38(4):468–501, August 2012.
- [174] Eliseo Ranzi, Alessio Frassoldati, Alessandro Stagni, Matteo Pelucchi, Alberto Cuoci und Tiziano Faravelli. Reduced Kinetic Schemes of Complex Reaction Systems: Fossil and Biomass-Derived Transportation Fuels. *International Journal of Chemical Kinetics*, 46(9):512–542, Juli 2014.

- [175] Eliseo Ranzi, Carlo Cavallotti, Alberto Cuoci, Alessio Frassoldati, Matteo Pelucchi und Tiziano Faravelli. New reaction classes in the kinetic modeling of low temperature oxidation of n-alkanes. *Combustion and Flame*, 162(5):1679–1691, Mai 2015.
- [176] Tirthankar Mitra, Carson Chu, Ali Naseri und Murray J. Thomson. Polycyclic aromatic hydrocarbon formation in a flame of the alkylated aromatic trimethylbenzene compared to those of the alkane dodecane. *Combustion and Flame*, 223:495–510, Januar 2021.
- [177] Shao Teng Chong, Venkat Raman, Michael E. Mueller, Prabhu Selvaraj und Hong G. Im. Effect of soot model, moment method, and chemical kinetics on soot formation in a model aircraft combustor. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(1):1065–1074, 2019.
- [178] Quanxi Tang, Mengda Wang und Xiaoqing You. Measurements of sooting limits in laminar premixed burner-stabilized stagnation ethylene, propane, and ethylene/toluene flames. *Fuel*, 235:178–184, 2019.

A Anhang

A.1 Berechnungen zur Auslegung der Sekundärluft

Flammentemperatur für 600 K Lufttemperatur und $\Phi = 1,43$ laut [29] $T_{haupt} = 2244$ K

Berechnung Hauptströmung:

$$\rho_{haupt} = \frac{p}{RT_{haupt}} = 0,1573 \frac{kg}{m^3} \quad (A.1)$$

$$u_{haupt} = \frac{\dot{m}}{A} = 11,406 \frac{m}{s} \quad (A.2)$$

Berechnung Sekundärströmung:

$$\rho_{sek} = \frac{p}{RT_{sek}} = 0,6064 \frac{kg}{m^3} \quad (A.3)$$

$$u_{sek} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} RT_{sek} \left(1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right)} = 102,22 \frac{m}{s} \quad (A.4)$$

Impulsverhältnis:

$$J = \frac{\rho_{sek} u_{sek}^2}{\rho_{haupt} u_{haupt}^2} = 309.46 \quad (\text{A.5})$$

Damit ergibt sich der Lochabstand S bei einer Kanalhöhe $H = 0,11 \text{ m}$

$$S = \frac{7 \cdot H}{\sqrt{J}} = 0.0438 \text{ m}; \quad (\text{A.6})$$

Bei der gegebenen Brennkammerbreite von $0,11 \text{ m}$ können so maximal drei Löcher pro Reihe platziert werden. Aufgrund der versetzten, zweireihigen Anordnung ergibt sich pro Seite jeweils eine Reihe mit drei und eine mit zwei Löchern. Der Lochdurchmesser ergibt sich aus dem benötigten Massenstrom.

A.2 PIV Strömungsfelder

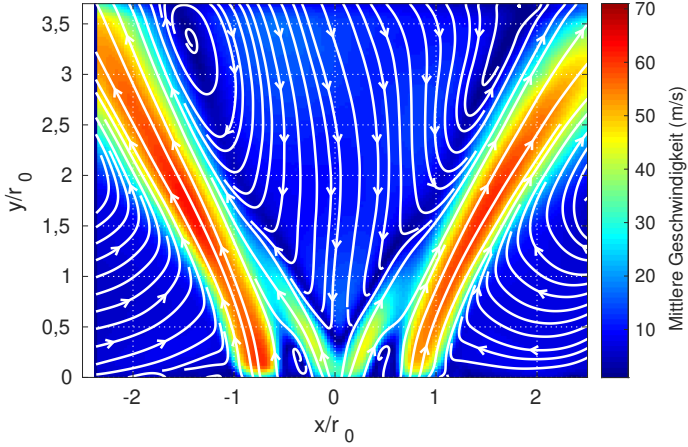


Abbildung A.1: Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,67 - T_L = 600K$

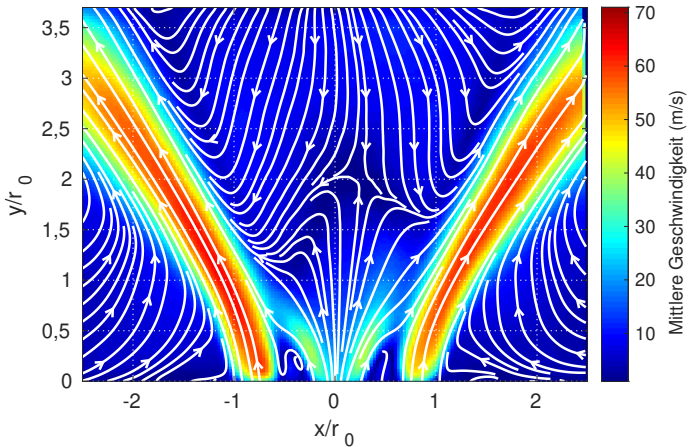


Abbildung A.2: Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,25 - T_L = 600K$

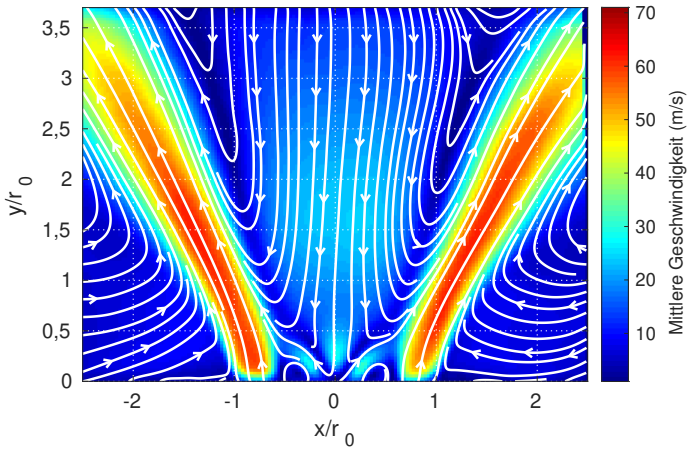


Abbildung A.3: Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,43 - T_L = 700K$

A.3 Partikelgrößenverteilungen der Primärpartikel in der Primärzone der Brennkammer

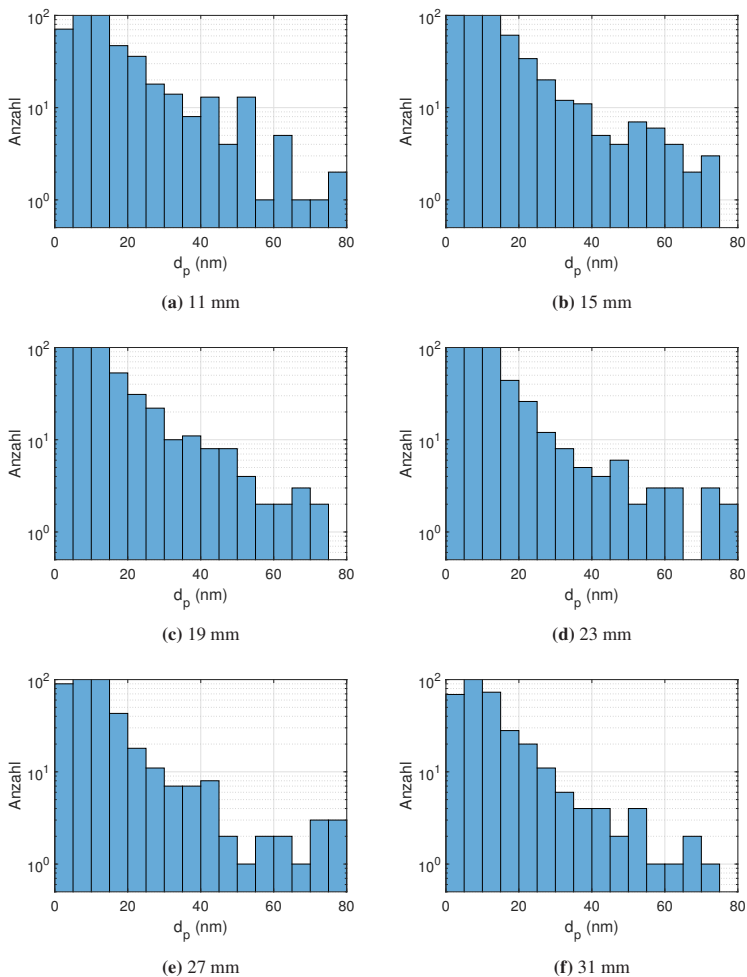
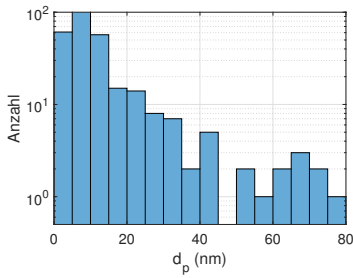
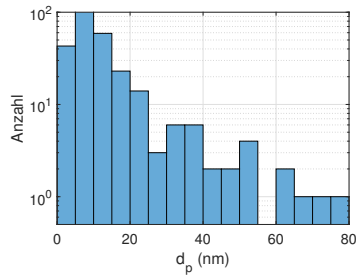


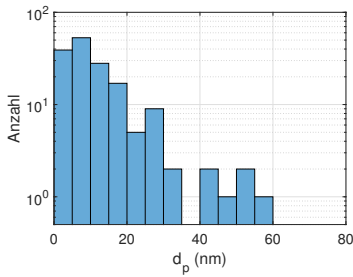
Abbildung A.4: Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,67$



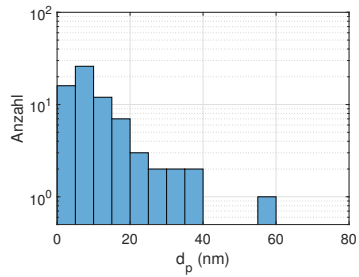
(a) 11 mm



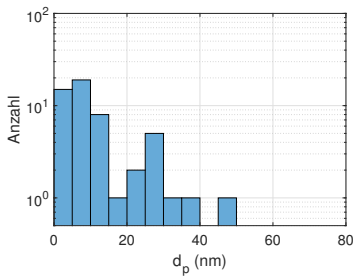
(b) 15 mm



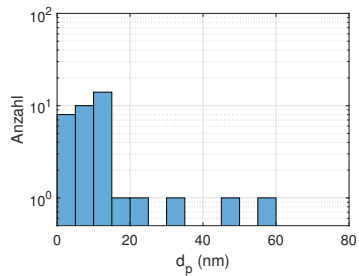
(c) 19 mm



(d) 23 mm



(e) 27 mm



(f) 31 mm

Abbildung A.5: Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,43$

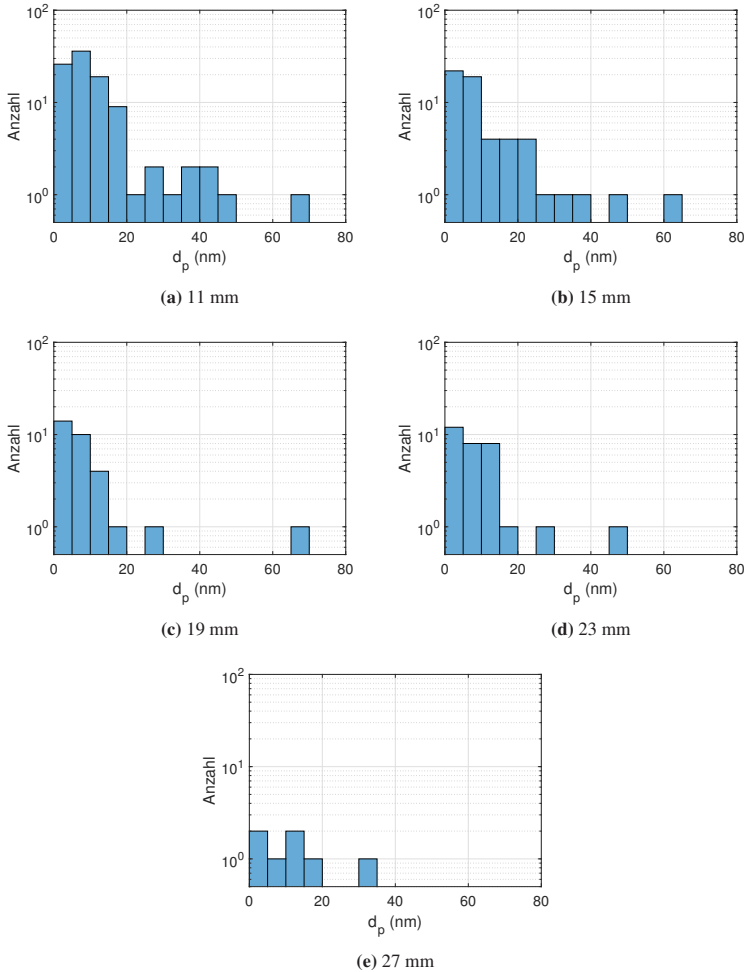
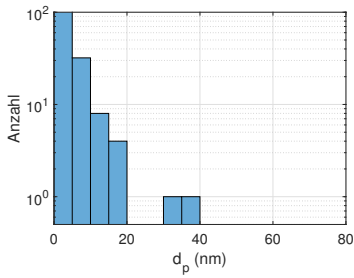
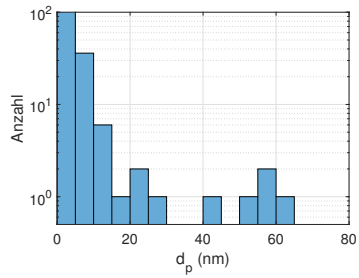


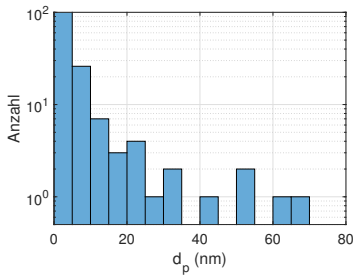
Abbildung A.6: Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,25$



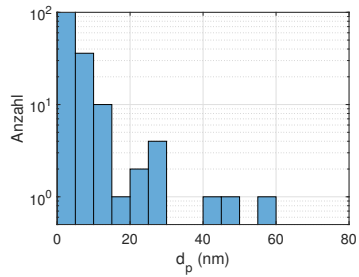
(a) 11 mm



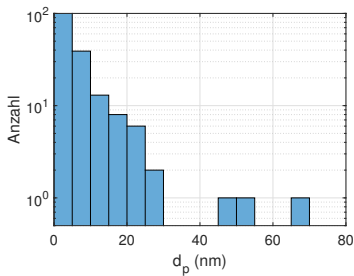
(b) 15 mm



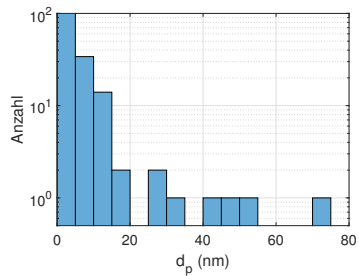
(c) 19 mm



(d) 23 mm



(e) 27 mm



(f) 31 mm

Abbildung A.7: Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 2$

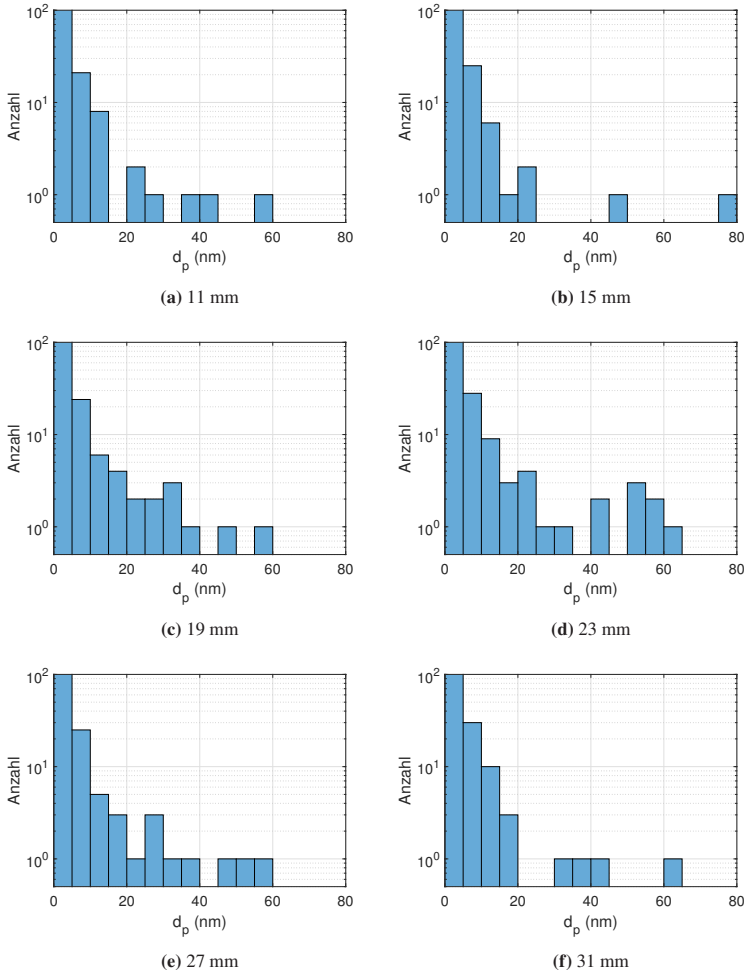
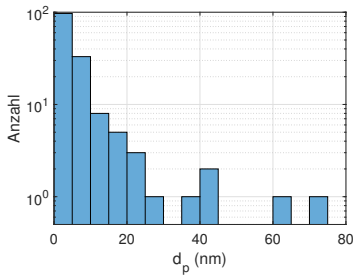
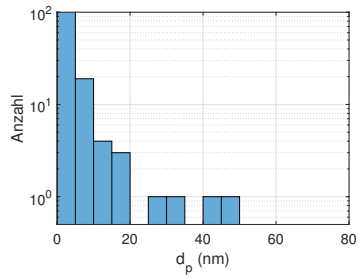


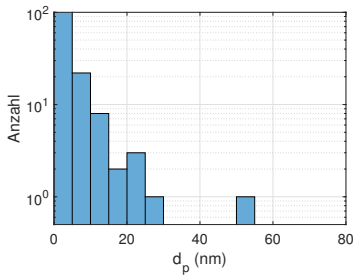
Abbildung A.8: Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,92$



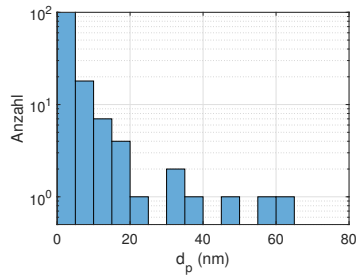
(a) 11 mm



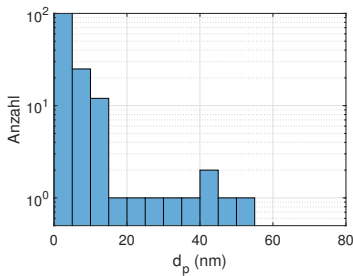
(b) 15 mm



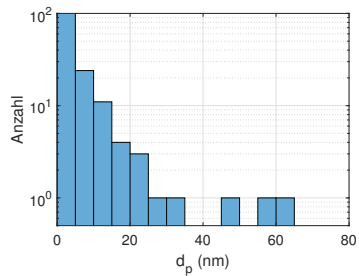
(c) 19 mm



(d) 23 mm



(e) 27 mm



(f) 31 mm

Abbildung A.9: Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,82$

Abbildungsverzeichnis

2.1	Verlauf ausgewählter Spezies und der Temperatur über die Flammenfront einer laminaren, vorgemischten Flamme	9
2.2	Einfluss von Druck, Temperatur und Luftzahl auf die laminare Flammengeschwindigkeit	10
2.3	Schematische Darstellung der Rußentstehung in einer vorgemischten Flamme	19
3.1	Kerosin-Drallbrenner mit einem Pilot- und sechs Hauptzerstäubern.	26
3.2	Brennkammer mit Brenner sowie Stromlinien eines typischen Geschwindigkeitsfeld	29
3.3	Gerendertes Bild des Versuchsstands mit Brennkammer, Sekundärluftzuführung und Lufterhitzern	30
3.4	Anordnung der Löcher der Sekundärluftbeimischung	32
3.5	Schematischer Aufbau von Flachflammenbrenner mit Verdampfer .	36
3.6	PIV Aufbau zur Messung der Strömungsgeschwindigkeiten	41
3.7	Methode zur Trennung der Phasen in PIV Bildern	45
3.8	Messbereich der Zweiphasen-PIV Messungen	47
3.9	Beispiel eines LII-Signals	49
3.10	Schematischer Aufbau des LII Systems zur Messung der 2D-Verteilung des Rußvolumenbruchs	53
3.11	Gemitteltes LII-Signal der zur Kalibrierung des Systems verwendeten Methan-Diffusionsflamme	55
3.12	Spektrale Strahlungsintensität eines schwarzen Strahlers in Abhängigkeit der Temperatur	56
3.13	Aufbau zur Messung der Primärpartikelgröße mittels zeitlich aufgelöster, zwei-Farben laserinduzierter Inkandeszenz	61

3.14	Abhängigkeit des maximalen LII Signals von der Pulsenergie des Lasers	62
3.15	Links: Synchronisierte und gemittelte LII Signale – Recht: Temperaturverlauf aus gemittelten LII Signalen zusammen mit dem modellierten, an die Messdaten gefitteten Temperaturverlauf	64
3.16	Signalverlauf einer Einzelmessung mit Exponentialfit	64
3.17	Schematischer Versuchsaufbau des Laser Extinktion Messsystems	67
3.18	Probenentnahmesystem für die GC/MS Messungen	74
3.19	Aufbau zur Messung der Partikelgrößenverteilung am Auslass der Brennkammer mithilfe eines SMPS	76
3.20	Penetrationsgrad in Abhängigkeit von der Partikelgröße für das verwendete Probenentnahmesystem	78
4.1	Mittels TDLAS gemessene Temperatur-Profile bei 6 cm/s Eintrittsgeschwindigkeit für Kerosin Jet A-1 sowie das Surrogat	80
4.2	Mittels TDLAS gemessene Wasser-Profile bei 6 cm/s Eintrittsgeschwindigkeit für Kerosin Jet A-1 sowie das Surrogat	81
4.3	Mittels TDLAS gemessene Acetylen-Profile bei 6 cm/s Eintrittsgeschwindigkeit für Kerosin Jet A-1 sowie das Surrogat	82
4.4	Mittels Laser Extinktion gemessene Rußvolumenbruchprofile bei 6 cm/s Eintrittsgeschwindigkeit für Kerosin Jet A-1 sowie das Surrogat	82
4.5	Mittels GC/MS gemessene Spezies-Konzentrationsprofile bei $\Phi = 2,1$ und 5 cm/s Eintrittsgeschwindigkeit für Kerosin Jet A-1 sowie das Surrogat	84
4.6	Vergleich zwischen Messdaten der Jet A-1 Flame bei $\Phi = 2.1$ und $v = 5\text{cm/s}$ und numerischen Rechnungen	87
4.7	Vergleich numerisch berechneter Spezies-Profile für unterschiedliche Gemischzusammensetzungen	89
4.8	Vergleich numerisch berechneter Spezies-Profile für unterschiedliche Gemischzusammensetzungen - Surrogat mit Trimethylbenzol (TMB) sowie Surrogat mit Toluol	91
4.9	Übergang zur rußenden Flamme - Vorgesmischte Kerosinflamme bei 150°C Vorwärmung	93

4.10	Rußvolumenbruch vorgemischte, laminare Kerosin/Luft Flamme 10 mm über der Brennerplatte in Abhängigkeit der Brennstoffzahl. Mittelwerte und Standardbereichung	94
5.1	Mittleres Strömungsfeld der isothermen Strömung	96
5.2	Messung parallel zum Brennkammerdom, 5 mm über dem Brenner .	97
5.3	Mittleres Strömungsfeld der isothermen Strömung - ohne Sekundärluft	98
5.4	Mittleres Strömungsfeld der isothermen Strömung	99
5.5	Mittleres Strömungsfeld der isothermen Strömung - Symmetrische Anordnung der Sekundärluftbohrungen	100
5.6	Bilder der unterschiedlichen Flammentypen. Links vor Umschlag - Rechts nach Umschlag	101
5.7	OH* Signal der unterschiedlichen Flammentypen	102
5.8	OH* Signal bei $\Phi_p = 1,43$ – ankernde Flamme – Darstellung des gesamten Brennraums	103
5.9	Aufnahmen der MIE-Streuung an Kerosintropfen in der Flamme für unterschiedliche Lufttemperaturen	104
5.10	Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,43 - T_L = 600K$ - Abgehobene Flamme	105
5.11	Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,43 - T_L = 600K$ - Ankernde Flamme	105
5.12	Profile der mittleren Strömung bei $\Phi_p = 1,43$	106
5.13	Zeitlich aufgelöste Aufnahme des Flammenumschlags	108
5.14	Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,67 - T_L = 600K$	109
5.15	Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,43 - T_L = 600K$	111
5.16	Mittleres Strömungsfeld bei $\phi_p = 1,25 - T_L = 600K$ ankernd . . .	112
5.17	Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,43 - T_L = 700K$ ohne Pilot .	112
5.18	PIV Einzelbild - $\Phi_p = 1,43$ abgehobene Flamme	113
5.19	± 5 mm räumlich gemittelte instantane axiale Geschwindigkeiten an dem Punkt $x = 0; y = 5r_0$ in den abgehobenen Flammen	114
5.20	Zur Analyse des dreidimensionalen Strömungsfelds verwendeten PIV-Messebenen	115
5.21	Gemittelte Strömungsfelder in unterschiedlichen Messebenen für den Betriebspunkt $\Phi_p = 1,43; T_L = 600K$; ankernde Flamme	116

5.22	Ergebnisse der Validierung mithilfe künstlicher Zweiphasen-PIV Bilder	118
5.23	Verteilung der Anzahl der zur Mittlung verwendeten Vektoren	120
5.24	Vergleich einzelner PIV-Bilder	121
5.25	Ergebnisse der Zweiphasen-PIV Untersuchung für eine abgehobene und eine ankernde Flamme	123
5.26	Zeitreihe von PIV-Einzelaufnahmen, die den Übergang von der abgehobenen zur ankernden Flamme zeigen	126
5.27	Ausgesuchte PIV-Einzelbilder mit hohen Geschwindigkeiten in der inneren Rezirkulation – Abgehobene Flamme. Weiße Pfeile stellen die Geschwindigkeitsvektoren des Brennstoffsprays dar	127
5.28	Ausgesuchte PIV-Einzelbilder – ankernde Flamme. Weiße Pfeile stellen die Geschwindigkeitsvektoren des Brennstoffsprays dar	128
5.29	Instantane Spray Geschwindigkeit - $x = 0,3 r_0$; $y = 0,5 r_0$	128
5.30	Gemessene Spezieskonzentrationen in der Fett/Mager Brennkammer bei $\Phi_p = 1,43$ und 600 K Lufttemperatur ankernde Flamme – mittlere Ebene – Interpolierte Darstellung	131
5.31	Gemessene Temperaturen bei $\Phi_p = 1,43$ und 600 K Lufttemperatur	132
5.32	LII Messungen in der Flamme mit eingeschalteten Pilot	135
5.33	Binärmaske zur Analyse von Anzahl und Größe der Rußligamente	136
5.34	Bilder der Mie-Streuung des Kerosin Sprays	137
5.35	LII Messungen in der Flamme mit ausgeschalteten Pilot	138
5.36	Vergleich des maximalen gemessenen Rußvolumenbruchs	140
5.37	Position der Zwei-Farben LII Messungen	141
5.38	Primärpartikelgröße der Rußpartikel in der Primärzone – ankernde Flammen mit Pilot	142
5.39	Anteil der Aufnahmen mit LII Signal – ankernde Flammen mit Pilot	142
5.40	Primärpartikelgröße der Rußpartikel in der Primärzone – abgehobene Flammen ohne Pilot	144
5.41	Anteil der Aufnahmen mit LII Signal – abgehobene Flammen ohne Pilot	144
5.42	Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,43$ – ankernde Flamme	146
5.43	Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,92$ – abgehobene Flamme	147

5.44	Verlauf der SMPS Messungen nach Zündung der Brennkammer . . .	150
5.45	Gemittelte SMPS Messergebnisse am Brennkammeraustritt	150
A.1	Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,67 - T_L = 600K$	183
A.2	Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,25 - T_L = 600K$	183
A.3	Mittleres Strömungsfeld bei $\Phi_p = 1,43 - T_L = 700K$	184
A.4	Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,67$	185
A.5	Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,43$	186
A.6	Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,25$	187
A.7	Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 2$	188
A.8	Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,92$	189
A.9	Verteilung der Primärpartikeldurchmesser – $\Phi_p = 1,82$	190

Tabellenverzeichnis

3.1	Übersicht über die untersuchten Betriebspunkte	33
3.2	Stoffeigenschaften des Verwendeten Kerosin. Analyse durch externes Labor	34
3.3	Zusammensetzung der Kerosin-Surrogatmischung	34
3.4	Untersuchte Betriebspunkte am McKenna-Brenner	36