



Forschungsberichte aus dem
Institut für Thermische Strömungsmaschinen
Hrsg.: o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig

Kai-Uwe Schildmacher

**Experimentelle Charakterisierung der
Instabilitäten vorgemischter Flammen
in Gasturbinen-Brennkammern**

Band 26/2005



Universität Karlsruhe (TH)

Experimentelle Charakterisierung der Instabilitäten vorgemischter Flammen in Gasturbinen-Brennkammern

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Kai-Uwe Schildmacher
aus Dillenburg

Tag der mündlichen Prüfung:

25. April 2005

Hauptreferent:

o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig

Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis

Forschungsberichte aus dem Institut für Thermische Strömungsmaschinen

herausgegeben von:

o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig
Lehrstuhl und Institut für Thermische Strömungsmaschinen
Universität Karlsruhe (TH)
Kaiserstr. 12
76128 Karlsruhe

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen
Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über
<http://dnb.ddb.de> abrufbar.

©Copyright Logos Verlag Berlin 2005
Alle Rechte vorbehalten.

ISSN 1615-4983
ISBN 3-8325-0965-8

Logos Verlag Berlin
Comeniushof, Gubener Str. 47,
10243 Berlin
Tel.: +49 030 42 85 10 90
Fax: +49 030 42 85 10 92
INTERNET: <http://www.logos-verlag.de>

Experimentelle Charakterisierung der Instabilitäten vorgemischter Flammen in Gasturbinen-Brennkammern

von

Dipl.-Ing. Kai-Uwe Schildmacher

Karlsruhe 2005

Vorwort des Herausgebers

Die schnellen technischen Fortschritte im Turbomaschinenbau, die durch extreme technische Forderungen und starken internationalen Wettbewerb geprägt sind, verlangen einen effizienten Austausch von Fachwissen und Erfahrungen zwischen Universitäten und industriellen Partnern. Mit der vorliegenden Reihe haben wir versucht, ein Forum zu schaffen, das neben unseren Publikationen in Fachzeitschriften die aktuellen Forschungsergebnisse des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH) einem möglichst großen Kreis von Fachkollegen aus der Wissenschaft und vor allem auch der Praxis zugänglich macht und den Wissenstransfer intensiviert und beschleunigt.

Flugtriebwerke, stationäre Gasturbinen, Turbolader und Verdichter sind im Verbund mit den zugehörigen Anlagen faszinierende Anwendungsbereiche. Es ist nur natürlich, dass die methodischen Lösungsansätze, die neuen Messtechniken und die Laboranlagen auch zur Lösung von Problemstellungen in anderen Gebieten – hier denke ich an Otto- und Dieselmotoren, elektrische Antriebe und zahlreiche weitere Anwendungen – genutzt werden. Die effiziente, umweltfreundliche und zuverlässige Umsetzung von Energie führt zu Fragen der ein- und mehrphasigen Strömung, der Verbrennung und der Schadstoffbildung, des Wärmeübergangs sowie des Verhaltens metallischer und keramischer Materialien und Verbundwerkstoffe. Sie stehen im Mittelpunkt ausgedehnter theoretischer und experimenteller Arbeiten, die im Rahmen nationaler und internationaler Forschungsprogramme in Kooperation mit Partnern aus Industrie, Universitäten und anderen Forschungseinrichtungen durchgeführt werden.

Nicht unerwähnt bleiben sollte, dass alle Arbeiten durch enge Kooperation innerhalb des Instituts geprägt sind. Nicht ohne Grund ist der Beitrag der Werkstätten, der Technik-, der Rechner- und der Verwaltungsabteilungen besonders hervorzuheben. Diplomanden und Hilfsassistenten tragen mit ihren Ideen Wesentliches bei, und natürlich ist es der stets freundschaftlich fordernde wissenschaftliche Austausch zwischen den Forschungsgruppen des Instituts, der zur gleich bleibend hohen Qualität der Arbeiten entscheidend beiträgt. Dabei sind wir für die Unterstützung unserer Förderer außerordentlich dankbar.

Im vorliegenden Band der Veröffentlichungsreihe analysiert Herr Schildmacher aufbauend auf früheren Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen Verbrennungsinstabilitäten unter gasturbinennahen Bedingungen. Er stellt die Anregungsmechanismen und Wirkketten der Brennkammerschwingungen in Abhängigkeit der Betriebszustände dar. Grundlage bildet die experimentelle Untersuchung des instationären Strömungsfeldes vorgemischter Flammen mittels laseroptischer Messverfahren. Die genaue Kenntnis der Zusammenhänge ist die Grundvoraussetzung für die Bekämpfung der Instabilitäten, um gezielt schadstoffarme und effiziente Gasturbinen zu entwickeln. Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse können darüber hinaus zur Weiterentwicklung und Validierung numerischer Berechnungsverfahren verwendet werden, wodurch künftig zuverlässigere Stabilitätsprognosen während des Auslegungsprozesses ermöglicht werden, die kostenintensive und langwierige experimentelle Untersuchungen reduzieren.

Vorwort des Autors

Die vorliegende Arbeit ist während meiner Tätigkeit am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH) im Rahmen des von der Europäischen Union geförderten Forschungsvorhabens PRECCINSTA (Prediction and Control of Combustion Instabilities in Tubular and Annular Gas Turbine Combustion Systems) entstanden.

Besonderer Dank gilt den Institutsleitern Herrn o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig und Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer für die Unterstützung und Förderung meiner Arbeit. Auch danke ich Herrn Prof. Sigmar Wittig für die Übernahme des Hauptreferats sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zaralis für die Übernahme des Korreferats.

Für die Durchsicht des Manuskripts und die vielen Anregungen während meiner wissenschaftlichen Tätigkeit danke ich herzlich Herrn Dr.-Ing. Rainer Koch. Des Weiteren möchte ich meinen Dank Herrn Dr.-Ing. Olaf Schäfer für die Hinweise und Erläuterungen insbesondere im Umgang mit den eingesetzten Messtechniken aussprechen, sowie allen Kollegen und Mitarbeitern des Instituts sowohl für die Diskussions- und Kooperationsbereitschaft als auch für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Auch möchte ich mich bei den Mitarbeitern der mechanischen und elektrischen Werkstatt, der Rechnergruppe, den Technikern und den Sekretariaten für die Unterstützung während meiner wissenschaftlichen Arbeit bedanken, ebenso für die Mithilfe der Studenten bei den umfangreichen experimentellen Untersuchungen im Rahmen von Studien- und Diplomarbeiten, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr. Christof Schulz vom Institut für Verbrennung und Gasdynamik der Universität Duisburg-Essen sowie Frau Dr. Nicole Graf, Herrn Dr. Heinz Krämer, Herrn Dr. Thomas Kunzelmann und Herrn Dipl.-Chem. Axel Hoffmann vom Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Heidelberg für die Durchführung und Auswertung der Luft-Brennstoff-Mischungsuntersuchungen und der Flammenfront-Detektion mittels laserinduzierter Fluoreszenz.

Abschließend bedanke ich mich bei meinen Eltern für die uneingeschränkte Unterstützung während meines Studiums und besonders bei meiner Mutter während meiner Zeit am Institut für Thermische Strömungsmaschinen.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	iv
1 Einleitung	1
1.1 Einführung in die Problemstellung	1
1.2 Zielsetzung	2
2 Stand der Forschung	5
2.1 Instabilitäten in isothermen Drallströmungen	5
2.1.1 Definition der Drallzahl	5
2.1.2 Stabilitätskriterium	6
2.1.3 Vortex Breakdown	7
2.1.4 Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten und kohärente Strukturen	10
2.2 Verbrennungsinstabilitäten	11
2.2.1 Rayleigh-Kriterium	12
2.2.2 Anregungsmechanismen	12
2.3 Einfluss der Instabilitäten auf die Stickoxid-Emissionen	15
2.3.1 Bildungsmechanismen	15
2.3.2 Stickoxid-Emissionen in Abhängigkeit der Brennstofffluktuationen	17
3 Versuchsstand und Betriebsbedingungen	20
3.1 Aufbau des Gasturbinen-Brenners	20
3.2 Versuchsstand	21
3.3 Betriebsbedingungen	23
3.3.1 Reagierende Strömung	23
3.3.2 Nicht-reagierende Strömung	24
4 Vorangegangene Arbeiten	25
4.1 Gemischaufbereitung im Brenner	26
4.2 Instationaritäten in der isothermen Strömung	27
4.3 Akustik der Brennkammer und des Plenums	30
4.4 Einflussfaktoren auf die Energiefluktuationen	31
4.5 Einfluss der Brennermodifikationen auf die thermoakustische Stabilität	33

5	Messtechnik	37
5.1	Geschwindigkeitsmessung	37
5.1.1	Methodik der Laser-Doppler-Anemometrie	37
5.1.2	Versuchsaufbau bei nicht-reagierender Strömung	38
5.1.3	Messungen in oszillierender Strömung	39
5.1.4	Versuchsaufbau bei reagierender Strömung	41
5.2	Messung der Geschwindigkeitsfluktuationen mittels Hitzdraht-Anemometrie	42
5.3	Untersuchung der Luft-Brennstoff-Mischung	44
5.3.1	Versuchsaufbau	44
5.3.2	Aceton als Indikator für Gasgemische	45
5.3.3	Bildverarbeitung	46
5.4	Flammenfront-Detektion	46
5.4.1	Methodik der OH-laserinduzierten Fluoreszenz	46
5.4.2	Versuchsaufbau	47
5.4.3	Bildverarbeitung	48
5.5	Dynamische Druckmessung	48
5.6	Temperaturmessung	50
5.6.1	Stationäre Temperaturmessung	50
5.6.2	Messung der Temperaturfluktuationen	53
6	Isotherme Strömung	56
6.1	Luft-Brennstoff-Mischung	57
6.1.1	Diffusionsbetrieb	57
6.1.2	Vormischbetrieb	60
6.1.3	Pilotbetrieb	62
6.2	Analyse des Strömungsfeldes	65
6.2.1	Frequenzanalyse am Brennermund	65
6.2.2	Vergleich zwischen Hitzdraht- und Laser-Doppler-Anemometrie . .	69
6.2.3	Untersuchung des instationären Strömungsfeldes in der Brennkammer	70
7	Reagierende Strömung	74
7.1	Thermoakustische Stabilitätsgrenzen	74
7.2	Stationäre Verbrennung	77
7.3	Instationäre Verbrennung	84
7.3.1	Verbrennung bei Einsetzen der Oszillationen	85

7.3.2	Schwach oszillierende Verbrennung	92
7.3.3	Stark oszillierende Verbrennung	106
7.3.4	Einfluss des Plenums auf die Instabilitäten	119
8	Überprüfung der geometrischen Einflussgrößen	122
8.1	Skalierung des Brennermundes	122
8.2	Isotherme Strömung	123
8.3	Reagierende Strömung	125
9	Zusammenfassung	127
	Literaturverzeichnis	129

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Symbol	Einheit	Physikalische Bedeutung
A	m^2	Fläche
a	m/s	Schallgeschwindigkeit
c	m/s	Geschwindigkeit
c	$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$	spezifische Wärmekapazität
D	m	Durchmesser, Brennermund-Außendurchmesser
\dot{D}	Nm	Drehimpuls
d	m	Durchmesser
F	-	Frequenzgang
F	N	Kraft
f	Hz	Frequenz
g	m/s^2	Erdbeschleunigung
H_u	MJ/kg	unterer Heizwert
h	m	Höhe
\dot{I}	N	Axialimpulsstrom
l	m	Länge
l_{min}	$\text{kg}_{\text{O}_2}/\text{kg}_{\text{Br}}$	Mindestluftbedarf
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
Nu	-	Nusselt-Zahl, $Nu = \alpha \cdot l_{char}/\lambda$
p	N/m^2	Druck
\dot{Q}	W	Wärmestrom
q	Ws/m^2	spezifische Wärmemenge
R	$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$	Gaskonstante
Re	-	Reynolds-Zahl, $Re = c_\infty \cdot l_{char}/\nu$
r	-	Korrelationskoeffizient
r	m	Radius, Achse des Zylinderkoordinatensystems
S	-	Drallzahl
St	-	Strouhal-Zahl, $St = f_{St} \cdot D/c_\infty$
s	m	Weglänge
T	s	Periodendauer
T	K	Temperatur
t	s	Zeit
u	m/s	Geschwindigkeit, Axialgeschwindigkeit
V	m^3	Volumen
\dot{V}	m^3/s	Volumenstrom
w	m/s	Umfangsgeschwindigkeit
x	m	Achse des kartesischen Koordinatensystems
Y	-	Mischungsbruch
y	m	Achse des kartesischen Koordinatensystems
Z	$1/(\text{m} \cdot \text{s})$	akustische Impedanz

z	m	Achse des kartesischen Koordinatensystems
-----	---	---

Griechische Buchstaben

Symbol	Einheit	Physikalische Bedeutung
α	$^\circ$	Winkel um die x-Achse
α	W/(m ² · K)	Wärmeübergangszahl
ε	-	Emissionskoeffizient
η	Ns/m ²	dynamische Viskosität
κ	-	Adiabatexponent
λ	-	Luftzahl
λ	W/(m · K)	Wärmeleitfähigkeit
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ω	Hz	Kreisfrequenz
Φ	-	Brennstoffzahl, $\Phi = 1/\lambda$
φ	$^\circ$	Phasenwinkel, Winkel
ψ_{ij}		Koeffizient ij der Flammentransfermatrix
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	-	(relative) Standardabweichung
σ	W/(m ² · K ⁴)	Strahlungskonstante
τ	s	Zeitkonstante
τ	s	Verzugszeit

Indizes

Index	Bedeutung
0	auf den Auslegungspunkt bezogen
1	auf den Eintritt in den Brenner bezogen
2	auf den Eintritt in die Brennkammer bezogen
3	auf den Beginn der Flammenfront bezogen
a	auf die Außenkontur bezogen
ad	adiabat
Bk	Brennkammer
Br	Brennstoff
$char$	charakteristische Größe
$Diff$	Diffusionsflamme ohne Pilotierung
Fl	Flamme
ges	gesamt
h	auf den Hals des Helmholtz-Resonators bezogen
i	auf die Innenkontur bezogen
i	Positionsindex
i	auf die Brennstoffeinbringung bezogen

<i>konv</i>	Konvektion
<i>LuVo</i>	Luftvorwärmer
<i>max</i>	Maximalwert
<i>min</i>	Minimalwert
<i>p</i>	Druckseite
<i>res</i>	Resonanz
<i>res</i>	resultierende Größe
<i>s</i>	Saugseite
<i>TE</i>	auf das Thermoelement bezogen
<i>TET</i>	auf den Turbineneintritt bezogen
<i>th</i>	thermisch
<i>Vor0%</i>	Vormischflamme ohne Pilotierung
<i>Vor7%</i>	Vormischflamme mit 7 % Pilotierung
<i>W</i>	an der Wand

Sonderzeichen

Symbol	Bedeutung
Δ	Differenz zwischen zwei Größen
'	fluktuierende Größe
^	Amplitude
-	zeitlich gemittelte Größe
~	periodisch fluktuierende Größe
∞	in der Anströmung, auf das Unendliche bezogen

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
BSA	Burst Spectrum Analyser
CBO	Zylindrischer Brenneraustritt (Cylindrical Burner Outlet)
FID	Flammen-Ionisationsdetektor
HD	Hitzdraht
HWA	Hitzdraht-Anemometer (Hot Wire Anemometry)
LDA	Laser-Doppler-Anemometer
LIF	laserinduzierte Fluoreszenz
PM	Photomultiplier
PVC	präzessierender Wirbelkern (Precessing Vortex Core)
RMS	Standardabweichung
Temp	Temperatur

1 Einleitung

1.1 Einführung in die Problemstellung

Gasturbinen gewinnen bei der elektrischen Energieversorgung zunehmend an Bedeutung. Insbesondere kommt ihnen in modernen Kombikraftwerken eine Schlüsselrolle zu, weil sich Wirkungsgrade von bis zu 60 % erzielen lassen. Da sie in der Regel mit Erdgas gefeuert werden, entsteht bei der Verbrennung aufgrund des hohen Wasserstoff-zu-Kohlenstoff-Verhältnisses von Methan vergleichsweise wenig Kohlendioxid, das für den Treibhauseffekt mitverantwortlich ist. Auch treten im Vergleich zur Kohlebrennung nur minimale Mengen unverbrannter Kohlenwasserstoffe auf. Durch gesteigerte Druckverhältnisse und Turbineneintrittstemperaturen, die durch bessere Schaufelmaterialien und effizientere Kühlung möglich sind, wurden in der jüngsten Vergangenheit bedeutende Wirkungsgradsteigerungen erzielt.

Während Schadstoffe, die auf einer unvollständigen Verbrennung beruhen, wie Kohlenmonoxid und unverbrannte Kohlenwasserstoffe, fast vollständig eliminiert werden konnten, rückt zunehmend die Reduktion der thermischen Stickoxide in den Vordergrund der Forschung, deren Bildung durch die hohen Drücke und Temperaturen in der Reaktionszone entsprechend dem Zeldovich-Mechanismus [103] begünstigt wird. Deshalb wurden weltweit Konzepte mit vermindertem Stickoxidausstoß bei hohem Wirkungsgrad entwickelt. Durch die Abkehr von den großen Silobrennkammern Ende der 70er Jahre hin zu den vor allem vom Flugtriebwerk her bekannten kleinen Ringbrennkammern konnten die Aufenthaltszeiten in der Brennkammer bei hohen Temperaturen erheblich reduziert und dadurch die Stickoxidemissionen deutlich vermindert werden. Das gegenwärtig größte Potential zur Stickoxidminderung stellt die magere Vormischverbrennung dar, bei der die Flammentemperatur und damit die Bildungsrate der thermischen Stickoxide durch hohen Luftüberschuss reduziert wird [58, 62]. Allerdings ist dieses Verbrennungskonzept anfällig für Brennkammerschwingungen, und die Magerlöschgrenze verschiebt sich zu niedrigeren Luftzahlen [46, 100]. Findet beispielsweise eine Rückkopplung zwischen den Fluktuationen der Energiefreisetzungsrate und den periodischen Druckschwankungen in der Brennkammer statt, treten selbsterregte thermoakustische Instabilitäten mit hohen Druckamplituden auf, die zu einer starken mechanischen Belastung des Systems führen.

Die unerwünschten Oszillationen können durch Variationen der Brenner- und Brennkammergeometrie oder der Brennstoffeinbringung unterdrückt werden. Viel versprechende Ansätze zur Eindämmung der Brennkammerschwingungen stellen passive Dämpfer dar, bei denen indirekt auf den Verbrennungsprozess durch eine Verbesserung der Brenner- und Brennkammerkonzepte [6, 89], eine optimierte Brennstoffaufbereitung [44] oder durch Resonatoren Einfluss genommen wird. Ein anderer Weg zur Unterdrückung der Oszillationen sind aktive Regelungen, beispielsweise ein neben dem Brennstoffmassenstrom überlagerter pulsierender sekundärer Brennstoffmassenstrom, der den Fluktuationen der Energiefreisetzungsrate entgegenwirkt [104]. Beiden Ansätzen ist jedoch gemeinsam, dass zurzeit erhebliche Schwierigkeiten bestehen, eine stabile Verbrennung über den gesamten Betriebsbereich zu gewährleisten. Oftmals tritt durch die Modenkopplung mit der Dämpfung einer bestimmten Frequenz eine andere verstärkt zutage, der vorher keine Beach-

tung geschenkt wurde. Die Details der Anregungsmechanismen und der Zusammenhänge zwischen Strömungsinstabilitäten, Fluktuationen in der Wärmefreisetzung der Flamme und den Verbrennungsinstabilitäten sind unzureichend bekannt. Auch die Geometrie des Brenners, der Brennkammer, der Luftzuführung und des Kamins üben maßgeblichen Einfluss auf die Amplitude und die Frequenz der Schwingung aus, so dass durch die vielen verschiedenen Auslegungsphilosophien allgemein gültige Aussagen aus der Erfahrung der Praxis erschwert werden. Durch den zusätzlichen Wartungsaufwand und mögliche folgenschwere Ausfälle der Regelung sind passive Dämpfungsmaßnahmen vorzuziehen. Jedoch dämpfen sie meistens nur Oszillationen einer bestimmten Frequenz, oder sie verstimmen das System zugunsten einer anderen Resonanzfrequenz [2].

Derzeitige Ansätze können langfristig nur als Übergangslösungen betrachtet werden, da zurzeit weder aktive noch passive Dämpfer existieren, die das Auftreten von Flammeninstabilitäten im ganzen Frequenzspektrum zuverlässig über den gesamten Betriebsbereich unterbinden. Für die Erprobung und zur Positionierung der Dämpfer reichen experimentelle Untersuchungen an Brennkammer-Versuchsständen i. d. R. alleine nicht aus, sondern auch kostenintensive Analysen der Schwingungsmoden an Gasturbinen sind zusätzlich notwendig. Numerische Berechnungsverfahren zur Vorhersage der Instabilitäten sind sehr zeitaufwendig und können zurzeit keine zuverlässigen Prognosen liefern, da die Mechanismen nicht vollständig verstanden sind. Die experimentelle Erforschung der Verbrennungsinstabilitäten, die sich in Druck- und Energiefreisetzungsfluktuationen äußern, bei technisch relevanten Drallflammen ist zwingend nötig, um tief greifendes Verständnis für das hochkomplexe Zusammenspiel mit der turbulenten Strömung zu gewinnen. Nur dadurch können die entscheidenden Einflussfaktoren bestimmt werden, um eine zielgerichtete allgemein gültige Strategie zur Unterdrückung von Brennkammerschwingungen ohne Einschränkung des Betriebsbereichs vor dem Hintergrund weiterer Schadstoffreduzierung und zusätzlicher Wirkungsgradsteigerung zu entwickeln.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Identifizierung der Anregungsmechanismen und deren Wirkketten anhand von experimentellen Untersuchungen unter maschinennahen Bedingungen, um eine bestmögliche Übertragbarkeit der Ergebnisse auf Gasturbinen zu gewährleisten.

1.2 Zielsetzung

Trotz umfangreicher Forschungen in den letzten beiden Jahrzehnten können bis zum heutigen Tag Verbrennungsinstabilitäten nicht zuverlässig vorausgesagt werden. Sie sind durch periodische Fluktuationen des Drucks in der Brennkammer zusammen mit Schwankungen der Energiefreisetzung in der Flamme gekennzeichnet. Die Wechselwirkung zwischen dem hochturbulenten Strömungsfeld und dem instationären Reaktionsumsatz in der Flamme wird durch den Brenner und die Brennkammer bestimmt, aber auch noch durch vor- und nachgeschaltete Anlagenkomponenten. Prüfstände können in der Regel nur unzureichend das Verhalten der Anlage wiedergeben, und in Gasturbinen ist fast nur der Einsatz einfacher Sonden-Messtechniken aufgrund der eingeschränkten Zugänglichkeit möglich. Ergebnisse aus grundlagenorientierten Untersuchungen und Parameterstudien liegen kaum vor und wenn, ist die Übertragbarkeit auf Gasturbinen aufgrund nicht ausreichend bekannter Skalierungsgesetzmäßigkeiten kaum möglich [4].

Im Rahmen dieser Arbeit soll ein Versuchsstand konstruiert werden, der die Anforderungen an die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf reale Gasturbinen weitgehend erfüllt, aber unter atmosphärischem Druck betrieben werden kann. Durch Beibehaltung der geometrischen Abmessungen, wichtiger Ähnlichkeitskennzahlen und des Impulsstromverhältnisses zwischen Luft und Brennstoff konnte nahezu dasselbe thermoakustische Verhalten wie bei der Original-Gasturbine erreicht werden. So ist das Ziel dieser Arbeit in experimentellen Untersuchungen die Wirkketten, die zu Brennkammerschwingungen führen, unter maschinennahen Bedingungen zu analysieren.

Im ersten Teil der Arbeit wird die nicht-reagierende Strömung nach Strömungsinstabilitäten und Mischungsinhomogenitäten untersucht, um deren Einfluss auf die Brennkammerschwingungen festzustellen. Bereits in nicht-reagierenden Drallströmungen treten unterschiedliche Instabilitäten auf, wie z. B. der so genannte Vortex Breakdown, präzessierende Wirbelkerne oder Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten, die vorwiegend im Bereich der Scherzone zwischen dem Rezirkulationsgebiet und der Hauptströmung (Abb. 1.1) anzutreffen sind. Gerade in dieser Zone großer Geschwindigkeitsgradienten stabilisiert sich unter reagierenden Bedingungen die Flamme, so dass diese Instationaritäten auch die Flammenstabilität beeinflussen können. Neben den aerodynamischen Instabilitäten können aber auch beispielsweise periodische Kraftstoffinhomogenitäten durch Wirbelablösungen am Brennermund für Brennkammerschwingungen verantwortlich sein, die Fluktuationen in der Energiefreisetzung verursachen. Diese Mischungsschwankungen werden ebenfalls in der nicht-reagierenden Strömung untersucht.

Bekannt ist, dass die Instabilitäten in isothermen Strömungen nicht zwangsläufig auch unter reagierenden Bedingungen auftreten [80], so dass zusätzlich die reagierende Strömung betrachtet werden muss. So werden in dieser Arbeit Brennkammerschwingungen erstmals experimentell umfassend untersucht. Der Schwerpunkt liegt in der Analyse der zeitlichen Zusammenhänge zwischen Druck-, Geschwindigkeits-, Temperatur- und Flammenfrontfluktuationen, um die Anregungsmechanismen zu identifizieren. Besonders die phasenrichtige Energiefreisetzung in der Flamme in Wechselwirkung mit dem Druck ist entscheidend

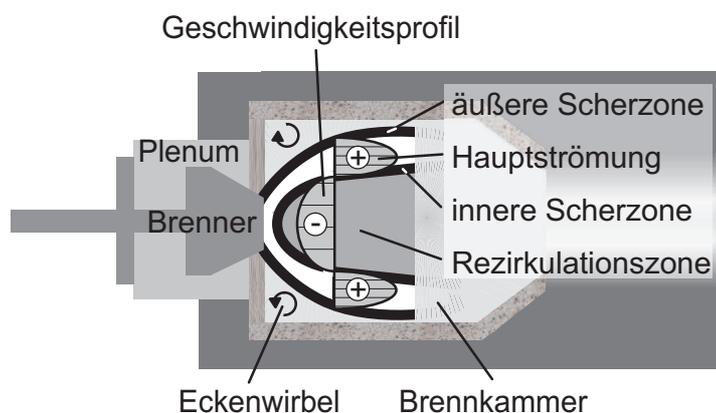


Abb. 1.1: Skizze der Scherzonen, der Hauptströmung und der Rezirkulationszone (vgl. Kap. 6.1)

für die Entstehung und Aufrechterhaltung selbsterregter Brennkammerschwingungen, wie in Kapitel 2.2.1 noch näher erläutert wird. Detaillierte phasenbezogene experimentelle Untersuchungen des Strömungsfeldes bei unterschiedlichen thermischen Leistungen sollen Aufschluss über die Wirkketten und die Rückkopplungsmechanismen geben, um ein Fundament zur Beseitigung thermoakustischer Instabilitäten in Gasturbinen zu schaffen. Zusätzlich werden die gewonnenen Ergebnisse zur Validierung numerischer Berechnungsverfahren verwendet, um Auslegungstools zu entwickeln. Diese numerischen Untersuchungen, die im größeren Rahmen u. a. auch am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe durchgeführt werden, sind jedoch nicht Bestandteil dieser Arbeit, so dass auf die entsprechende Literatur [83, 85, 88] verwiesen wird. Hierdurch werden bei künftigen Entwicklungen zuverlässige Stabilitätsprognosen möglich, wodurch kostspielige und zeitaufwendige Untersuchungen an Versuchsständen und Gasturbinen reduziert werden können.

2 Stand der Forschung

2.1 Instabilitäten in isothermen Drallströmungen

Wie schon erwähnt, werden bei modernen Gasturbinen ausschließlich Vormischflammen eingesetzt. Um eine weitgehend stabile Verbrennung zu gewährleisten, werden die Flammen drallstabilisiert, wodurch kompakte Brennkammerabmessungen möglich werden. Die Aufenthaltszeiten bei hohen Temperaturen in der Brennkammer werden reduziert, so dass die Stickoxid-Emissionen sinken. Obwohl die prinzipiellen Effekte des Dralls auf nicht-reagierende und reagierende Strömungen seit vielen Jahren bekannt sind, fehlt ein umfassendes Verständnis. Aufgrund der Komplexität werden im Folgenden zunächst die in nicht-reagierenden Drallströmungen anzutreffenden Instationaritäten diskutiert, die auch für reagierende Strömungen relevant sind. Daran anschließend werden die durch die Verbrennung hinzukommenden Instabilitäten sowie deren Einfluss auf die Stickoxidbildung dargestellt.

2.1.1 Definition der Drallzahl

Drallströmungen bilden die Grundlage für viele natürliche Phänomene und technische Anwendungen. Durch Drallstabilisierung werden kompakte Flammen mit großer Leistung auf kleinem Raum erreicht. Dadurch sind in stationären Gasturbinen kompakte Brennkammerabmessungen mit kurzen Aufenthaltszeiten möglich, die die Emission von thermischen Stickoxiden eindämmen. Die Stärke des Dralls beeinflusst die Flammenlänge und -form sowie die Stabilität und die Intensität der Verbrennung. Die Verdrallung einer Strömung wird durch die Drallzahl S (Gl. 2.1) charakterisiert. Sie ist definiert als das Verhältnis des Drehimpulsstroms \dot{D} zum Axialimpulsstrom \dot{I} . Durch eine Division mit einer charakteristischen Länge, z. B. dem Brennerradius r_0 , wird sie dimensionslos.

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I} r_0} \quad (2.1)$$

Wird die Axialgeschwindigkeit mit u und die Umfangsgeschwindigkeit mit w bezeichnet, ergibt sich \dot{D} zu

$$\dot{D} = 2\pi \int_0^\infty \rho (\bar{u}\bar{w} + \overline{u'w'}) r^2 dr \quad (2.2)$$

und der Axialimpulsstrom \dot{I} zu

$$\dot{I} = 2\pi \int_0^\infty \left(p - p_\infty + \rho (\overline{u^2} + \overline{w^2}) \right) r dr \quad (2.3)$$

Der Drehimpulsstrom \dot{D} ist abgesehen von Reibungsverlusten an der Wand eine Erhaltungsgröße, während der Axialimpulsstrom \dot{I} dies nur bei isentropen Freistahlströmungen ist. Somit ist die Drallzahl in eingeschlossenen Systemen aufgrund der Querschnitts- und Dichteänderungen nicht zwangsläufig unabhängig vom Ort.

2.1.2 Stabilitätskriterium

Aus zahlreichen experimentellen Untersuchung ist bekannt, dass sich in eingeschlossenen Drallströmungen periodische kohärente Strukturen und Instabilitäten ausbilden [11, 17, 18, 23], die auch die Verbrennung beeinflussen können. Wird ein Fluidteilchen mit der Umfangsgeschwindigkeit $w(r)$, das sich auf einer Kreisbahn mit dem Radius r bewegt, um dr radial ausgelenkt, so lässt sich seine Geschwindigkeit $w^*(r + dr)$ an der Stelle $r + dr$ unter Erhaltung des Drehimpulses näherungsweise in reibungsfreien inkompressiblen Strömungen nach Gleichung 2.4 bestimmen:

$$w^*(r + dr) = \frac{w(r) \cdot r}{r + dr} \quad (2.4)$$

Die Zentrifugalkraft ist proportional zu $\frac{w^2}{r}$. Durch die Auslenkung erfährt das Fluidteilchen eine durch die Umgebung an der neuen Position aufgeprägte veränderte Druckkraft proportional zu $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}$. Durch die unterschiedlichen Kräfte an den Orten r und $r + dr$, die auf das Teilchen wirken, greift an ihm die volumenspezifische Kraft (Gl. 2.5)

$$F_{dZ} = \underbrace{\frac{\rho w^2(r + dr)}{r + dr}}_{\text{aus Druckkraft}} - \underbrace{\frac{\rho w^{*2}(r + dr)}{r + dr}}_{\text{aus Zentrifugalkraft}} \quad (2.5)$$

an. Das Vorzeichen der Kraft F_{dZ} entspricht dem Vorzeichen des Zirkulationsgradienten der örtlichen Strömung. Nach Rayleigh [70] ist die Strömung

$$\text{stabil, wenn} \quad \frac{\partial}{\partial r} \rho (\bar{w} \cdot r)^2 > 0 \quad (2.6)$$

$$\text{indifferent, wenn} \quad \frac{\partial}{\partial r} \rho (\bar{w} \cdot r)^2 = 0 \quad (2.7)$$

$$\text{instabil, wenn} \quad \frac{\partial}{\partial r} \rho (\bar{w} \cdot r)^2 < 0 \quad (2.8)$$

erfüllt ist. Die im Zentrum von Drallströmungen anzutreffenden Starrkörperwirbel sind demnach stabil, da bei ihnen die Umfangsgeschwindigkeit proportional mit dem Radius zunimmt. In inkompressiblen Fluiden hingegen indifferent und besonders störungsanfällig sind Potentialwirbel, die im äußeren Bereich von Drallströmungen auftreten, weil dort die Umfangsgeschwindigkeit reziprok mit dem Radius abnimmt. Zentrifugalkräfte destabilisieren somit eine reibungsfreie inkompressible rotierende Strömung durch kleine Störungen.

In kompressiblen Strömungen begünstigen äußere Bereiche der Strömung mit niedriger Dichte Instabilitäten, etwa durch Erwärmung infolge chemischer Reaktion, wenn näherungsweise nur Scherkräfte in Umfangsrichtung angenommen werden. Wie im folgenden Kapitel 2.1.3 gezeigt wird, treten in den meisten technischen Drallströmungen bevorzugt helikale Instabilitäten gegenüber achsensymmetrischen auf, so dass zusätzlich auch axiale Scherspannungen berücksichtigt werden müssen. Die Gleichungen 2.6, 2.7 und 2.8 zeigen deshalb lediglich eine Tendenz [34]. Das Verhalten stark verdrallter Strömungen wird durch Instabilitäten und Wirbel maßgeblich mitbestimmt.

2.1.3 Vortex Breakdown

Unter besonderen Bedingungen jenseits einer kritischen Drall-Zahl zwischen $S = 0,4$ und 1 kann laut Holzäpfel [31] ein Wirbelaufplatzen in Drallströmungen unter Bildung eines Rezirkulationsgebietes mit einem freien Staupunkt beobachtet werden, ein so genannter Vortex Breakdown.

Durch die von den Fliehkräften verursachte Drehbewegung der Fluidteilchen bildet sich eine Unterdruckzone entlang der Symmetrieachse aus. Der Vortex Breakdown wird durch die Divergenz der Stromlinien bei positivem axialen Druckgradienten verursacht, deren Verlauf sich durch die Form der Strömungsführung oder durch den Freistrahler ergibt. Dadurch wird die Umfangsgeschwindigkeit in axialer Richtung bei gleich bleibendem Radius verringert und der radiale Druckgradient reduziert, gemäß dem aus der Navier-Stokes-Gleichung abgeleiteten Zusammenhang zwischen Zentrifugal- und Druckkraft für stationäre ebene Wirbel (Gl. 2.9).

$$\frac{w^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \quad (2.9)$$

Für einen Wirbelkern gilt ausgehend von Gleichung 2.9 in axialer x-Richtung:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{r=0} - \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right) = - \int_0^r \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho w^2}{r} \right) dr \quad (2.10)$$

Durch die stromab erfolgende Umverteilung des näherungsweise konstanten Drehimpulses auf größere Flächen mit abnehmenden Umfangsgeschwindigkeiten steigt nach Gleichung 2.10 der Druckgradient entlang der Achse an. Dieser positive Druckgradient wiederum vergrößert die Divergenz der Stromlinien, die das Aufplatzen des Wirbels verursachen und endet in einem sich selbstverstärkenden Kreislauf. Hall [25] fasst die wichtigsten Einflussgrößen auf den Vortex Breakdown zusammen. Diese sind neben der Drallzahl S , der positive Druckgradient und die Divergenz der Stromlinien. Entspricht der Axialimpuls der Strömung dem Druckgradienten, so entsteht ein Staupunkt, hinter dem sich bei ausreichender Verdrallung ein toroidales Rezirkulationsgebiet ausbilden kann. Ab einer kritischen Drallzahl S ist der Druckgradient auf der Symmetrieachse so groß, dass

die Strömung stagniert und lokal ihre Richtung ändert. Die Ausbildung des freien Stagnationspunkts und der lokalen Rezirkulationszone sind typische Merkmale eines Vortex Breakdowns. Die Rezirkulationsblase schließt sich nach kurzer Weglänge wieder, und die Strömung bleibt anschließend nur auf einer kurzen Strecke stabil, bevor sie erneut aufbricht (Abb. 2.1).

Im Allgemeinen ist die Strömung nach dem zweiten Aufplatzen hochturbulent und bildet durch eine Strömungsumkehr eine große Rezirkulationszone mit Wirbelstrukturen im Randbereich aus, die drei grundlegende Formen in den meisten technischen Anwendungen annehmen können [23, 30, 63]:

- rotierende spiralförmige Helix, auch präzessierender Wirbelkern oder Precessing Vortex Core genannt (Abb. 2.2a und 2.2b)
- rotierende spiralförmige Doppelhelix (selten, nur bei mäßiger Turbulenz [73])
- achsensymmetrische stromab wandernde Ringwirbel (Abb. 2.2c)

Welchen dieser drei Zustände die Strömung annimmt, hängt neben dem Turbulenzgrad auch von der strömungsführenden Geometrie, der Strömungsgeschwindigkeit und dem Strömungsprofil am Brenneraustritt ab [93]. Bei niedrigen Drallzahlen äußert sich der Vortex Breakdown durch spiralförmige Stromfäden ab dem freien Stagnationspunkt. Experimentellen Untersuchungen von Sarpkaya [73] zufolge entstehen bei progressiver Erhöhung der Drallzahl immer mehr lokale Rückströmgebiete und neue Knicke der Stromfäden, bis sich bei sehr hohen Drallzahlen ein blasenförmiger Vortex Breakdown einstellt. Bei weiterer Drallerhöhung wechseln sich beide Formen laut Leibovich [49] bis zu einer

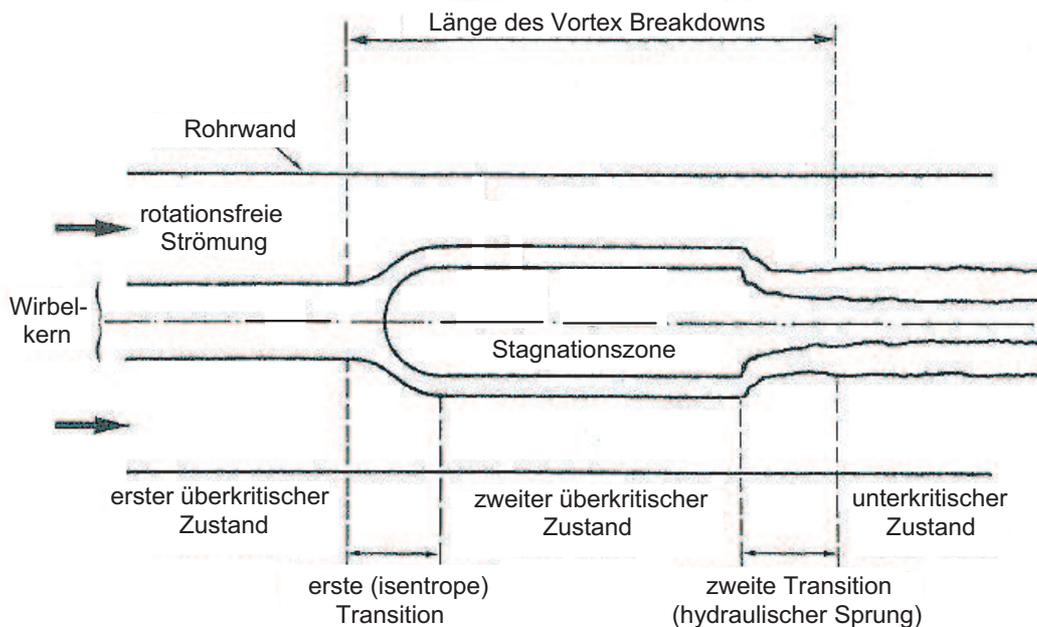
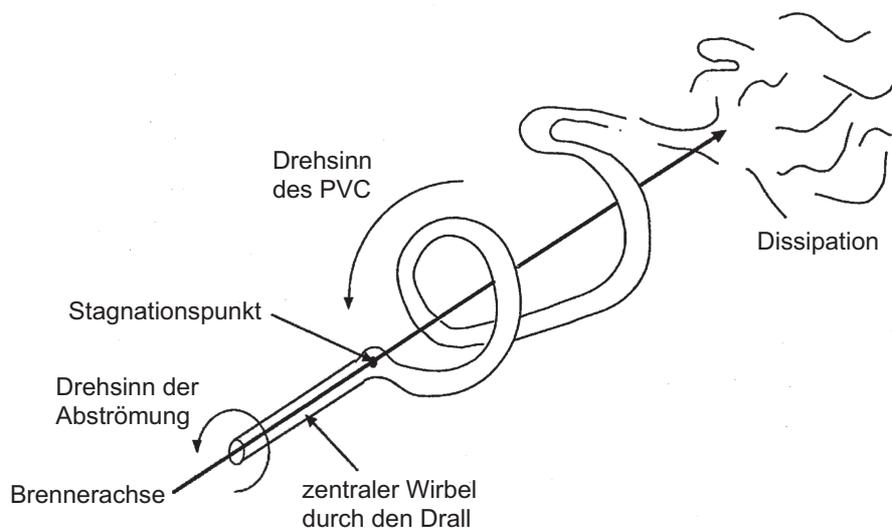
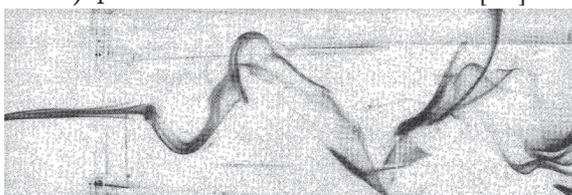


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des Vortex Breakdown [18]

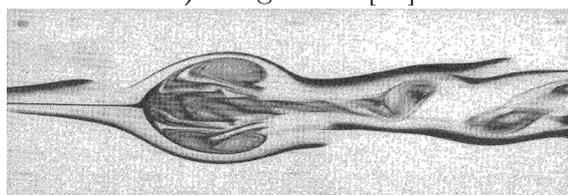
a) Skizze eines präzessierenden Wirbelkerns [54]



b) präzessierender Wirbelkern [16]



c) Ringwirbel [16]

**Abb. 2.2:** Präzessierender Wirbelkern und Ringwirbel

bestimmten Drallobergrenze ab, ab der ein säulenförmiges Rückströmgebiet über die gesamte Länge der Strömung entsteht. Neben den drei zuvor erwähnten Erscheinungsformen kann bei sehr hohen Reynolds-Zahlen ($Re \geq 2 \cdot 10^5$) zusätzlich ein kegelförmiger Vortex Breakdown beobachtet werden [74].

Bezüglich technischer Verbrennungsvorgänge lässt sich generell sagen, dass achsensymmetrische Instabilitäten vorzugsweise bei Vormischflammen, hingegen Helices bei Diffusionsflammen anzutreffen sind [23]. Nach Syred und Beér [94] liegen diese Instabilitäten zwischen der Null-Geschwindigkeitslinie und der Null-Stromlinie. Somit kann die Annahme rotationssymmetrischer Drallströmungen nicht aufrechterhalten werden. Für die Auslegung von Drallbrennern ist deshalb zu beachten, dass für eine vorgegebene Drallzahl die Reynolds-Zahl außerhalb des Vortex Breakdown Bereichs liegt, so dass eine große stabile Rezirkulationszone ausgebildet werden kann. Nach Sarpkaya [73] stellen Drallzahlen $S > 0,6$ und Reynolds-Zahlen $Re > 1,8 \cdot 10^4$ die untere Grenze dar.

Neben den aus Beobachtungen abgeleiteten empirischen Ansätzen wurden auch Theorien zum Vortex Breakdown entwickelt, wenngleich auch keine allgemein akzeptierte zurzeit vorliegt [19]. Ludwig sieht in dem Vortex Breakdown eine hydrodynamische Instabilität bezüglich spiralförmiger Störungen [55, 56], die nach Auftreten der Instabilität verstärkt werden und deswegen Asymmetrien in der Strömung verursachen. Dies führt zu einem freien Stagnationspunkt und letztendlich zum Wirbelaufplatzen. Squire [92] sieht die Ur-

sache des Vortex Breakdowns in einer Anhäufung sich stromauf ausbreitender Störungen am Punkt des überkritisch-subkritischen Strömungsübergangs. Escudier und Keller [18] sowie Keller et al. [38] sagen, dass dieses Phänomen unter bestimmten Voraussetzungen in zwei Schritten stattfindet. Im ersten läuft ein wenig dissipativer Übergang von der superkritischen Anströmung in einen ebenfalls superkritischen Zustand ab, der im zweiten Schritt stark dissipativ und unstetig in einem unterkritischen Zustand endet. Die Strömung weist im superkritischen Zwischenstadium eine Kernzone, in der das Fluid beinahe stagniert, und eine Außenzone mit Potentialströmungsbedingungen auf. Eine dünne zylindrische rotierende Fluidschicht trennt beide Bereiche voneinander. Treten hohe Scherspannungen in der Strömung auf, so wird diese Schicht instabil und asymmetrische Spiralwirbel sind die Folge. Diese Theorie konnte nach Escudier [17] sowie Lucca-Negro und O'Doherty [54] auch experimentell nachgewiesen werden.

Bei dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Gasturbinen-Brenner tritt ein präzessierender Wirbelkern in der nicht-reagierenden Strömung auf. In Kapitel 6.2.1 wird dieses ausführlich diskutiert.

2.1.4 Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten und kohärente Strukturen

Insbesondere für Drallflammen sind die in der Scherzone auftretenden Instabilitäten von besonderem Interesse, da in diesem Bereich der Austausch der Reaktanten stattfindet. Zweidimensionale bzw. zylindersymmetrische Instabilitäten in der Mischungszone, auch als Kelvin-Helmholtz-Instabilität bezeichnet, können hinter Staukörpern, im Nachlauf und im Anfangsbereich von Freistrahlen entstehen. Bei den meisten rezirkulierenden Verbrennungsvorgängen, unabhängig ob Diffusions- oder Vormischflamme, stabilisiert sich die Flamme in diesen Zonen, und ein Großteil der verbrennungsrelevanten Prozesse läuft dort ab. Im Gegensatz dazu ist bei Flammen ohne Rezirkulationsgebiet der Einfluss kohärenter Strukturen deutlich geringer, weil die Reaktionszone nicht in der Scherzone liegt.

Aus den Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten können kohärente Strukturen entstehen, die den Verbrennungsprozess maßgeblich beeinflussen. In Abbildung 2.3 ist die Bildung kohärenter hochturbulenter Ringwirbel am Brennermund skizziert, wie sie in der Scherzone zwischen dem aus dem Brenner strömenden Gas und der Umgebungsluft entstehen [4, 102].

Derartige Strukturen beeinflussen Form und Verhalten der Flamme:

- In Diffusionsflammen mit Rezirkulation bestimmen kohärente Strukturen in den Mischungszone die Geschwindigkeit des Einzugs frischer Luft sowie die Mischung von Brennstoff, Luft und rezirkuliertem Gas und somit die Stabilität der Flamme.
- In Vormischflammen verursachen kohärente Strukturen lokale Streckungen der Flamme und fördern die Mischung zwischen den Reaktanten und dem heißen Abgas.
- In eingeschlossenen reagierenden Systemen können durch die aus den Instabilitäten resultierenden periodischen Fluktuationen der Energiefreisetzungsrates leicht akustische Moden angeregt werden, die zu Brennkammerschwingungen führen.

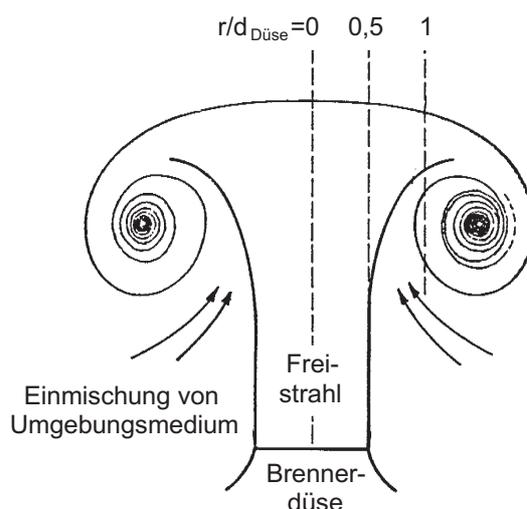


Abb. 2.3: Kohärente Ringwirbelstrukturen am Brennermund nach Büchner [4]

Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten entstehen immer, wenn zwei unterschiedliche Strömungen aufeinander treffen und wechselwirken, also in Scherschichten oder im Nachlauf von Staukörpern, wie z. B. Flammenhaltern. Bei vielen Anwendungen mit drallstabilisierten Flammen liegen feste Bereiche vor, auf die sich die räumliche Ausdehnung der Flammen und die Energieumsetzung beschränken. Bilden sich in diesen Zonen Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten und kohärente Strukturen aus, wird der gesamte Verbrennungsprozess von ihnen beeinflusst. Die zweidimensionalen Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten können laut Coats [11] durch dreidimensionale Störungen in der Größenordnung der Kelvin-Helmholtz-Wellenlänge bei niedrigen Reynolds-Zahlen gedämpft bzw. bei hohen angefacht werden.

Die beschriebenen in nicht-reagierenden Drallströmungen anzutreffenden Instabilitäten können unter bestimmten Umständen Flammeninstabilitäten in reagierenden Systemen auslösen. Treten z. B. bei der Vermischung von Luft und Brennstoff in der Vormischzone periodische Fluktuationen des Strömungsfeldes auf, können sich magere und fette Kraftstoffballen bilden. Diese Inhomogenitäten werden konvektiv mit der Strömung in die Reaktionszone transportiert und lösen durch eine „Verstärkung“ der Flamme Brennkammerschwingungen aus. Aber auch Störungen wie umlaufende oder periodisch ablösende Wirbel können bei ausreichender Intensität, d. h. bei Deckung der auftretenden Reibungsverluste der Gassäule, Schwingungen verursachen.

2.2 Verbrennungsinstabilitäten

Neben den zuvor beschriebenen Instabilitäten können in reagierenden Strömungen weitere durch die Verbrennung bedingte hinzukommen, die im Folgenden erläutert werden.

Verbrennungsinstabilitäten sind schon seit langer Zeit bekannt [69]. Aufgrund der dadurch verursachten starken Druckfluktuationen und des erhöhten Wärmeübergangs an den Brennkammerwänden sind diese Oszillationen sehr problematisch. Sie führen zu Leis-

tungseinbußen, starken Vibrationen, sehr hohem Geräuschpegel und einer erheblichen Minderung der Bauteillebensdauer bis in Extremfällen zu Schäden durch sich lösende Bauteile. Durch die erhöhte volumetrische Reaktionsdichte und die damit verbundenen kürzeren Flammenansprechzeiten im Vergleich zu Diffusionsflammen tendieren die schadstoffarmen Vormischflammen leichter zum Schwingen. Deshalb sind Verbrennungsinstabilitäten das Hauptproblem aktueller Brenner- und Brennkammerkonzepte und der Schwerpunkt vieler aktueller Forschungsprojekte.

2.2.1 Rayleigh-Kriterium

Rayleigh [70] erkannte 1878, dass stabile Brennkammerschwingungen bei der Zufuhr von Wärme im Moment höchsten Drucks bzw. der Abfuhr im Moment niedrigsten Drucks auftreten.

Den allgemeinen mathematischen Zusammenhang, der über Rayleigh's Sonderfall der gleichphasigen Wärmeabgabe der Flamme mit der Druckschwingung hinausgeht, stellte Putnam [69] erst 1971 zwischen der fluktuierenden Wärmefreisetzung $\tilde{q}(t)$ und Druckschwingungen $\tilde{p}(t)$ in der Reaktionszone auf (Gl. 2.11):

$$\int_0^T \tilde{q}(t) \cdot \tilde{p}(t) dt > 0 \quad (2.11)$$

Gleichung 2.11 verdeutlicht, dass zur Aufrechterhaltung der Schwingung nur das Integral aus Druck- und Wärmefreisetzungsschwankungen über eine Periode positiv sein muss. Da eine Phasengleichheit der beiden Größen keine Voraussetzung ist, bedeutet das, dass zur Aufrechterhaltung der Schwingung eine bestimmte Phasenverschiebung nicht überschritten werden darf. Sind \tilde{q} und \tilde{p} harmonische Schwingungen mit derselben Frequenz, jedoch um den Phasenverzug $\Delta\varphi$ verschoben, so ergibt sich nach dem Rayleigh-Kriterium eine Anregung für $-\frac{\pi}{2} \leq \Delta\varphi \leq \frac{\pi}{2}$. Die Phasenverschiebung ist im Allgemeinen von der Dauer des Transports des Gemisches zur Reaktionszone, der Dauer der Erwärmung auf Zündtemperatur und den Reaktionszeiten der Brennstoffkomponenten abhängig, die die Wärmefreisetzung und den damit verbundenen Druckanstieg verursachen. Durch die sich ausbildenden Druckwellen oder Strömungsinstabilitäten erfolgt eine Rückkopplung mit der fluktuierenden Wärmefreisetzung. Die Erfüllung des Rayleigh-Kriteriums ist jedoch nur eine notwendige und keine hinreichende Bedingung zur Entstehung von Brennkammerschwingungen, da Flammeninstabilitäten erst auftreten, wenn die periodischen Energiefluktuationen größer sind als die durch Reibungsverluste innerhalb der Reaktionszone dissipierte Energie.

2.2.2 Anregungsmechanismen

Zur Aufrechterhaltung der Schwingungen in Verbrennungssystemen mit Dämpfung ist eine phasenrichtige Energiezufuhr in das System notwendig. Die Anregungsmechanismen können laut Büchner [3] nach der Deckung des Energiebedarfs unterschieden werden:

- Wird die Schwingung durch eine Rückkopplung zwischen der in der Flamme freigesetzten Energie und den Druckoszillationen aufrechterhalten, so liegen selbsterregte Oszillationen vor.
- Auch eine Kopplung mit einem akustischen Mode kann zu Brennkammerschwingungen führen. Nicht nur die Brennkammer selbst, sondern stromauf oder stromab liegende Baugruppen, wie der Einlass oder der Abgaskanal, können von entscheidender Bedeutung sein, wie sich im weiteren Verlauf der Arbeit noch zeigen wird (Kap. 7.3). Die Frequenz der Oszillationen wird durch die Akustik des Brenner-Flamme-Brennkammer-Systems einschließlich der Zu- und Abströmung festgelegt [90].
- Der Energiebedarf wird aus periodisch fluktuierenden Quellen gedeckt, die nicht mit dem Verbrennungsprozess verbunden sind, aber dem System die Frequenz ihrer Schwingung aufprägen. Ursache können periodisch instationäre Strömungen im Brenner oder in der Brennkammer sein. So können z. B. Gassäulen breitbandig um ihre Resonanzfrequenz durch periodische Störungen angeregt werden. Werden die Oszillationen nur durch Störungen verursacht, die aus solchen fluiddynamischen Instabilitäten resultieren und deren Frequenz nicht der Resonanzfrequenz der Brennkammer entspricht, werden laut Hermann [27] nur geringe Druckamplituden erreicht.
- Neben der akustischen Rückkopplung der Schwingungen über die Strömung kann die Rückkopplung auch über die Struktur des Verbrennungssystems erfolgen. Strukturschwingungen im Bereich der Brennstoffeinbringung können zu periodischen Fluktuationen der Brennstoffkonzentration führen, die Schwankungen in der Energiefreisetzung bewirken. Die daraus resultierenden Pulsationen regen die Bauteile mit der gleichen Frequenz an. Stimmen die Eigenfrequenzen der Bauteile mit der Anregungsfrequenz überein, treten Resonanzen auf. Dieser Mechanismus tritt jedoch nur selten auf.

In Hinblick auf die in dieser Arbeit später dargestellten Ergebnisse werden die Anregungsmechanismen selbsterregter Oszillationen näher betrachtet:

Nach Büchner [3] lassen sich die Zusammenhänge der Einflussgrößen, die für die Entstehung der Brennkammerschwingungen durch Rückkopplung verantwortlich sind, in einem Flussdiagramm (Abb. 2.4) anschaulich darstellen.

Die sich einstellende Frequenz der Schwingung wird durch die Verzugszeit zwischen den periodischen Störungen und der Rückkopplung mit der Flamme bestimmt. Bei reinen Flammenschwingungen treten die periodischen Störungen und deren Rückkopplung innerhalb der Flamme und ihrer Stabilisierungszone auf. Durch die kurzen Rückkopplungswege können sich höhere Frequenzen einstellen. Untersuchungen von Büchner [3] ergaben Frequenzen von ca. 800 Hz für eine freibrennende turbulente Strahlflamme, bei der die örtliche Energiefreisetzung in einem schmalen Bereich um die Flammenwurzel ohne Beeinflussung der Düsenausströmung periodisch fluktuiert. Diese als „Zündinstabilitäten“ bezeichneten Instabilitäten, resultieren im Allgemeinen aus einer Wechselwirkung zwischen der Hauptströmung des Luft-Brennstoff-Gemisches und der Stabilisierungszone an der Flammenwurzel [50]. In dem in Abbildung 2.4 dargestellten Blockschaltbild ist dieser Rückkopplungsmechanismus durch die mit „Stabilisierung“ bezeichnete Rückführung innerhalb der Flamme symbolisiert.

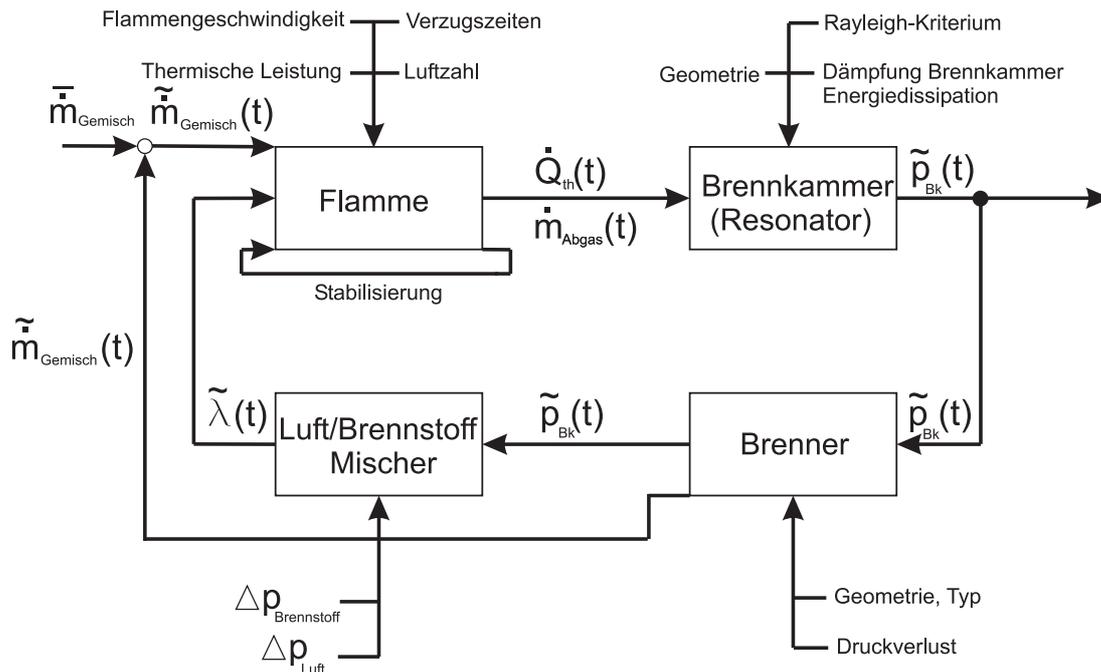


Abb. 2.4: Rückkopplungsmechanismus nach Büchner [3]

Beschränkt sich jedoch der Anregungsmechanismus nicht nur auf die Flamme, sondern sind zusätzlich auch noch die Brennkammer und der Brenner beteiligt, ist die Resonanzfrequenz aufgrund längerer Rückkopplungswege niedriger und liegt im Bereich von wenigen 10 Hz bis mehreren 100 Hz [4]. Die periodischen Fluktuationen der Reaktionsrate der Flamme führen der oszillierenden Gassäule in der Brennkammer Energie zur Aufrechterhaltung ihrer Druckschwingungen zu. Die Phasenverschiebung zwischen der periodischen Druck- und Energieschwankung muss das Rayleigh-Kriterium (Gl. 2.11) erfüllen und wird durch die Verzugszeit der Flamme und die Akustik der Anlagenkomponenten [41, 42] bestimmt. Wie sich in Kapitel 7.3.3 zeigen wird, stellt die Rückkopplung der Reaktionsrate mit den Druckschwankungen des Brenner-Flamme-Brennkammer-Systems die Ursache der lautstarken Verbrennungsinstabilitäten für den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Gasturbinen-Brenner dar.

Dieser Mechanismus ist die häufigste Ursache für Verbrennungsinstabilitäten bei großskaligen industriellen Verbrennungssystemen, wie z. B. in Gasturbinen mit hochturbulenten Strömungen am Brenneraustritt. Das periodisch schwankende Druckniveau in der Brennkammer hat auch Auswirkungen auf die Gemischbildung in der Vormischstrecke des Brenners. Der eingebrachte Brennstoffmassenstrom ist i. d. R. durch die hohe Austrittsgeschwindigkeit (fast Schallgeschwindigkeit) aus der Kraftstoffdüse bei modernen Gasturbinenbrennern nahezu konstant, während der vorbeiströmenden Luft durch die sich von der Brennkammer stromauf ausbreitenden Druckoszillationen Geschwindigkeitsfluktuationen aufgeprägt werden. Die auftretende Verzugszeit durch den konvektiven Transport der Kraftstoffballen wird in Gasturbinen durch die geometrischen Abmessungen aber auch durch das Übertragungsverhalten der Strömungswiderstände der Luft und weniger durch

das der Kraftstoffeinbringung bestimmt [6, 41, 71], wie in Kapitel 4.4 noch ausführlich diskutiert wird. Dadurch entstehen periodische Brennstoffinhomogenitäten, die zu erhöhten NO_x -Emissionen führen, wie im Anschluss erläutert wird.

2.3 Einfluss der Instabilitäten auf die Stickoxid-Emissionen

Durch die zunehmende Verschärfung der Schadstoffgrenzwerte seitens des Gesetzgebers in den drei letzten Jahrzehnten aufgrund der Umweltbelastung wurde die Gasturbinenindustrie gezwungen, NO_x -arme Brenner- und Brennkammerkonzepte mit Vormischflammen zu entwickeln.

Fluktuationen in der Brennstoffkonzentration führen zu einer erhöhten NO_x -Bildung. Treten diese Fluktuationen periodisch auf, besteht zusätzlich die Gefahr einer Anregung von Flammeninstabilitäten, wenn die Konzentrationsschwankungen bis in die Reaktionszone hineinreichen, wie die Untersuchung der leisen Oszillationen im Kapitel 7.3.2 ergab.

2.3.1 Bildungsmechanismen

Da die verschiedenen Mechanismen der Stickoxidbildung sowie die Abhängigkeit der Bildungsrate vom Druck, der Brennkammer-Eintrittstemperatur und der Luftzahl ausführlich in der Arbeit von Meisl [62] am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe diskutiert wurden, wird im Folgenden nur kurz darauf eingegangen. Danach werden die Zusammenhänge zwischen den Brennstofffluktuationen und den Stickoxidemissionen erläutert.

Bei der Stickoxidbildung wird zwischen vier verschiedenen Mechanismen unterschieden:

Thermisches Stickoxid: Die Bildungsrate des thermischen Stickoxids steigt nach dem Zeldovich-Mechanismus [103] bei hohen Flammentemperaturen sehr stark an. Die Ursache liegt in der hohen Aktivierungsenergie, die zur chemischen Aufspaltung des N_2 -Moleküls benötigt wird, um mit Sauerstoff und Stickstoffmonoxid zu reagieren. Die beteiligten chemischen Reaktionen laufen im Vergleich zu denen der anderen Bildungsmechanismen langsamer ab. Eine Reduktion der Bildungsrate des thermischen Stickoxids ist somit nur durch niedrigere Flammentemperaturen oder kürzere Aufenthaltsdauern möglich, wenn von geringeren Sauerstoff- bzw. Distickstoffkonzentrationen in der Reaktionszone abgesehen wird.

Über Distickstoffoxid gebildetes Stickoxid: Die Bildung der Stickoxide über Distickstoffoxid entspricht dem thermischen NO -Mechanismus weitgehend, jedoch erfolgt eine Stabilisierung durch ein zusätzliches Molekül, so dass N_2O entsteht. Das N_2O reagiert mit atomarem Sauerstoff weiter zu NO [59]. Dieser Reaktionsweg findet wegen des Dreierstoßes bei hohen Drücken bevorzugt statt. Die niedrige Aktivierungsenergie trägt dazu bei, dass eine Absenkung der Flammentemperatur die Bildungsrate im Gegensatz zum thermischen NO nur unwesentlich reduziert.

Promptes Stickoxid: Bei der Bildung des so genannten prompten Stickoxids bei der Kohlenwasserstoff-Verbrennung ist das CH-Radikal maßgeblich beteiligt. Das intermediär gebildete Kohlenwasserstoffradikal reagiert mit dem Distickstoff aus der Luft zu Blausäure (HCN), die wiederum mit dem molekularen Stickstoff über mehrere Schritte zu NO und N₂ weiter reagiert. Die Aktivierungsenergie beträgt nicht einmal ein Drittel der des thermischen Stickoxids. Dies führt dazu, dass das prompte NO schon bei deutlich tieferen Temperaturen ab 1000 K gebildet wird [62].

Brennstoff-Stickoxid: Die Stickoxide werden durch Oxidation des im Brennstoff chemisch gebundenen Stickstoffs gebildet. Deswegen entstehen sie ausschließlich bei der Verbrennung stickstoffhaltiger Brennstoffe, wie z. B. Kohle, nicht aber bei Erdgas, das vorwiegend in stationären Gasturbinen zur Energieversorgung eingesetzt wird [62].

Das in den heißen Zonen der Flamme gebildete NO gelangt über Diffusionsprozesse in die kühleren Randzonen der Brennkammer. Dort kann es sich nur mit Hilfe von HO₂ oder atomarem Sauerstoff in Stickstoffdioxid umwandeln. Verbleibt das NO₂ in den kälteren Regionen unterhalb von 1400 K, so bleibt es bestehen, da die Abbaureaktionen unterdrückt werden. Gelangt es jedoch wieder in heiße Zonen wird das NO₂ zu NO reduziert. Weil das NO₂ ausschließlich aus dem NO gebildet wird, ist die Summe aus NO und NO₂ konstant, nur das Verhältnis variiert mit der Temperatur.

Abbildung 2.5 zeigt die Bildungsrate des thermischen und des über Distickstoffoxid gebildeten Stickoxids für Umgebungsbedingungen bei 1 bar Druck und 300 K Vorwärmtemperatur, für 10 bar, 600 K und 30 bar, 900 K. Bei für stationäre Gasturbinen relevanten Brennstoffzahlen $\Phi = 0,5$ ($\Phi = 1/\lambda$) bei bis zu 20 bar Druck und 700 K Luft Eintrittstemperatur ist eine deutliche Steigerung der NO_x-Bildungsrate mit zunehmendem Druck und steigender Temperatur (höhere Brennstoffzahl) zu beobachten. Eine Senkung des Drucks geht jedoch zu Lasten des Wirkungsgrads, so dass niedrige Stickoxid-Emissionen nur durch magere Vormischflammen mit niedrigen Flammentemperaturen und/oder kurzen Aufenthaltsdauern erreicht werden können.

Moderne stationäre Gasturbinen werden mit Luftüberschuss betrieben, weil die Turbineneintrittstemperaturen aufgrund der für die Beschaukelung verwendeten Materialien trotz intensiver Kühlung deutlich unterhalb der stöchiometrischen Flammentemperaturen liegen müssen. Deshalb hat sich die magere Vormischverbrennung als effizienteste Möglichkeit zur Reduktion der thermischen Stickoxide erwiesen [64, 72].

Durch die immer magerere Vormischung und die gesteigerten Druckverhältnisse in Gasturbinen gewinnt die Bildung der Stickoxide über Distickstoffoxid zunehmend an Bedeutung [12]. Einerseits wird die Bildung des CH-Radikals reduziert, das über Zwischenschritte zu promptem NO reagiert und andererseits wird sowohl durch den Luftüberschuss, der die Verbrennungstemperaturen absenkt, als auch durch kürzere Aufenthaltsdauern die Bildung der thermischen Stickoxide gemindert. Deshalb wird das thermische NO_x in Gasturbinen zu einem großen Anteil durch fette Pilotflammen verursacht, sofern sie zur Stabilisierung der Vormischflammen benötigt werden [48, 96].

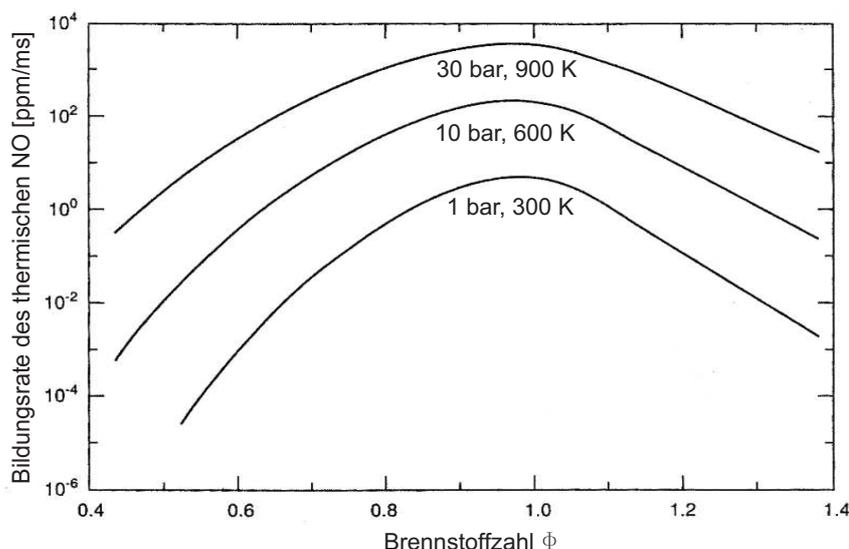


Abb. 2.5: Bildungsrate des thermischen und des über Distickstoffoxid gebildeten Stickoxids (Hinreaktion) [12]

2.3.2 Stickoxid-Emissionen in Abhängigkeit der Brennstofffluktuationen

Wie schon gezeigt, ist insbesondere die Bildungsrate des thermischen Stickoxids stark von der Flammentemperatur [103] und somit von der Homogenität des Luft-Brennstoffgemisches abhängig [20, 24]. Durch räumliche oder zeitliche Brennstofffluktuationen, z. B. infolge von Geschwindigkeitsschwankungen am Ort der Brennstoffeinbringung, entstehen fettere Zonen als in der übrigen Strömung. Reagieren diese Blasen, steigt lokal die Temperatur an. Durch die exponentiell von der Temperatur abhängige Bildungsrate des thermischen Stickoxids wachsen die Schadstoffe überproportional an.

Basierend auf numerischen Untersuchungen von Miller und Bowman [65] ist in Abbildung 2.6 der Einfluss der Inhomogenitäten im Luft-Brennstoffgemisch auf die NO_x -Emissionen in Relation zum perfekten Gemisch für einen gasturbinentypischen Betriebspunkt dargestellt. Für eine Brenneintrittstemperatur von 673 K und eine mittlere Luftzahl $\bar{\lambda} = 2$ bei 16 bar wurde der NO_x -Ausstoß in Abhängigkeit von den Brennstofffluktuationen berechnet. Für eine in Gasturbinen realistische Aufenthaltszeit in der Brennkammer von 20 ms bei einer Flammentemperatur von 1773 K steigt der NO_x -Ausstoß bei einer mittleren Luftzahl von $\bar{\lambda} = 2$ auf das Neunfache an, wenn in der Reaktionszone die Standardabweichung der zeitlichen Brennstoffschwankungen $\text{RMS}(\Phi = 1/\lambda) = 0,1$ beträgt, verglichen mit perfekt gemischtem Gas. Durch die Vermeidung der zeitlichen Konzentrationsschwankungen, die auch im Brenner, der im Rahmen dieser Arbeit untersucht wird, auftreten (Kap. 6.1), besteht ein bisher ungenutztes Potential zur Reduktion der Stickoxid-Emissionen und zur Vermeidung möglicher Flammeninstabilitäten. Denk-

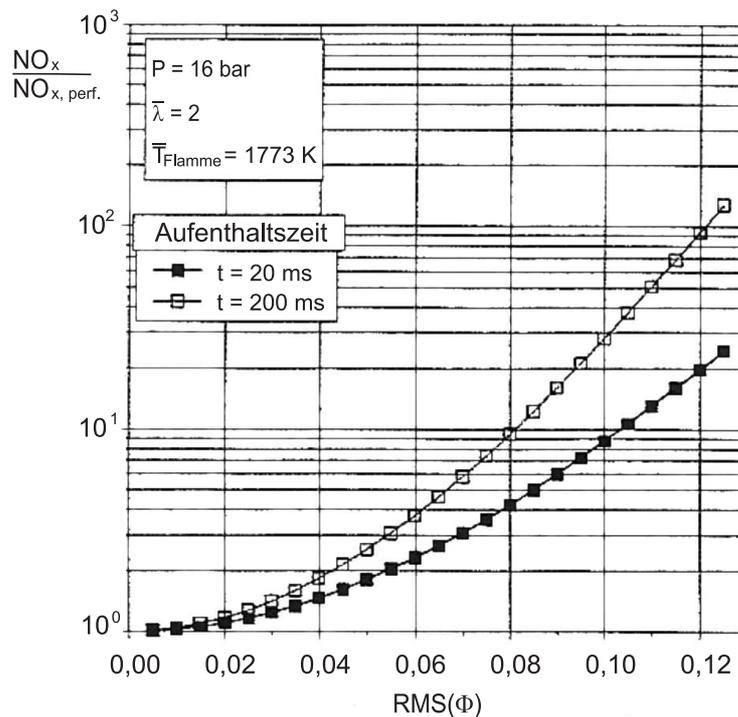


Abb. 2.6: Einfluss der Brennstoffinhomogenitäten auf die NO_x -Emissionen im Verhältnis zum perfekten Gemisch [65]

bar sind z. B. längere Vormischstrecken für eine homogenere Durchmischung von Kraftstoff und Oxidator, um zeitliche Schwankungen zu minimieren, oder aber eine optimierte Brennstoffeinbringung, um räumliche Konzentrationsgefälle auszugleichen. Hierbei ergeben sich jedoch weitere Probleme:

Selbstzündung: Wie verschiedentlich auch am Institut für thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe nachgewiesen wurde [9], kann sich der mit dem Oxidator vorgemischte Brennstoff aufgrund hoher Temperaturen, großer Drücke und ungünstiger Strömungsbedingungen in der Vormischstrecke des Brenners selbst entzünden. Dies tritt bevorzugt bei hohen Drücken und langen Aufenthaltszeiten in der Vormischstrecke auf, aber auch bei magerer Verbrennung in stöchiometrischen Blasen infolge von Inhomogenitäten in der Vormischzone [97].

Flammenrückschlag: Bei ungünstigen Strömungsbedingungen können die Flammen in der Brennkammer über die Scherschicht zwischen Rezirkulationszone und Hauptströmung oder über die Grenzschicht in die Vormischstrecke zurückschlagen [78]. Diese Gefahr besteht besonders bei geringen Massenströmen, da dann niedrige Geschwindigkeiten in der Vormischstrecke eine stabile Verbrennung begünstigen.

Aufgrund der Betriebssicherheit von Gasturbinen müssen bei der Brennerauslegung Flammenrückschlag und Selbstzündung unter allen Umständen vermieden werden. Somit muss

ein Kompromiss bei der Gestaltung der Vormischstrecke eingegangen werden. Um minimale Stickoxidemissionen zu erreichen, sind möglichst lange Vormischstrecken für eine homogene Mischung wünschenswert, jedoch bereitet die Handhabung des reaktionsfähigen Gemisches Probleme. Treten Flammenrückschlag oder Selbstentzündung in der Vormischstrecke auf, führt dies zu erheblichen Beschädigungen des Brenners. Aus diesem Grund werden die Vormischstrecken so kurz wie möglich gewählt, um die genannten Probleme zu vermeiden, aber dennoch ausreichend lang, um Brennstoff und Oxidator möglichst gleichmäßig zu mischen, um durch die Absenkung der Spitzentemperaturen in der Reaktionszone die Bildung thermischer Stickoxide zu reduzieren. Diese technische Vormischung kommt jedoch nicht einer idealen nahe und bietet noch Verbesserungspotential, wie in den Kapiteln 4.1 und 6.1 gezeigt wird.

Wie zuvor dargestellt, sind zur Vermeidung von Brennkammerschwingungen detaillierte Kenntnisse über die Anregungs- und Rückkopplungsmechanismen im Zusammenspiel der Reaktionsrate mit Druck, Brennstoffkonzentration, Geschwindigkeit und Temperatur in der Brennkammer und den Anlagenkomponenten unter Berücksichtigung der Geometrie unerlässlich. Aufgrund mangelnden Verständnisses dieser sehr komplexen Zusammenhänge sind Brennkammerschwingungen derzeit nicht zuverlässig vorhersagbar. Wie einleitend geschildert, ist die Übertragbarkeit aus grundlagenorientierten Untersuchungen an Modellflammen auf Gasturbinen wegen unzureichend verstandener Skalierungsgesetzmäßigkeiten problematisch. Prüfstände können im Allgemeinen das Verhalten einer Gasturbine nicht zufrieden stellend wiedergeben, und in Gasturbinen ist durch die eingeschränkte Zugänglichkeit nur der Einsatz einzelner Messtechniken möglich. Dennoch sollen die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen unter gasturbinennahen Betriebsbedingungen stattfinden, um eine Übertragbarkeit auf die reale Maschine zu gewährleisten.

Ziel dieser Arbeit ist deshalb die Aufschlüsselung der an Brennkammerschwingungen in stationären Gasturbinen beteiligten Mechanismen und die Analyse der phasenbezogenen Zusammenhänge zwischen den relevanten thermodynamischen Größen, um die Wirkketten zu verstehen. Durch eine umfassende Analyse der zeit- bzw. phasen aufgelösten Zusammenhänge zwischen Druck-, Geschwindigkeits-, Temperatur- und Flammenfrontfluktuationen bei unterschiedlichen thermischen Leistungen an einem Prototyp-Brenner werden die Ursachen der Schwingungen unter maschinennahen Bedingungen dargestellt. Nur auf Grundlage besseren Verständnisses der Zusammenhänge und Wirkketten können Modellvorstellungen entwickelt werden, um Brennkammerschwingungen in Gasturbinen bei der Auslegung zuverlässig vorherzusagen und wirkungsvolle Abhilfemaßnahmen einzuleiten, die über die derzeitig vorwiegend praktizierte Verstimmung der Resonanzfrequenzen des Brenner-Flamme-Brennkammer-Systems hinausgehen.

Zunächst wird jedoch der Versuchsstand mit dem Brenner beschrieben, der die in einer Gasturbinen-Brennkammer herrschenden Bedingungen weitgehend berücksichtigt, anlagenbedingt aber nur bei atmosphärischem Druck.

3 Versuchsstand und Betriebsbedingungen

3.1 Aufbau des Gasturbinen-Brenners

Die experimentellen Untersuchungen werden an einem maßstabsgetreuen Prototyp-Brenner einer stationären Gasturbine unter atmosphärischem Druck durchgeführt.

Der Brenner (Abb. 3.1) wird mit Erdgas gefeuert und kann wahlweise mit Diffusions- oder Vormischflamme betrieben werden. In der Gasturbine wird ausschließlich zum Anfahren und bei geringer Teillast die Diffusionsflamme eingesetzt, bei größerer Leistung wird dann die schadstoffarme Vormischflamme bevorzugt.

Der Brenner besteht aus zwei luftdurchströmten Drallgittern. Die gleichverdrallte Luft verlässt ihn mit einer Drallzahl von $S = 0,5$ im Auslegungspunkt. Einer numerischen Untersuchung zufolge, bei der das k,ε -Modell zur Turbulenz-Modellierung verwendet wurde, teilt sich die Luft zu 89,5 % auf das äußere Diagonalgitter und zu den restlichen 10,5 % auf das innere Axialgitter auf. Dieses Verhältnis ist unabhängig von der Betriebsart des Brenners.

Im Diffusionsbetrieb strömt das Erdgas aus Düsen nahe der Brennermitte im Axialgitter. Beim Vormischbetrieb hingegen befinden sich druck- und saugseitig in den Schaufeln des Diagonalgitters jeweils fünf Bohrungen (abweichend zur Abb. 3.1), durch die der Brennstoff in den Luftstrom eingebracht wird. Stromab bis zum Brenneraustritt vermischen sich beide Gase. Zur Flammenstabilisierung kann ein im Axialgitter angeordneter Pilotbrenner mit Diffusionsflamme zugeschaltet werden.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass der Brenner in einer leicht abgewandelten Version auch mit Öl betrieben werden kann. Dann befindet sich eine Öllanze im Zentrum des Brenners. Weil jedoch keine Untersuchungen mit Ölfeuerung vorgesehen waren, wurde von einer Öllanze abgesehen.

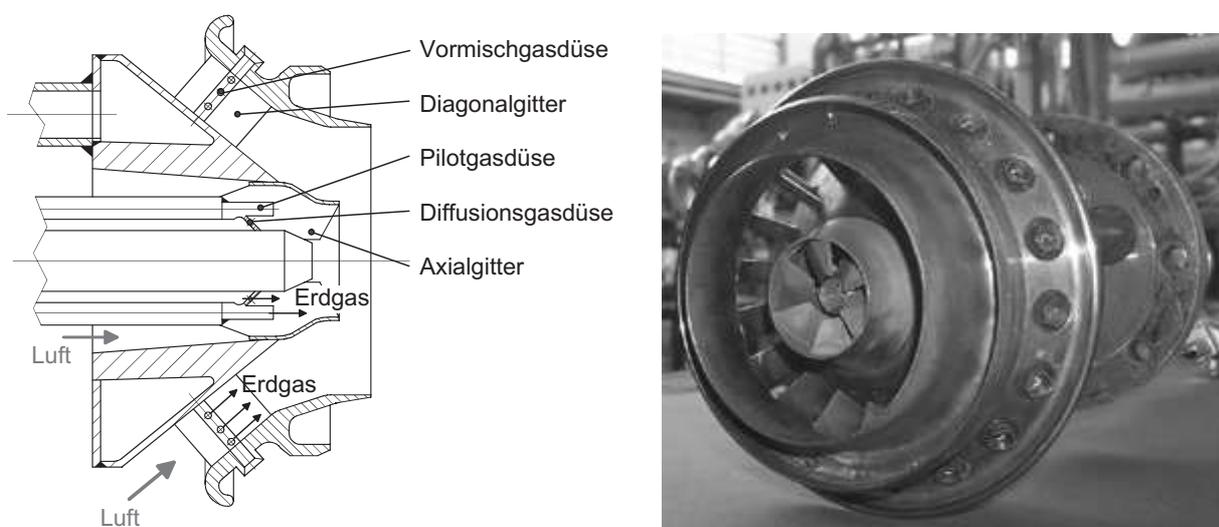


Abb. 3.1: Skizze des Brennerkopfs und Foto

3.2 Versuchsstand

Da detaillierte experimentelle Untersuchungen an Ringbrennkammern mit zahlreichen Brennern von Gasturbinen bei Originalbetriebsbedingungen aufgrund des apparativen Aufbaus und der großen Massenströme sehr kostenintensiv und durch die stark eingeschränkte Zugänglichkeit für optische oder konventionelle Sondenmesstechniken nur bedingt möglich sind, wurde für den zuvor beschriebenen Brenner (Kap. 3.1) ein atmosphärisch betriebener Einzelbrenner-Prüfstand konstruiert (Abb. 3.2).

Der Versuchsstand ist schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Luft, die der Verdichter mit geringem Überdruck bereitstellt, passiert einen elektrischen Luftvorwärmer. Anschließend wird sie über vier am Umfang verteilte Rohre dem Plenum mit dem eingebauten Brenner zugeführt, bevor sie in die Brennkammer gelangt. Die nicht für die Brennkammer benötigte Verdichterluft strömt zur Kühlung der heißen Brennkammeraußenwand durch einen schmalen Kanal zwischen ihr und dem äußeren Gehäuse und ver-

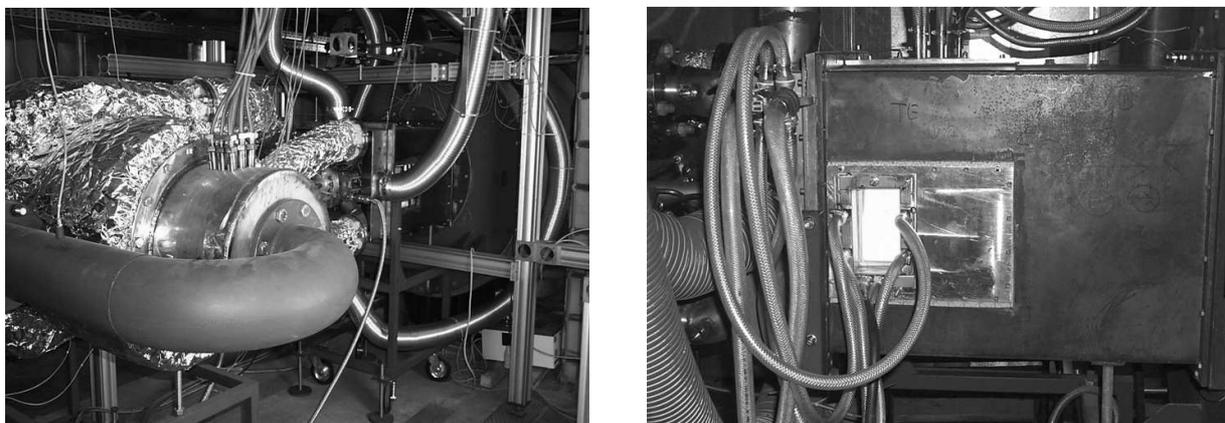


Abb. 3.2: Versuchsstand mit Luftvorwärmer und Brennkammer

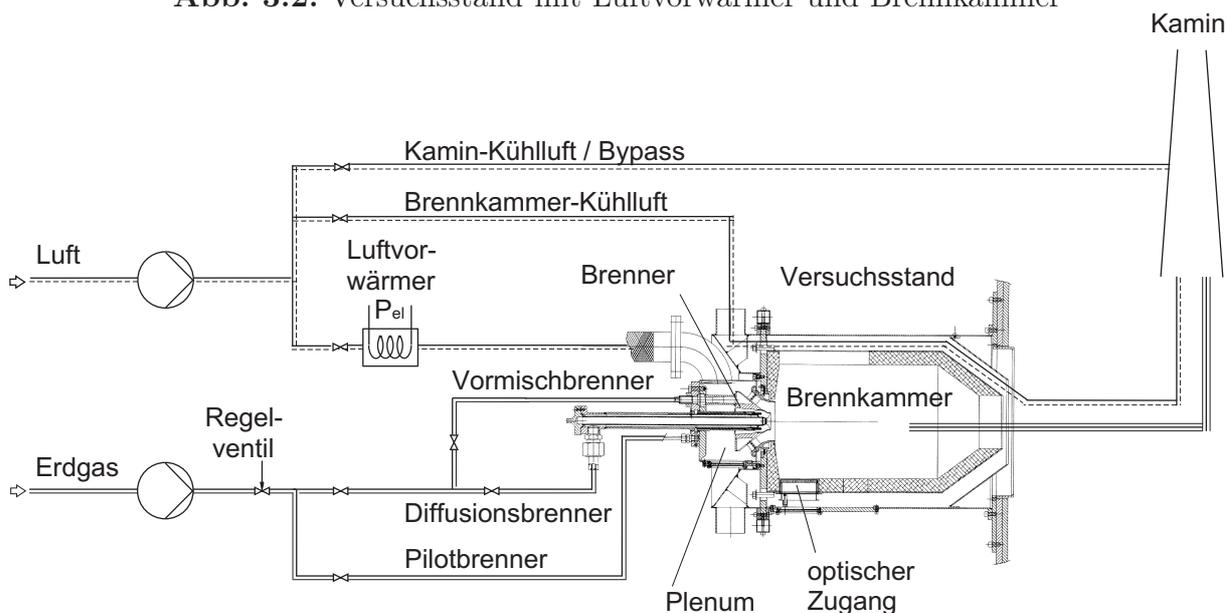


Abb. 3.3: Skizze des Versuchsstands

mischt sich mit dem Heißgas aus der Brennkammer im Kamin, damit dort die zulässige Höchsttemperatur nicht überschritten wird. Zusätzlich kann der Kamin über einen Bypass gekühlt werden. Die Luftmassenströme werden mit Blenden normgerecht (DIN 1952) gemessen, während beim Erdgas thermische Massendurchflussmesser eingesetzt wurden. Neben ihrem großen Dynamikbereich und der hohen Genauigkeit zeichnen sie sich durch ihre weitgehende Unabhängigkeit vom Druck und der Temperatur des Gases aus.

Die Brennkammer und das Plenum sind in Abbildung 3.4 und das den Messungen zugrunde liegende Koordinatensystem in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Messebene entspricht der schraffierten Fläche. Der Schnittpunkt der Brennerachse (x-Achse) mit der Austrittsfläche des Brenners bildet den Ursprung des Koordinatensystems.

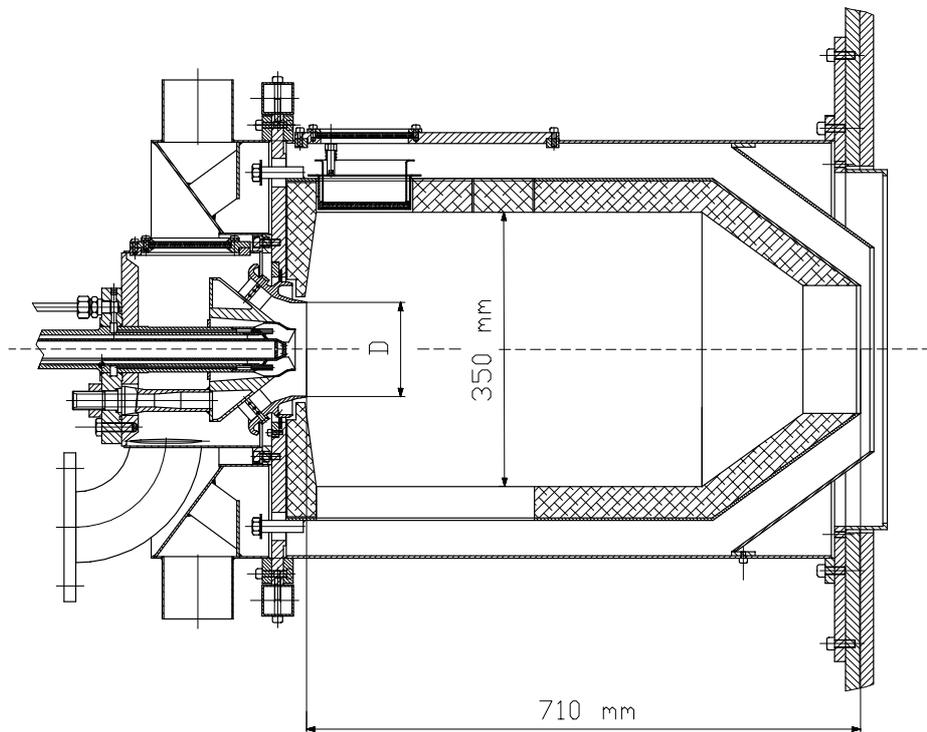


Abb. 3.4: Seitenansicht der Brennkammer

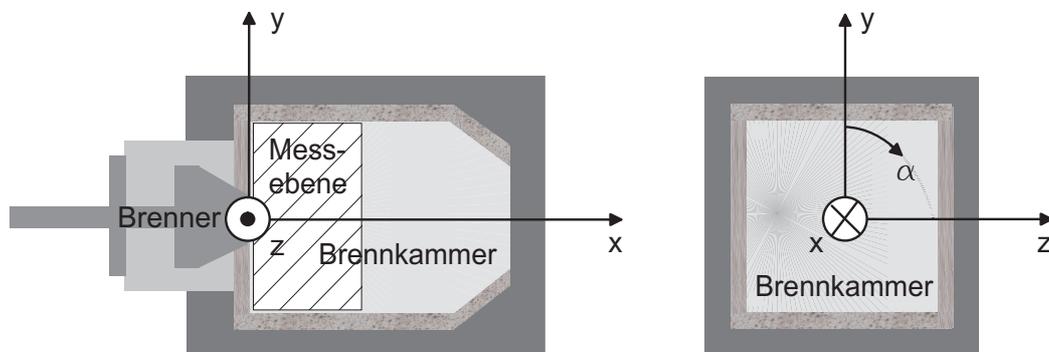


Abb. 3.5: Koordinatensystem

Der erdgasgefeuerte Brenner entspricht im Aussehen und in der Funktionsweise dem bereits in Kapitel 3.1 beschriebenen Brenner. Für die Brennkammer wurde eine quadratische Querschnittsfläche gewählt, da dies einem Segment einer Gasturbinen-Ringbrennkammer besser entspricht, als die sonst üblichen kreisrunden Querschnitte. Sie hat das gleiche Flächenverhältnis Brennermund-zu-Brennkammerquerschnitt wie ein einzelner Brenner in der Gasturbine. Abweichend von der Originalgeometrie läuft die Brennkammer am Austritt pyramidenförmig zu, so dass bei numerischen Untersuchungen ein Viertelsegment verwendet werden kann. Der Außendurchmesser des Brennermundes wird mit D bezeichnet. Die Kantenlänge der quadratischen Brennkammer-Grundfläche beträgt 350 mm und die Gesamtlänge der Brennkammer 710 mm. An allen vier Seitenflächen sind große Zugänge, die beim Einsatz optischer Messtechniken mit Quarzglasscheiben oder bei Sondenmesstechniken mit durchbohrten Keramikdeckeln verschlossen werden. Die Quarzglasscheiben können auf allen vier Seiten an drei verschiedenen axialen Positionen eingebaut werden. In der Seitenansicht (Abb. 3.4) der Brennkammer ist beim oberen Zugang ein Fenster an der vordersten Position eingebaut. Die verbleibende Öffnung ist mit keramischen Blinddeckeln verschlossen. Wegen der hohen thermischen Belastung mussten die Scheiben mit Wasser gekühlt werden.

3.3 Betriebsbedingungen

3.3.1 Reagierende Strömung

Der Luftvolumenstrom \dot{V} zur Versorgung des Brenners wurde während der experimentellen Untersuchungen, wenn nicht anders erwähnt, so gewählt, dass er dem eines Einzelbrenners in der realen Gasturbine im Auslegungspunkt entspricht, jedoch bei atmosphärischem Druck. Er wurde auf $T = 673$ K elektrisch vorgewärmt, eine Temperatur, die nach der polytropen Kompression im Verdichter der Gasturbine bei Brenneintritt vorliegt.

Der Brennstoffmassenstrom ergibt sich aus der vorgegebenen Luftzahl λ . Da die Erdgaszusammensetzung saisonalen Schwankungen und somit Änderungen des Heizwertes unterliegt, wurde die tagesaktuelle Zusammensetzung berücksichtigt. Der Pilotgasanteil zur Flammenstabilisation lässt sich variabel einstellen und kann bis zu 20 % des Gesamtgasmassenstroms betragen. Im Allgemeinen wurde von einer Pilotierung zu Gunsten einer reinen Vormischflamme ohne zusätzliche Stabilisierung durch den mit einer Diffusionsflamme ausgestatteten Pilotbrenner abgesehen, da Strömungs- und Verbrennungsinstabilitäten im Vordergrund der Untersuchungen standen.

Die Reynoldszahl am Austritt des Brenners beträgt im Versuchsbetrieb konstant $Re = 10^5$ und die thermische Leistung liegt zwischen 420 kW bei einer Luftzahl $\lambda = 2,0$ und 810 kW bei $\lambda = 1,2$, wenn starke Brennkammerschwingungen unter Versuchsbedingungen auftreten. Zusätzlich entspricht die Mach-Zahl am Brennkammeraustritt des Versuchsstandes der der Gasturbine. Die Gasturbine wird im Auslegungspunkt ebenfalls bei $\lambda = 2,0$ betrieben.

3.3.2 Nicht-reagierende Strömung

Die Untersuchung der nicht-reagierenden Strömung wurde ebenfalls bei atmosphärischem Brennkammerdruck durchgeführt. Ausgehend von der Gasturbine wurde derselbe Luftvolumenstrom gewählt, um vergleichbare Geschwindigkeitsprofile insbesondere im Brenner zu erreichen, da dort die Gemischbildung stattfindet.

Jedoch musste aufgrund der verwendeten Messtechniken von einer Luftvorwärmung abgesehen werden. Zur Bestimmung der Geschwindigkeitsfluktuationen mittels Hitzdraht-Anemometrie wären nach dem Konstant-Temperatur-Verfahren Hitzdraht-Temperaturen von ca. 1000 K bei Luftvorwärmung notwendig gewesen, denen der Draht nicht dauerhaft standhält. Zusätzlich hätte sich bei der Untersuchung der Luft-Brennstoff-Mischung mittels laserinduzierter Fluoreszenz der benötigte Tracer (Aceton) zur Unterscheidung des Brennstoffstroms vom Luftstrom bei vorgewärmter Luft entzündet (Kap. 5.3). Deshalb fand die Untersuchung der isothermen Strömung bei 330 K Lufttemperatur statt. Diese Lufttemperatur stellt sich nach dem Austritt des Luftgebläses am Versuchsstand ein. Um dennoch denselben Volumenstrom pro Brenner mit vergleichbaren Geschwindigkeitsprofilen wie in der Gasturbine zu erreichen, wird der Luftmassenstrom bei gleichem Impulsstromverhältnis entsprechend dem Dichteverhältnis $\rho_{330\text{K}}/\rho_{673\text{K}}$ zur vorgewärmten Luft skaliert.

Um die Bildung eines explosionsfähigen Gemisches aus Erdgas und Luft in der Brennkammer und im Kamin zu verhindern, wurden während der Untersuchung der nicht-reagierenden Strömung die Brennstoffleitungen mit Luft anstelle von Erdgas beaufschlagt. Um dieselben Mischungsbedingungen wie in der Gasturbine zu halten, muss das Impulsverhältnis zwischen den Massenströmen der „Brennstoff“-Luft und der Luft dem zwischen Erdgas und Luft in der Gasturbine entsprechen. Wegen des Dichteunterschieds zwischen Luft und Erdgas wurde der Massenstrom der Luft, die das Gas ersetzt, derart skaliert, dass das Impulsstromverhältnis bei entsprechender Luftzahl unter äquivalenten reagierenden Bedingungen gleich bleibt (Gl. 3.1):

$$\underbrace{\frac{\dot{m}_{\text{Ersatzluft}} \cdot c_{\text{Ersatzluft}}}{\dot{m}_{\text{kalte Luft}} \cdot c_{\text{kalte Luft}}}}_{\text{nicht-reagierende Strömung}} = \underbrace{\frac{\dot{m}_{\text{Erdgas}} \cdot c_{\text{Erdgas}}}{\dot{m}_{\text{vorgewärmte Luft}} \cdot c_{\text{vorgewärmte Luft}}}}_{\text{reagierende Strömung}} \quad (3.1)$$

Da der Fokus der Untersuchungen der nicht-reagierenden Strömung auf der Analyse der Luft-Brennstoff-Mischung lag, ist die Skalierung mit gleichem Impulsstromverhältnis bei isothermen und reagierenden Betriebsbedingungen sinnvoll. Der so berechnete Ersatzbrennstoffmassenstrom teilt sich je nach Betriebspunkt unterschiedlich auf den Vormisch-, Diffusions- und Pilotbrenner auf.

An dem zuvor beschriebenen Versuchsstand wurden die in den Kapiteln 6, 7 und 8 geschilderten experimentellen Untersuchungen unter isothermen und reagierenden Bedingungen durchgeführt. Zuvor werden jedoch die Ergebnisse der parallel durchgeführten numerischen Untersuchungen im folgenden Kapitel zusammengefasst dargestellt. Der Brenner, die Brennkammergeometrie und die Betriebspunkte entsprechen denen im Kapitel 3.1 und stimmen mit denen der experimentellen Untersuchungen überein.

4 Vorgegangene Arbeiten

Die im Folgenden präsentierten Ergebnisse aus vorangegangenen Untersuchungen basieren auf Arbeiten von Cerfacs¹ und Siemens Power Generation². Während die numerischen Untersuchungen von Cerfacs sich schwerpunktmäßig mit der Modellierung der nicht-reagierenden Strömung und der reagierenden Strömung ohne Brennkammerschwingungen desselben Gasturbinen-Brenners bei gleicher Brennkammergeometrie (Kap. 3) befassen, analysierte Siemens experimentell den Einfluss verschiedener Brenner-Modifikationen auf die Anfälligkeit gegenüber Verbrennungsinstabilitäten. Auf diesen Ergebnissen aufbauend werden in den Kapiteln 6, 7 und 8 die Resultate der umfangreichen experimentellen Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, diskutiert.

Die durchgeführten numerischen Untersuchungen beruhen auf dem „Large Eddy Simulation“-Ansatz, der durch seinen instationären Charakter die Möglichkeit zur Untersuchung fluktuierender Strömungen bietet. So wurde in der Parallelarbeit von Schlüter [83] die zeitliche Entwicklung der Mischung in der Vormischstrecke und im Nahbereich des Brenners detailliert analysiert, da diese Bereiche für experimentelle Untersuchungen nicht oder nur äußerst schwer zugänglich sind. Wie in Kapitel 2.3 diskutiert, hat die Homogenität des Luft-Brennstoff-Gemischs bei mageren Vormischflammen einen großen Einfluss auf die Verbrennung. Lokale Bereiche erhöhter Brennstoffkonzentration verursachen durch die dortigen Spitzentemperaturen große Stickoxidemissionen. Für die Stabilität der Flamme sind periodische Kraftstoffkonzentrationsschwankungen kritisch, können sie doch Flammeninstabilitäten hervorrufen, ebenso wie Strömungsinstabilitäten. Die Parallelarbeit von Selle [87] befasst sich mit Instationaritäten in der nicht-reagierenden Strömung sowie mit der Akustik der Brennkammer und des Plenums, deren Geometrie dem experimentellen Aufbau entsprechen (Kap. 3.2).

Die Ergebnisse aus den numerischen Untersuchungen basieren jedoch auf vereinfachten Annahmen. So werden bei der Analyse der Luft-Brennstoff-Mischung (Kap. 4.1) keine zeitlichen Konzentrationsschwankungen des eingebrachten Brennstoffs berücksichtigt, die durch die selbst bei stationärem Betrieb vorhandenen periodischen Druckoszillationen im Plenum, die experimentell festgestellt wurden (Kap. 7.2), verursacht werden können. Um Rechenzeit zu sparen, wurde nur ein kleines 20°-Segment des Brenners modelliert. Einflüsse stromauf bzw. stromab können infolge unzureichend erfasster Randbedingungen nur teilweise berücksichtigt werden. Obwohl bei der Analyse der isothermen Strömung sowohl der Brenner als auch die Brennkammer (Kap. 4.2) modelliert wurden, ist auch hier nicht sichergestellt, dass die Randbedingungen vollständig erfasst wurden. Durch den verwendeten LES-Ansatz werden nur großskalige turbulente Fluktuationen direkt numerisch berechnet, kleinskalige in der Größenordnung der Gitterzellen werden lediglich über einen Modellansatz erfasst. Um eine ausreichende Genauigkeit zu erzielen, müssen daher die Gitterzellen sehr klein sein. Dies bedeutet jedoch eine sehr lange Rechenzeit. So ist ein Kompromiss zwischen der Rechenzeit und der Gitterauflösung zu finden, der unter Umständen zu Lasten der Genauigkeit geht.

Des Weiteren wurde bei der numerischen Analyse der thermoakustischen Eigenschaften

¹CERFACS, CFD team, 42 Av. Gaspard Coriolis, 31057 Toulouse Cedex, Frankreich

²Siemens Power Generation, Wiesenstraße 35, 45644 Mülheim, Deutschland

des Plenums und der Brennkammer (Kap. 4.3) von Selle [87] das Übertragungsverhalten der Flamme nicht berücksichtigt.

Durch die zuvor genannten Einschränkungen können die verwendeten numerischen Verfahren lediglich „Hinweise“ auf die vorliegenden Phänomene geben, da eine vollständige Beschreibung aller beteiligten Größen zurzeit nicht möglich ist. Um die Mechanismen jedoch zu entschlüsseln, sind experimentelle Untersuchungen nötig, da hier die Randbedingungen besser berücksichtigt werden können. Die aus Versuchen gewonnenen Ergebnisse können dann in die Validierung der numerischen Verfahren einfließen, um zuverlässigere Prognosen zu erlauben. Eine möglichst gute Übereinstimmung der Ergebnisse aus den numerischen und experimentellen Untersuchungen der nicht-reagierenden Strömung ist Voraussetzung für die numerische Analyse der reagierenden Strömungen, da neben der Strömungsmechanik noch die Reaktionskinetik modelliert werden muss.

Zunächst werden in den folgenden Abschnitten die Ergebnisse aus den numerischen Simulationen zusammenfassend für den in Kapitel 3.1 beschriebenen Brenner dargestellt. Im Anschluss werden darauf aufbauend in den Kapiteln 6 und 7 die Wirkketten, die zu Brennkammerschwingungen führen, basierend auf experimentellen Untersuchungen analysiert.

4.1 Gemischaufbereitung im Brenner

Schlüter [83] sowie Schlüter und Schönfeld [84] untersuchten basierend auf dem LES-Ansatz numerisch die zeitliche Vermischung des eingebrachten Brennstoffs mit der Luft im Diagonalgitter des Brenners (Abb. 3.1). Die Berechnungen eines 20°-Segments wurden für den nicht-reagierenden Vormischbetrieb ohne Pilotierung durchgeführt, bei dem Erdgas ausschließlich durch jeweils fünf druck- und saugseitige Bohrungen in den Schaufeln des Diagonalgitters in den Luftstrom eingebracht wird (Abb. 4.1). Der gewählte Brennstoffmassenstrom entspricht dem Auslegungspunkt bei einer Luftzahl $\lambda = 2$, ebenso wie der auf 673 K vorgewärmte Luftvolumenstrom $\dot{V}/\dot{V}_0 = 1$.

Für diesen ist in Abbildung 4.2 die örtliche Brennstoffkonzentration am Brennermund als Raumbild dargestellt. Eine weiße Isofläche entspricht homogener Mischung und eine grau-schwarze Schattierung einer Brennstoffanreicherung. Die Untersuchungen ergaben

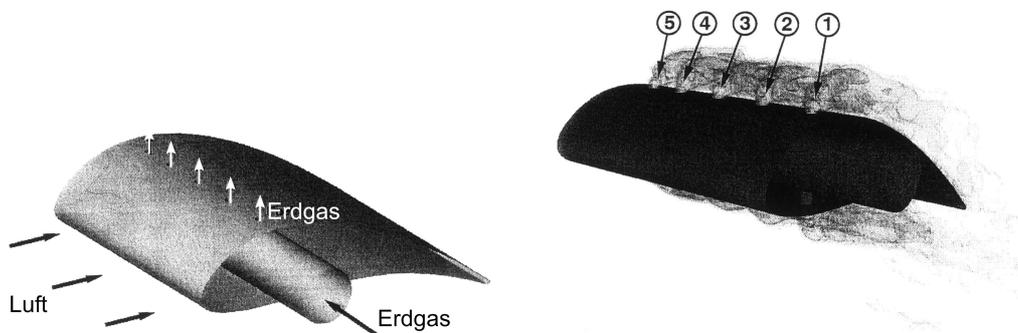


Abb. 4.1: Brennstoffvormischung durch Bohrungen in den Drallgitterschaufeln

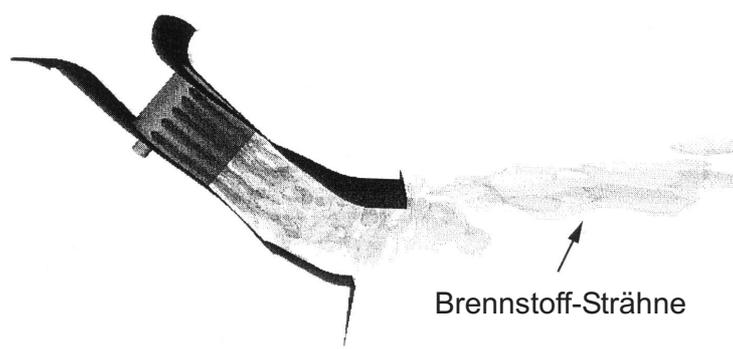


Abb. 4.2: Rauchbild der Brennstoffeinbringung im Diagonalgitter [83]

eine brennstoffreiche Strähne an der Ablösekante des Brennermundes, die eine erhöhte Stickoxidbildung verursachen kann.

Um die Vermischung des Brennstoffs stromab des Drallgitters in der Vormischstrecke zu beurteilen, wird der mittlere Mischungsbruch Y in vier Schnittebenen normal zur Strömungsrichtung (Abb. 4.3 oben) vergrößert in Abbildung 4.3 unten dargestellt. Die durch die jeweiligen Bohrungen 1 bis 5 in den Schaufeln druck- (p) und saugseitig (s) eingebrachten Brennstoffströme (Abb. 4.1) sind in den Konturplots der Schnittebenen entsprechend beschriftet. Unmittelbar hinter der Schaufel sind die Nachläufe der einzelnen Strahlen in den Ebenen a und b deutlich erkennbar. Durch die Turbulenz ist jeder Strahl deformiert. Die Berechnung von Schlüter [83] ergab, dass für das untersuchte 20° -Segment auf der Druckseite die Strahlen 4p und 5p und auf der Saugseite die Jets 3s und 4s durch den Coanda-Effekt zu einem verschmelzen (Abb. 4.3a). Die Strahlen 1p und 5s werden ebenfalls aufgrund des Coanda-Effekts in Wandrichtung abgelenkt. Weiter stromab vermischen sich die Strahlen der Druck- und Saugseite (Abb. 4.3b) und weisen ein Gebiet sehr hoher Brennstoffkonzentration auf, resultierend aus den jeweils druck- und saugseitigen Strahlen 2, 3, 4 und 5 (Abb. 4.3c). Selbst im weiteren Verlauf vermischt sich dieser „Hotspot“ nicht mehr homogen mit der ihn umgebenden Luft (Abb. 4.3d), so dass aufgrund der Brennstoffanreicherung hohe Spitzentemperaturen in der Reaktionszone auftreten, die zu einer vermehrten Bildung von Stickoxiden führen. Detaillierte experimentelle Untersuchungen zur Mischung stromab des Brenners werden in dieser Arbeit in Kapitel 6.1 aufgeführt.

4.2 Instationaritäten in der isothermen Strömung

Da unter Umständen in der isothermen Strömung vorhandene Instationaritäten unter reagierenden Bedingungen Verbrennungsinstabilitäten auslösen können, wurde das instationäre Strömungsfeld mittels LES-Rechnungen untersucht.

Wie bereits erläutert, wird die Drallströmung nach dem ersten Vortex Breakdown erneut instabil und bricht auf. Dieser zweite Vortex Breakdown verursacht in den meisten Fällen eine achsensymmetrische oder rotierende helikale Instationarität. Die Anfälligkeit technischer Drallströmungen gegenüber solchen Instabilitäten lässt sich mit dem Rayleigh-

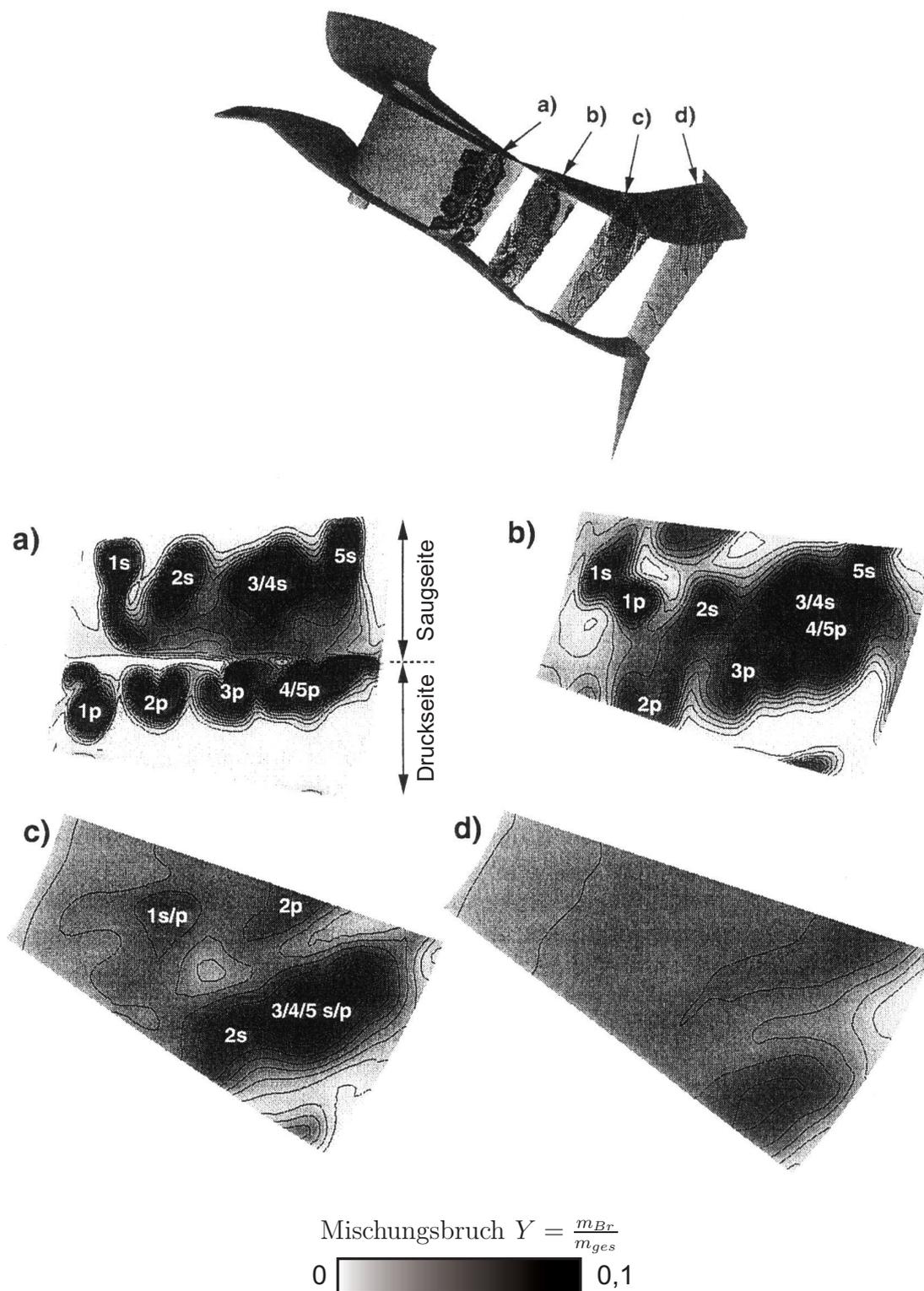


Abb. 4.3: Gemittelte Brennstoffkonzentrationen im Diagonalgitter [83]

Kriterium (Gln. 2.6, 2.7 und 2.8) erklären, da bereits kleinste Asymmetrien durch Fertigungstoleranzen des Brenners oder der Brennkammer einen Vortex Breakdown hervorrufen können.

Die sich ausbildenden Wirbelstrukturen wurden für die nicht-reagierende Strömung des hier untersuchten Brenners (Kap. 3.1) mittels LES-Rechnungen von Selle et al. [88] numerisch analysiert. Für die Luftströmung im Auslegungspunkt $\dot{V}/\dot{V}_0 = 1$ ohne Vorwärmung bei $T_0 = 330$ K ergab die Simulation einen präzessierenden Wirbelkern (Abb. 4.4) stromab des Diagonalgitters, der in der Scherzone zwischen dem Rezirkulationsgebiet und der Hauptströmung um die Symmetrieachse rotiert (Abb. 6.1).

Durch den präzessierenden Wirbelkern werden der Strömung Druckschwankungen aufgeprägt, deren Wellen stromab wandern. Dies führt zusammen mit den Wirbelablösungen am Brennermund zu periodischen Fluktuationen der Konzentration des eingebrachten Brennstoffs, der ohnehin schon im Bereich der Ablösekante erhöhte Konzentrationen (Abb. 4.2) aufweist. Diese Fluktuationen und Brennstoffinhomogenitäten begünstigen Verbrennungsinstabilitäten. Aber auch präzessierende Wirbelkerne alleine können periodisch die Flamme anregen und Flammenschwingungen auslösen. Mitunter sind sie sogar erwünscht, da sie eine schnellere Vermischung des Brennstoffs mit dem Oxidator durch die zusätzlich eingebrachte Turbulenz bewirken [10].

Der von Selle [87] berechnete Wirbelkern wird durch die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit bestätigt, wie später anhand von Hitzdraht- und LDA-Messungen gezeigt wird (Kap. 6.2). Neben den erwähnten Ergebnissen mittels LES-Simulationen sind derartige Instabilitäten auch durch URANS-Rechnungen zuverlässig beschreibbar [36].

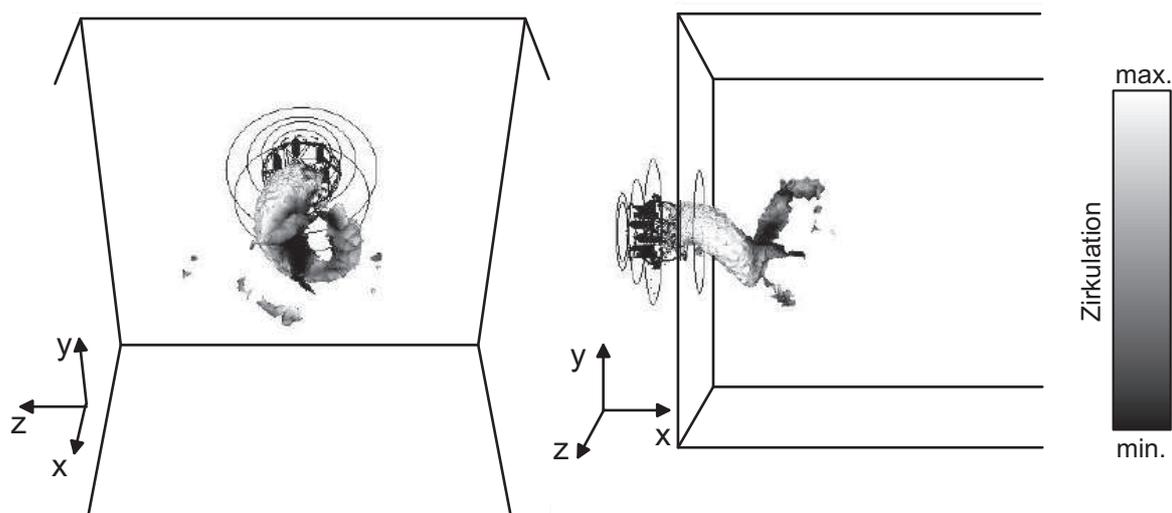


Abb. 4.4: Zirkulation des präzessierenden Wirbelkerns für eine Fläche gleichen Drucks [88]

4.3 Akustik der Brennkammer und des Plenums

Während der experimentellen Untersuchungen der reagierenden Strömung, deren Ergebnisse ausführlich in Kapitel 7 diskutiert werden, zeigte sich, dass das Plenum (Abb. 3.3) einen größeren Einfluss auf die Brennkammerschwingungen als allgemein angenommen hat. Numerische Untersuchungen von Selle [87] zur Akustik des Plenums und der Brennkammer für die reagierende Strömung bestätigen diese Beobachtung. Die Rechnungen basieren auf einem reinen Akustik-Ansatz ohne Reaktionsmodell. Die sich durch die Verbrennung einstellenden Temperaturen in der Brennkammer wurden an ausgewählten Stützstellen vorgegeben. Der untersuchte Brenner und die Brennkammergeometrie entsprechen denen im Experiment. Für die in Tabelle 4.1 beschriebenen Betriebspunkte konnten Instationaritäten ähnlicher Frequenz wie im Experiment (Abb. 7.1) beobachtet werden.

Luftzahl λ	1,25	1,43	1,67	2
Resonanzfrequenz f [Hz]	258,4	255,7	253,0	249,7

Tab. 4.1: Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Luftzahl (LES-Rechnung)

In Abbildung 4.5 ist die normierte Druckamplitude und deren Phase für $\lambda = 2,0$ im Plenum und in der Brennkammer dargestellt, die anderen Luftzahlen liefern vergleichbare Ergebnisse [87]. Die Luft im Plenum pulsiert in einem Helmholtz-Mode und ist somit in der Lage, die Strömung in der Brennkammer um 180° phasenverschoben ebenfalls in einem Helmholtz-Mode anzuregen.

Die Phasenverschiebung der Druckamplituden zwischen Plenum und Brennkammer verursacht im Brenner starke Geschwindigkeitsschwankungen (Abb. 4.6). Der Brennstoffstrom wird im Vormischbetrieb nahezu mit Schallgeschwindigkeit in den Luftstrom eingebracht und ist deshalb annähernd konstant. Durch die Phasenverschiebung der Druckschwingungen zwischen Plenum und Brennkammer entsteht eine treibende Druckdifferenz, die der Strömung im dazwischenliegenden Brenner periodische Geschwindigkeitsfluktuationen aufprägt. Diese Geschwindigkeitsschwankungen des Luftstroms bewirken aufgrund des konstanten Kraftstoffmassenstroms Brennstoffinhomogenitäten. Ist die treibende Druck-

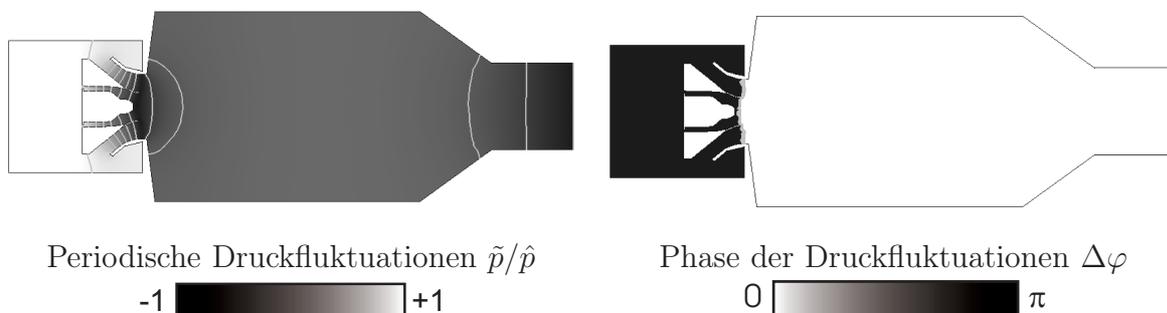


Abb. 4.5: Periodische Druckfluktuationen und Phase im Plenum und in der Brennkammer [87]

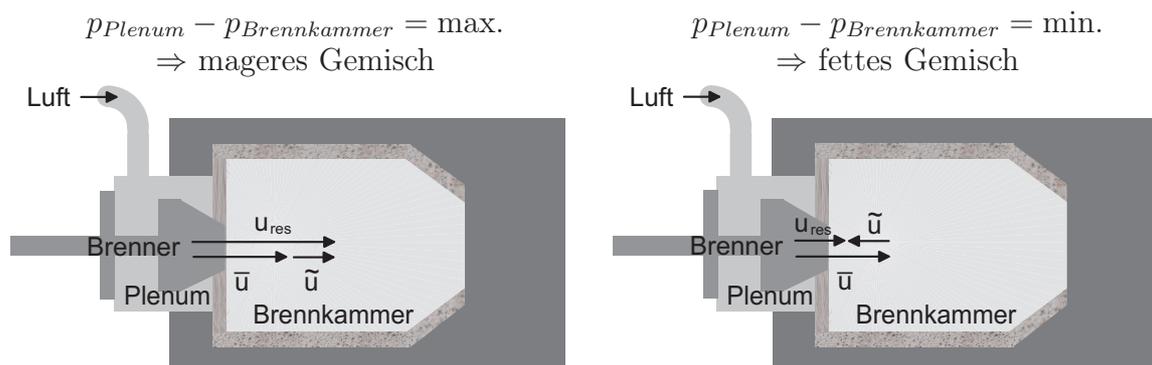


Abb. 4.6: Resultierende Geschwindigkeit aus der Druckdifferenz zwischen Plenum und Brennkammer

differenz $p_{Plenum} - p_{Brennkammer}$ zwischen dem Plenum und der Brennkammer maximal, erreicht die Geschwindigkeit im Brenner ebenfalls ihr Maximum und ein magereres Gemisch als bei konstanter Geschwindigkeit ist die Folge. Ist die Druckdifferenz minimal, wird das Gemisch aufgrund niedrigerer Strömungsgeschwindigkeiten der Luft fetter. Diese Inhomogenitäten werden konvektiv mit der Strömung nach einer Totzeit in die Reaktionszone transportiert (Kap. 4.4). Neben einer erhöhten Stickoxidbildung werden Fluktuationen der Energiefreisetzungsrates verursacht, die zusammen mit den temperaturbedingten Dichteschwankungen in der Reaktionszone zu Druckoszillationen in der Brennkammer führen können.

Eine detaillierte experimentelle Untersuchung der Phase zwischen den Druckoszillationen im Plenum und in der Brennkammer unter Berücksichtigung der Flamme bei unterschiedlichen Luftzahlen erfolgt in Kapitel 7.3.

4.4 Einflussfaktoren auf die Energiefluktuationen

In diesem Abschnitt werden die Energiefluktuationen theoretisch betrachtet, die durch den konvektiven Transport der Kraftstoffinhomogenitäten vom Brenner in die Reaktionszone entstehen. Hierbei handelt es sich um ergänzende theoretische Betrachtungen zu Kapitel 4.3, die sich nicht wie die vorangegangenen Arbeiten auf den Brenner in Kapitel 3.1 beziehen, sondern allgemein gültig sind und die Grundlagen für Kapitel 4.5 bilden.

Wie zuvor beschrieben, oszillieren die Gassäulen in der Brennkammer und im Plenum im Helmholtz-Mode phasenverschoben. Dadurch unterliegt der Luftmassenstrom im Brenner periodischen Geschwindigkeitsschwankungen, und somit treten Kraftstoffinhomogenitäten auf. Dies führt in der Brennkammer zu Fluktuationen der Energiefreisetzung und zu Druckschwankungen, bedingt durch die Änderungen der Dichte. Im Folgenden sollen die Einflussfaktoren der Energieschwankungen betrachtet werden.

Die momentane Wärmefreisetzung der Flamme kann als Produkt des in die Flamme eintretenden Massenstroms und der durch die Reaktion entstehenden Wärme in der Flamme beschrieben werden. Die Abschätzung der vom Brenner ausgehenden Wärmefluktuationen

nen durch den konvektiven Transport der Brennstoffinhomogenitäten basiert auf Gleichung 4.2. Die Indizierung ist Abbildung 4.7 zu entnehmen.

$$\dot{Q} = \dot{m}_{Br,3} \cdot H_{u,Br} \quad (4.1)$$

$$= \underbrace{\frac{\dot{m}_{Br,3}}{\dot{m}_{ges,3}}}_{Y_{Br,3}} \cdot \underbrace{\rho_3 \cdot c_3 \cdot A_{Fl}}_{\dot{m}_{ges,3}} \cdot H_{u,Br} \quad (4.2)$$

Werden die Variablen als Summe vom Mittelwert und der Schwankungsgröße geschrieben (z. B. $\dot{Q} = \bar{\dot{Q}} + \dot{Q}'$), ergeben sich die Störungen erster Ordnung aus dem totalen Differential bei eindimensionaler Betrachtung von Gleichung 4.3 unter Berücksichtigung der räumlichen Fluktuationen von A_{Fl} zu:

$$\frac{\dot{Q}'}{\bar{\dot{Q}}} = \frac{\rho'_3}{\bar{\rho}} + \frac{Y'_{Br,3}}{\bar{Y}_{Br,3}} + \frac{c'_3}{\bar{c}_3} + \frac{A'_{Fl}}{\bar{A}_{Fl}} \quad (4.3)$$

Die Wellenausbreitung durch die Flamme zwischen den Positionen i und 3 wird durch die Flammen-Transfermatrix beschrieben. In Gasturbinen können im Allgemeinen Wellen als eindimensionale Longitudinalwellen behandelt werden, da wegen ihrer niedrigen Frequenz ihre Wellenlänge verglichen mit den Querschnitten der Bauteil-Komponenten groß ist [43]. Deshalb kann die Wellenausbreitung in der Flamme vollständig durch den akustischen Druck p' und die akustische Geschwindigkeit c' mittels eines Vierpols (Gl. 4.4) beschrieben werden.

$$\begin{bmatrix} p'_i \\ c'_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \psi_{00} & \psi_{01} \\ \psi_{10} & \psi_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p'_3 \\ c'_3 \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

Durch umfangreiche Umformungen, die bei Richards und Straub [71] nachzulesen sind, und unter Einbeziehung eines Vierpols als Flammen-Transferfunktion zwischen den Positionen i und 3 ergeben sich die Wärmefreisetzungsschwankungen in Abhängigkeit der Impedanzen $Z_{Br,i}$, $Z_{Luft,i}$ und Z_3 (Gl. 4.5), wenn sinusförmige Fluktuationen angenommen

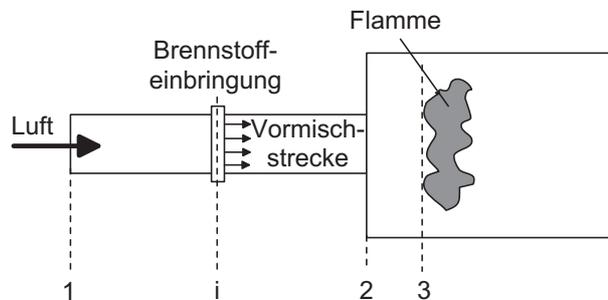


Abb. 4.7: Skizze einer Vormischbrennkammer

werden. Die Verzugszeit zwischen den Stellen i und 3 wird mit τ und der Mindestluftbedarf mit l_{min} bezeichnet.

$$\frac{\dot{Q}'}{\bar{Q}} = \frac{p'_3}{\bar{p}} + \frac{p'_3}{\bar{m}_3} \left(\frac{\lambda \cdot l_{min}}{Z_{Br,i}} - \frac{1}{Z_{Luft,i}} \right) \cdot \left(\psi_{00} + \psi_{01} \cdot \frac{1}{Z_3} \right) \cdot e^{-j\omega\tau} + \frac{p'_3}{Z_3 \cdot \bar{m}_3} + \frac{A'_{Fl}}{\bar{A}_{Fl}} \quad (4.5)$$

Die räumlichen Fluktuationen der Reaktionszone werden durch den letzten Summanden in Gleichung 4.5 beschrieben und sind in der Praxis schwer zu erfassen. Dieser Schwankungsterm ist deutlich kleiner als die übrigen Summanden, beeinflusst deshalb die Stabilität fast nicht und kann vernachlässigt werden. Die ersten drei Summanden beschreiben die Antwort der Energiefreisetzung auf die Druckschwankungen und können folgendermaßen interpretiert werden:

- Der erste Summand beschreibt die Kompression des Gases bei Ankunft in der Flammenfront. Steigt der Druck, nimmt die Dichte der Reaktanten und dadurch auch die Wärmefreisetzung zu.
- Der zweite Term beschreibt die Störungen des Luft-Brennstoffverhältnisses während der Vormischung an der Stelle i . Diese Störungen werden konvektiv in die Flamme nach einer Totzeit τ transportiert. Der Term beinhaltet die reziproke Impedanz der Brennstoff- und der Luftversorgung an der Stelle i . Sind diese Impedanzen groß, wird der Term klein und reduziert die Antwort der Flamme. Die Elemente der Transfermatrix ψ und die Impedanz Z_3 stehen nur mit dem Druck an der Stelle 3 in der Flamme in Verbindung, wobei die Bedingungen zum Zeitpunkt der Brennstoffeinbringung bei i ausschlaggebend sind. Die Impedanzen der Brennstoff- und Luftversorgung sind schwer zu verändern.
- Der dritte Term besagt, dass Druckänderungen der vorgemischten Luft beim Erreichen der Flammenfront sich umgekehrt proportional zu der Impedanz und dem Massenstrom auswirken. Bei einer niedrigen Impedanz verursachen Druckfluktuationen eine große Massenstromänderung beim Erreichen der als ortsfest angenommenen Flamme.

Wie bereits in Kapitel 4.3 angedeutet, können die konvektiv transportierten Brennstoffinhomogenitäten Verbrennungsinstabilitäten auslösen. Das ist für die später präsentierten Ergebnisse von entscheidender Bedeutung, da insbesondere die Brennkammerschwingungen mit kleiner Druckamplitude (Kap. 7.3.2) auf diesen Mechanismus zurückzuführen sind.

4.5 Einfluss der Brennermodifikationen auf die thermoakustische Stabilität

Der konvektive Transport von Brennstoffinhomogenitäten in die Reaktionszone kann eine der Ursachen von Flammeninstabilitäten sein. Durch eine Änderung der Gestaltung des

Brenners, z. B. eine höhere Austrittsgeschwindigkeit aus dem Brenner oder einen längeren Brennermund, kann die Verzugszeit zwischen der Entstehung der Inhomogenitäten und ihrer Einkopplung in die Reaktionszone variiert werden, so dass Flammeninstabilitäten reduziert oder verhindert werden können. Nachfolgend werden die entscheidenden Gestaltungsparameter bestimmt und variiert, wie z. B. die Verzugszeit durch einen längeren Brennermund, die Drallzahl oder die Brennstoffeinbringung aber auch die Vorwärmtemperatur des Kraftstoffs, um deren Einfluss zu erkunden. Die Tendenzen sind aufgrund der geometrischen Ähnlichkeit auch auf den Brenner, an dem die experimentellen Untersuchungen in den Kapiteln 6, 7 und 8 im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, übertragbar.

Um die Auswirkungen verschiedener Brennermodifikationen auf die Flammenstabilität experimentell zu untersuchen, wurde ein Versuchsbrenner (Abb. 4.8) mit hoher Variabilität konstruiert [28], der vom Aufbau und Funktionsprinzip weitgehend dem Brenner in Kapitel 3.1 entspricht. Von einem Diffusionsbrenner im Axialgitter wurde abgesehen, da nur der Vormischbetrieb aufgrund der dort auftretenden Flammeninstabilitäten von Interesse war. Durch eine Verstellung des Anstellwinkels der Schaufeln im Diagonalgitter kann die Drallzahl S variiert werden, wodurch die Größe des Rezirkulationsgebietes und die Stärke der Rückströmung beeinflusst werden. Zusätzlich kann das Erdgas vorgewärmt und der Pilotgasanteil variabel eingestellt werden. Eine Vorrichtung zur Brennstoffeinbringung erlaubt das Mischungsprofil in radialer Richtung und in Umfangsrichtung zu verändern. Ferner verfügt der Brenner im Vergleich zum Originalbrenner (Abb. 3.1) über eine aufgesetzte in der Länge variierbare zylindrische Austrittsöffnung (*Cylindrical Burner Outlet*). Durch diesen Aufsatz wird die Verzugszeit τ (Gl. 4.5) beeinflusst, in der der Brennstoff konvektiv in die Reaktionszone transportiert wird [40]. Die Impedanzen der Brennstoff- und Luftversorgung bleiben durch die Modifikationen weitgehend unverändert.

Die Anfälligkeit gegenüber Verbrennungsinstabilitäten der einzelnen Auslegungsvaria-

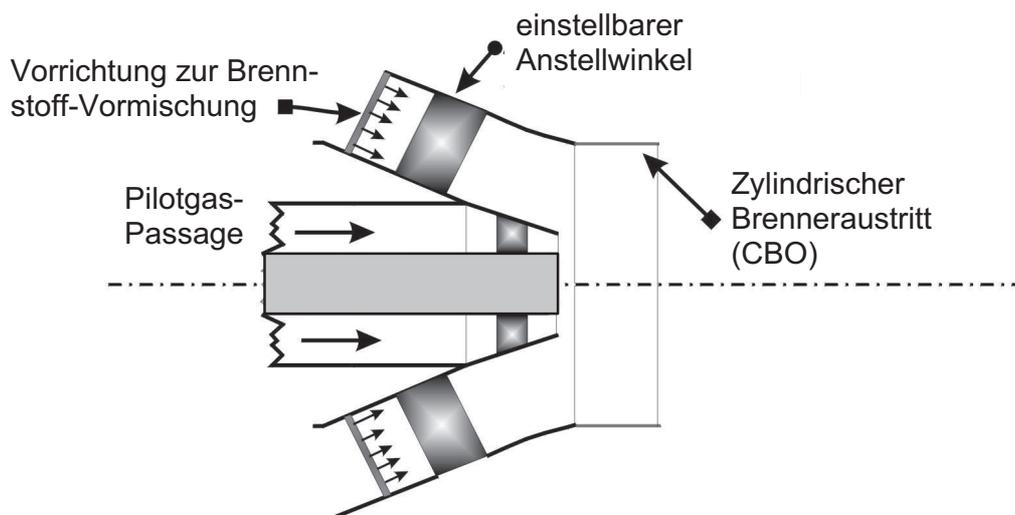


Abb. 4.8: Skizze des variabel gestalteten Versuchsbrenners

tionen des Brenners und deren Kombinationen sind im Experiment analysiert worden. Die Ergebnisse dieser Parameterstudie sind in einem Pareto-Diagramm (Abb. 4.9) aufgetragen. Der Einfluss der jeweiligen Brenner-Modifikation auf die Amplituden der Druckschwingungen infolge der Flammeninstabilitäten ist durch einen Balken standardisiert dargestellt. Ragt der Balken einer Variante über die gestrichelte vertikale Linie hinaus, hat diese Variante eine signifikante Auswirkung auf die Stabilität.

Aus dem Pareto-Diagramm ist ersichtlich, dass die Stabilität des Brenners durch die CBO-Länge (C), den Pilotgasanteil (B) und den Anstellwinkel der Diagonalgitter-Beschaufelung (D), also der Drallzahl S , maßgeblich bestimmt wird, während z. B. einer Heizgasvorwärmung (A) oder dem Mischungsprofil in radialer Richtung (E) nur eine untergeordnete Bedeutung zugeschrieben werden kann. Durch den zusätzlichen CBO-Aufsatz werden konvektiv transportierte Störungen, wie z. B. Brennstoffinhomogenitäten oder Wirbelablösungen vom Brennermund, verspätet in die Reaktionszone eingeleitet (Gl. 4.5). Wegen der zusätzlichen Phasenverschiebung kann eine Rückkopplung dieser Störungen mit beispielsweise den periodischen Druckschwingungen [40] unterbunden und selbsterregte Brennkammerschwingungen verhindert werden, da das Rayleigh-Kriterium (Gl. 2.11) wegen der zusätzlichen Phasenverschiebung nicht mehr erfüllt wird. Der CBO-Aufsatz wurde bereits erfolgreich von Berenbrink und Hoffmann [6] in Gasturbinen-Ringbrennkammern eingesetzt.

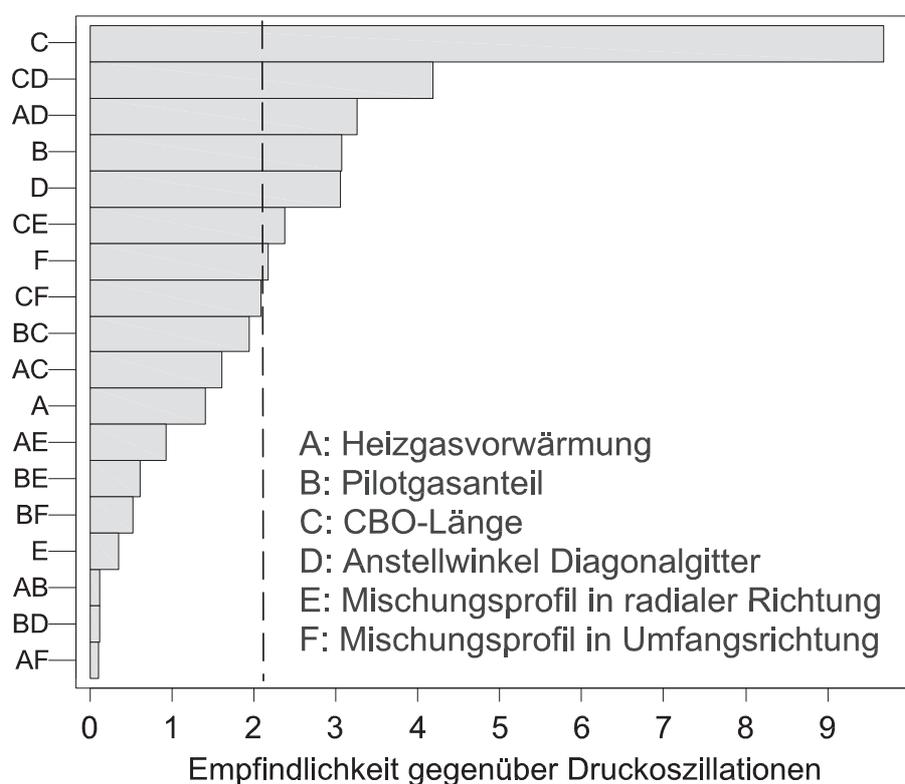


Abb. 4.9: Pareto-Diagramm: Einfluss der Brennermodifikationen auf die thermoakustischen Stabilitätsgrenzen

Die zuvor zusammenfassend dargestellten Ergebnisse aus der numerischen Untersuchungen der Gemischaufbereitung, des Strömungsfeldes und der Brennkammerakustik wurden für die nicht-reagierende Strömung durchgeführt. Die Genauigkeit der vorwiegend numerischen Ergebnisse hängt jedoch stark von den Randbedingungen ab, so dass experimentelle Daten zur Validierung des Codes herangezogen werden müssen. Bei nur wenig von der Realität abweichenden Randbedingungen können große Fehler in den numerischen Ergebnissen auftreten. Die Berechnungen können deshalb lediglich Tendenzen wiedergeben, jedoch sind für exakte Informationen experimentelle Untersuchungen unumgänglich. Dies trifft insbesondere auf die reagierende Strömung zu, da neben der Strömungsmechanik auch noch die Reaktionskinetik modelliert werden muss. Zusätzlich müssen bei der oszillierenden reagierenden Strömung die phasenaufgelösten Zusammenhänge zwischen Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsfluktuationen genau wiedergegeben werden, die bisher leider nur unzureichend bekannt sind, um zuverlässige Ergebnisse aus den numerischen Berechnungen zu erhalten.

Für die erfolgreiche Bekämpfung der Flammeninstabilitäten ist es notwendig, diese Wissenslücke zu schließen, um die Wirkketten zu verstehen, die zu den Instabilitäten führen. Umfangreiche experimentelle Untersuchungen in den Kapiteln 6, 7 und 8 sollen die zeit- bzw. phasenaufgelösten Zusammenhänge zwischen den thermodynamischen Größen in der Strömung klären. Neben der experimentellen Untersuchung der reagierenden Strömung ist auch eine Analyse der isothermen Strömung notwendig, da in ihr bereits Instationaritäten auftreten, die unter Umständen unter reagierenden Bedingungen Brennkammerschwingungen auslösen können. Zuvor wird jedoch die bei den experimentellen Untersuchungen eingesetzte Messtechnik erläutert.

5 Messtechnik

Wie zuvor beschrieben, liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit auf der experimentellen Untersuchung der Verbrennungsinstabilitäten. Zur Darstellung der zeitlichen Zusammenhänge zwischen den thermodynamischen Größen, um die Wirkketten zu analysieren, kommen verschiedene Messtechniken zur Erfassung der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder sowie der Luft-Brennstoff-Mischung, der Druckoszillationen und der Flammenfronten zum Einsatz. Insbesondere unter instationären reagierenden Bedingungen werden an die Messverfahren höchste Ansprüche gestellt, wie anschließend gezeigt wird. Nachfolgend werden die eingesetzten Messtechniken, die zur Charakterisierung der strömungsmechanischen und reaktionskinetischen Vorgänge notwendig sind, sowie die Versuchsaufbauten detailliert beschrieben.

5.1 Geschwindigkeitsmessung

5.1.1 Methodik der Laser-Doppler-Anemometrie

Zur Untersuchung der Geschwindigkeitsfelder der isothermen und reagierenden Strömung wird das Laser-Doppler-Anemometer (LDA) eingesetzt, ein sehr genaues laseroptisches Messverfahren zur berührungslosen und punktuellen Bestimmung von Geschwindigkeiten in Gasen und Flüssigkeiten. Bei diesem indirekten Verfahren muss die zu messende Strömung mit Tracerpartikeln geimpft werden. Fliegt ein Tracerpartikel durch das im Schnittpunkt der Laserstrahlen gebildete Interferenzgebiet, dem Messvolumen, so streut der Partikel Licht in alle Raumrichtungen. Dieses Streulicht erfährt eine Frequenzverschiebung (Doppler-Effekt), aus der sich die Geschwindigkeit des Partikels berechnen lässt, die der Fluidgeschwindigkeit unter der Annahme guten Folgevermögens des Partikels gleichgesetzt werden kann. Laut Durst et al. [13] erfüllen die bei den Untersuchungen verwendeten chemisch inerten Al_2O_3 -Partikel dieses Kriterium. Gleichzeitig gewährleisten sie optimales Streulicht durch ihre Partikelgröße im Bereich von 1 bis 2 μm .

Bei den Untersuchungen sollen simultan zwei Geschwindigkeitskomponenten gemessen werden, so dass unterschiedliche Wellenlängen benötigt werden. Dazu wird der Lichtstrahl eines Argon-Ionen-Lasers in einer Transmitter-Box in zwei Strahlenpaare aufgespalten (Abb. 5.1 unten), von denen jeweils ein Strahl zur Bestimmung der Strömungsrichtung eine Frequenzverschiebung gegenüber dem anderen in der Bragg-Zelle, einem akusto-optischem Modulator, erfährt. Da in Rückwärtsstreuung gemessen wird, ist in der Sonde sowohl die Sende- als auch die Empfangsoptik integriert. Um eine feinere räumliche Auflösung zu erhalten, wurde durch einen Strahlaufweiter die Länge und der Durchmesser des Messvolumens auf $1,2 \text{ mm} \times 0,06 \text{ mm}$ für die verwendete 400-mm-Linse ($y/D > 0,46$) bzw. $2,7 \text{ mm} \times 0,09 \text{ mm}$ für die 600-mm-Linse ($y/D \leq 0,46$) reduziert, wodurch die Geschwindigkeit der Partikel über ein kleineres Volumen integriert wurde. Die Streulichtsignale werden anschließend durch die beiden Photomultiplier (PM1 und PM2) verstärkt und in den „Burst Spectrum Analysern“ (BSA1 und BSA2) ausgewertet.

5.1.2 Versuchsaufbau bei nicht-reagierender Strömung

Die unter isothermen Bedingungen anzutreffenden Instabilitäten in Drallströmungen, wie z. B. präzessierende Wirbelkerne, können unter Umständen auch in der reagierenden Strömung auftreten und dort Flammeninstabilitäten auslösen. Deshalb werden in der isothermen Strömung die relevanten instationären Phänomene untersucht, um deren Existenz und Einfluss unter reagierenden Bedingungen zu überprüfen. Deren Auswirkung auf die Strömung soll analysiert werden, d. h. ob die rein aerodynamisch bedingten Instabilitäten in der isothermen Strömung akustische Moden unter reagierenden Bedingungen anfachen können.

Zur Analyse des Geschwindigkeitsfeldes der instationären isothermen Strömung wurde der in Abbildung 5.1 dargestellte Aufbau für das LDA gewählt. Zunächst wird der Versuchsaufbau und im Kapitel 5.1.3 die zu berücksichtigenden Besonderheiten bei periodisch fluktuierenden Strömungen beschrieben. Weil das LDA nur punktuell Geschwindigkeiten messen kann, müssen die einzelnen Messwerte zeitlich und phasenrichtig einander zugeordnet werden können. Deshalb wurde während der gesamten Untersuchung ein Referenzsignal durch ein ortsfestes hochempfindliches Kondensatormikrofon aufgenommen, das die

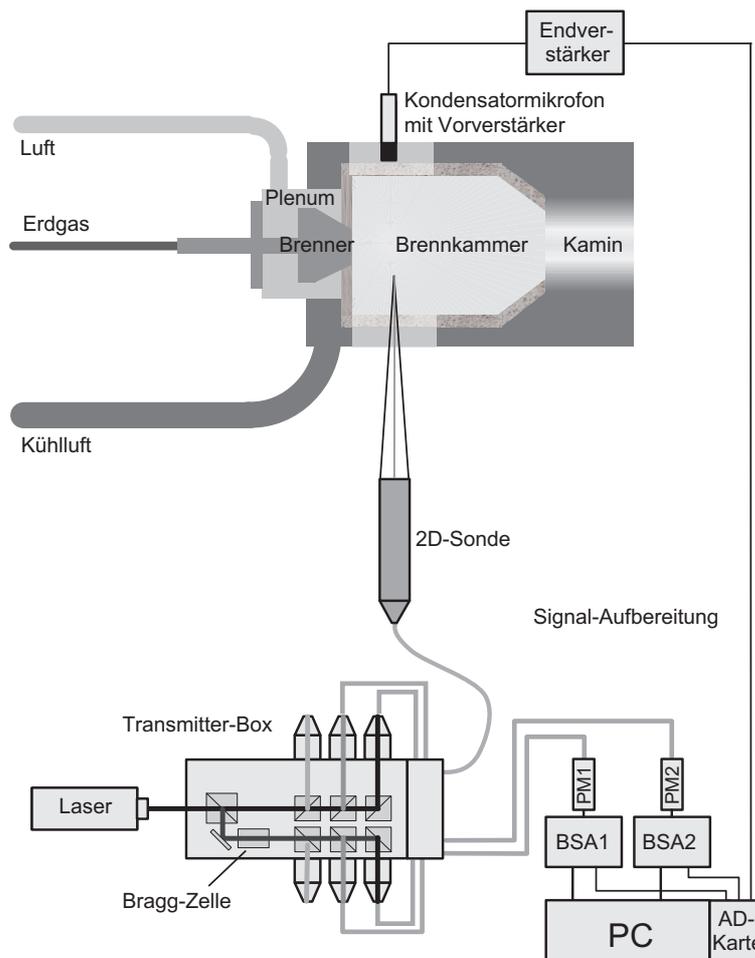


Abb. 5.1: LDA-Versuchsaufbau bei nicht-reagierender Strömung

aus den Instabilitäten resultierenden periodischen Druckschwankungen detektiert. Dieses Mikrofon wurde in unmittelbarer Nähe der Quelle der Druckschwankungen an der Brennkammerwand positioniert. Ein Vor- und Endverstärker bereiten das Signal des Mikrofons auf, bevor es mittels einer Analog-Digital-Karte zeitgleich mit den vom LDA gemessenen Momentangeschwindigkeiten erfasst wird.

Bei der Auswertung wurde das Drucksignal digital schmalbandig gefiltert und ihm die axiale und tangentielle Geschwindigkeitskomponente in Abhängigkeit vom Phasenwinkel φ der Druckfluktuation zugeordnet. Eine direkte Synchronisation der BSA's ohne die nachträgliche digitale Filterung des verrauschten Drucksignals, wie bei den Messungen in der reagierenden Strömung (Kap. 5.1.4), war aufgrund des geringen Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses nicht möglich, da nur ca. 60 % der Synchronisationsimpulse zum richtigen Zeitpunkt erfolgten.

Trotz der niedrigeren Datenraten im Vergleich zur Vorwärtsstreuung wurde eine Messanordnung in Rückwärtsstreuung gewählt, da die erzielbaren Datenraten ausreichten und nur ein optischer Zugang benötigt wurde. Die Partikel wurden stromab des Luftvorwärmers vor Eintritt in das Plenum der Luft zugeführt und vermischten sich homogen bis zum Brenneintritt mit ihr.

5.1.3 Messungen in oszillierender Strömung

Die Grundlage dieser Arbeit bildet die Untersuchung der phasenbezogenen Geschwindigkeiten, d. h. die periodisch fluktuierenden Geschwindigkeiten werden in Abhängigkeit des Phasenwinkels ermittelt. Jedoch stellen Messungen in periodisch instationären Strömungen erhöhte Anforderungen an die Auswertung der Daten aufgrund der inhomogenen Partikelverteilung. In oszillierenden Strömungen werden die Partikel mit einem geringen Trägerluftstrom deutlich unter Schallgeschwindigkeit in die zu untersuchende Strömung eingebracht. Diese Trägerluft hat einen konstanten Vordruck. Treten in der zu untersuchenden Strömung periodische Geschwindigkeitsschwankungen auf, so liegt nach der Bernoullischen Gleichung 5.1 bei einem Geschwindigkeitsmaximum minimaler Druck in der Strömung vor, bei einem Geschwindigkeitsminimum ist der Druck maximal. In unterkritischen Strömungen pflanzen sich diese Druckschwankungen bis zum Ort der Partikelzugabe fort, wodurch die dort mit konstantem Vordruck eingebrachte Trägerluft aufgrund des wechselnden Gegendrucks periodisch beschleunigt und verzögert wird. Somit fluktuiert auch die Partikelkonzentration pro Volumeneinheit. Bei niedrigem Druck bzw. hoher Geschwindigkeit in der zu untersuchenden Strömung treten größere Partikeldichten auf als bei niedrigen Geschwindigkeiten. In stationären Strömungen liegt hingegen eine stochastische Verteilung vor.

$$\int \frac{\partial u}{\partial t} ds + \frac{u^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho} + g h = \text{konstant} \quad (5.1)$$

Abbildung 5.2 zeigt die momentan gemessenen Geschwindigkeiten der einzelnen Partikel, mit dem Mittelwert normiert, für eine stationäre und eine oszillierende Strömung über

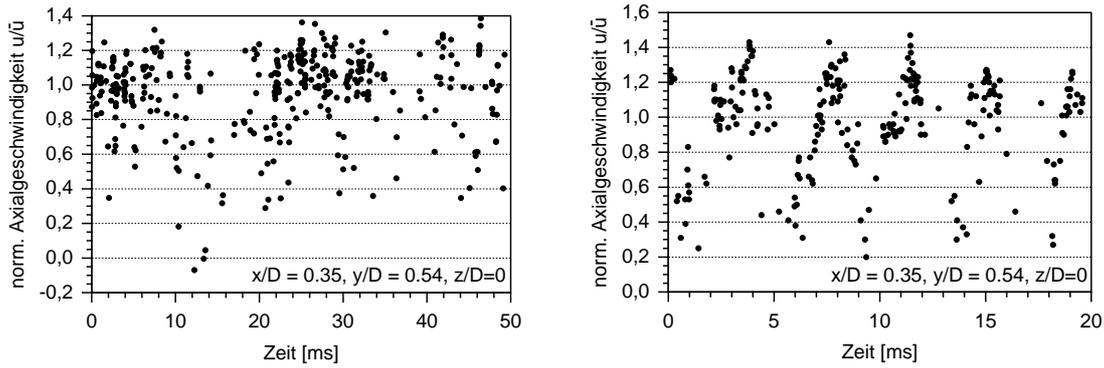


Abb. 5.2: Momentane Geschwindigkeit der Tracerpartikel bei stationärer (links) und oszillierender Strömung (rechts)

der Zeit. Deutlich zu erkennen ist die erhöhte Partikeldichte im Bereich großer Geschwindigkeiten bei der oszillierenden Strömung im rechten Graph. Diese Partikelanhäufung bei den Maxima verursacht bei einer ungewichteten Mittelwertberechnung einen systematischen Fehler, da der berechnete Mittelwert den realen übertrifft. In der Literatur werden zahlreiche Korrekturmöglichkeiten vorgeschlagen [13, 52, 61], die darin bestehen, dass entweder die gemessenen Geschwindigkeiten mit der Ankunftszeit der Partikel gewichtet werden oder dass entsprechende Abtastverfahren (z. B. Unterabtastung, bei der nicht jedes Burst-Signal ausgewertet wird) zum Einsatz kommen. Diese Verfahren liefern jedoch bei den vorliegenden Untersuchungen nur eine unzureichende Genauigkeit oder sie gehen zu Lasten der maximal erreichbaren Datenrate.

In einer oszillierenden Strömung, in der nur die Grundfrequenz und höhere harmonische auftreten, lassen sich die statistischen Größen aus den entsprechenden phasenbezogenen Größen mitteln. Die Periode der Schwingung wird in i Phasenwinkel-Intervalle $\Delta\varphi = \frac{360^\circ}{i}$ mit $\Delta\varphi_i = \varphi_i - \varphi_{i-1}$ unterteilt, über die jeweils die Geschwindigkeiten $c_{\Delta\varphi_i}$ innerhalb dieses Intervalls $\varphi_{i-1} < \varphi \leq \varphi_i$ gemittelt werden. Die Genauigkeit steigt mit abnehmender Größe des Intervalls $\Delta\varphi_i$. So ergibt sich die mittlere phasenbezogene Geschwindigkeit $\tilde{c}_{\Delta\varphi_i}$ für das jeweilige Intervall $\Delta\varphi_i$ nach Gleichung 5.2. Jedoch ist zu beachten, dass bei zu geringen Datenraten die Mittelwerte insbesondere bei niedrigen Geschwindigkeiten nicht mehr statistisch abgesichert sind.

$$\tilde{c}_{\Delta\varphi_i} = \frac{1}{N} \sum_j^N [c_j(\varphi)]_{\varphi_{i-1}}^{\varphi_i} \quad (5.2)$$

Der zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeit \bar{c} ergibt sich aus dem Mittelwert der i über $\Delta\varphi_i$ phasenbezogenen Geschwindigkeiten $\tilde{c}_{\Delta\varphi_i}$ (Gl. 5.3):

$$\bar{c} = \frac{1}{i} \sum_0^i \tilde{c}_{\Delta\varphi_i} \quad (5.3)$$

Treten neben der Grundfrequenz noch weitere Frequenzen auf, die keine ganzzahligen Vielfache sind, ist eine exakte phasenbezogene Auswertung schwierig [26]. Die Partikel müssen entsprechend ihrer Geschwindigkeit, d. h. der Aufenthaltszeit t_i des Partikels i im Messvolumen, mit dem Faktor ζ_i ohne Berücksichtigung der Phase gewichtet werden (Gl. 5.4). Dies kann zu Fehlern führen.

$$\bar{c} = \sum_{i=0}^{N-1} \zeta_i c_i \quad \text{mit} \quad \zeta_i = \frac{t_i}{\sum_{j=0}^{N-1} t_j} \quad (5.4)$$

5.1.4 Versuchsaufbau bei reagierender Strömung

Im Vergleich zur Untersuchung der isothermen Strömung muss für die reagierende Strömung der Versuchsaufbau abgewandelt werden, um phasenbezogene Untersuchungen zu ermöglichen. Zur Analyse der periodischen Geschwindigkeitsfluktuationen der reagierenden Strömung wurde abweichend zu dem Versuchsaufbau bei nicht-reagierender Strömung (Kap. 5.1.2) anstelle eines hochempfindlichen Kondensatormikrofons in der Brennkammerwand ein piezo-elektrischer Druckaufnehmer im Plenum verwendet (Abb. 5.3), der auch bei vorgewärmter Luft ($T = 673 \text{ K}$) eingesetzt werden konnte. Da das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis aufgrund der höheren Druckamplituden größer als bei der nicht-reagierenden Strömung war, wurde das Druckaufnehmersignal nach der Ladungsverstärkung und der schmalbandigen analogen Bandpass-Filterung mit $\pm 2 \text{ Hz}$ halber Bandbreite um die Resonanzfrequenz in ein TTL-Signal umgewandelt. Dieses konnte direkt zur Synchronisation der beiden BSA's verwendet werden. Bei Luftzahlen größer als 1,46 war aufgrund fehlender bzw. zu schwacher Druckschwingungen keine sinnvolle Synchronisation der BSA's und somit auch keine phasenbezogene Untersuchung mehr möglich.

Wie auch zuvor bei den isothermen Messungen wurden hier Al_2O_3 -Feststoffpartikel zur Impfung der Luft verwendet, da sie chemisch inert und temperaturbeständig sind. Die sonst üblicherweise bei reagierenden Strömungen eingesetzten TiO_2 -Partikel (mittlerer Durchmesser $\bar{d} = 0,3 \mu\text{m}$) streuen unter den gegebenen Versuchsbedingungen zu wenig Licht, wodurch nur unzureichende Datenraten bei gleichzeitig schlechter Validierung erzielt werden, die eine phasenbezogene Messung verhindern. Von einer Impfung des Erdgas-massenstroms wurde aus sicherheitstechnischen Gründen abgesehen. Auch wurde wieder in Rückwärtsstreuung gemessen, da bei Vorwärtsstreuung schon geringe Schwankungen in der Umgebungstemperatur durch Aufwärmung des Versuchsstandes eine relative Verschiebung der Sende- und Empfangsoptik zueinander bewirken, die einer permanenten Korrektur bedarf.

Bei ausreichender Datenrate können mit dem LDA sehr gut Fluktuationen in der isothermen und der reagierenden Strömung analysiert werden. Jedoch ist die Datenrate von den örtlichen Strömungsverhältnissen abhängig. So bietet sich als Alternative und zur Validierung der LDA-Daten zusätzlich der Einsatz eines Hitzdraht-Anemometers in der kalten nicht-reagierenden Strömung an.

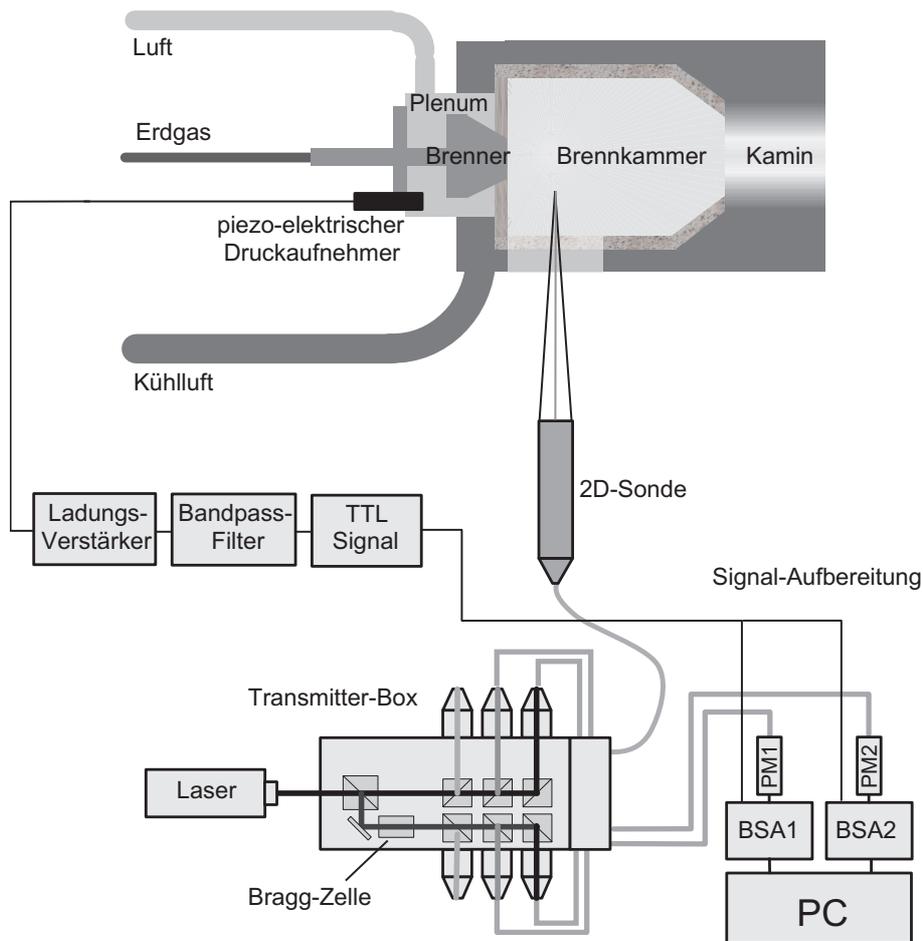


Abb. 5.3: LDA-Versuchsaufbau bei reagierender Strömung

5.2 Messung der Geschwindigkeitsfluktuationen mittels Hitzdraht-Anemometrie

Die Aussagekraft der phasenbezogenen LDA-Messung hängt von der erzielbaren Datenrate ab, die immer mindestens das Zehnfache der Frequenz der zu untersuchenden Instabilitäten betragen sollte, um aussagefähige Daten zu gewinnen. In der Praxis birgt dies Probleme in sich, da die Partikelkonzentrationen zeitlich, insbesondere aber räumlich je nach Messpunkt in der Strömung stark variieren können. So nimmt in der Rezirkulationszone verglichen mit der Hauptströmung (Abb. 6.1) die Partikeldichte mitunter um bis zu 99 % ab, und somit auch die Datenrate.

Die Hitzdraht-Anemometrie (HWA) ist hingegen nicht an die Partikeldichte gebunden, da sie auf dem Prinzip des konvektiven Wärmeübergangs eines beheizten Hitzdrahts in einem ihn umströmenden Fluid basiert. Der sich einstellende Wärmestrom ist eine Funktion der Geschwindigkeit des Fluids. Somit ist die maximal erzielbare zeitliche Auflösung nicht von einer Datenrate wie beim LDA, sondern nur von der thermischen Trägheit des Drahts abhängig. Nachteilig ist jedoch im Vergleich zum LDA, dass nur der Geschwindigkeitsbetrag senkrecht zum Hitzdraht ohne Aufschlüsselung in seine Komponenten nach

Richtungen erfasst wird.

Die Messungen in dieser Arbeit erfolgten nach dem Konstant-Temperatur-Verfahren, bei dem die Temperatur des Hitzdrahts mit Hilfe einer elektronischen Regelung konstant gehalten wird. Die Heizleistung, die sich in einer Änderung des Heizstroms äußert, ist ein Maß für die Strömungsgeschwindigkeit. Da die zeitliche Auflösung mehrere 10 kHz betragen kann und deutlich größer als die erreichbare Datenrate des LDA's ist, eignet sich die Hitzdraht-Anemometrie sehr gut für Geschwindigkeitsmessungen in hochturbulenten kalten Strömungen ohne Richtungswechsel.

In Abbildung 5.4 ist der Aufbau für die Hitzdrahtuntersuchungen schematisch dargestellt. Ähnlich wie schon in Kapitel 5.1.2 beschrieben, ist auch hierbei zur Untersuchung periodisch fluktuierender Strömungen ein Referenzsignal nötig, um die einzelnen Messpunkte phasenrichtig zuzuordnen. Deshalb wurde neben einem traversierbaren Hitzdraht ein ortsfester Hitzdraht in unmittelbarer Nähe zum Brenneraustritt positioniert, da hier die Fluktuationen am stärksten sind und eine Zuordnung deshalb eindeutig ist. Die Temperatursonde ermittelt die Strömungstemperatur, um das Temperaturverhältnis zwischen Strömungsmedium und Hitzdraht anzupassen, so dass ein guter Wärmeübergang gewährleistet ist.

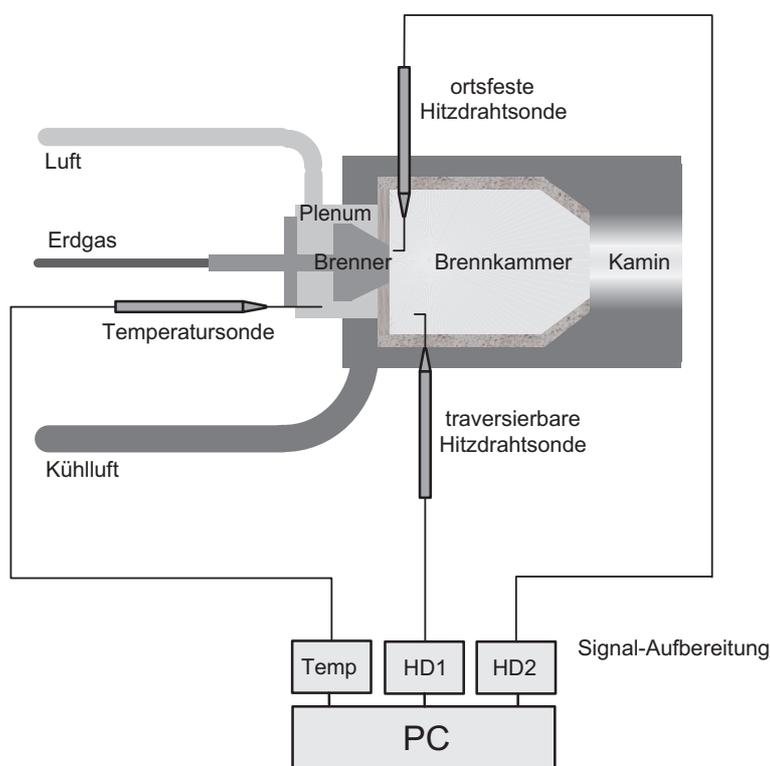


Abb. 5.4: HWA-Versuchsaufbau bei nicht-reagierender Strömung

5.3 Untersuchung der Luft-Brennstoff-Mischung

Die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) ist ein etabliertes Verfahren zum Nachweis von Atomen und Molekülen in Verbrennungssystemen. Unter Fluoreszenz versteht man die spontane Emission von Strahlung durch ein Molekül oder Atom beim Übergang aus einem angeregten in einen energiearmen Zustand. Die Anregung kann dabei durch Absorption von Photonen erfolgen. Beim Übergang in einen energieärmeren Zustand wird Fluoreszenzlicht emittiert, das mit bildverstärkenden Kameras nachgewiesen werden kann. Durch die Verwendung schmalbandiger Laser erreicht man eine räumlich und zeitlich hochauflösende, aber auch eine spektral selektive Anregung zum Nachweis bestimmter Spezies (z. B. OH, CH) bis in den ppm-Bereich, die von Interesse bei der Flammenfront-Detektion oder bei Mischungsvorgängen verschiedener Gase sind.

5.3.1 Versuchsaufbau

Abbildung 5.5 zeigt den Versuchsaufbau für die Untersuchung der Luft-Brennstoff-Mischung. Der Lichtstrahl des abstimmbaren XeCl-Excimer-Lasers wird mit Hilfe eines optischen Linsen- und Spiegelsystems zu einem „Lightsheet“ mit einer Breite von ca. 70 mm und einer Dicke von 0,3 mm geformt. Die Wellenlänge des Laserlichts beträgt 308 nm und die mittlere Pulsenergie 200 mJ bei einer Impulsdauer von 20 ns. Das „Lightsheet“ wurde mit dielektrischen Spiegeln durch Quarzglasscheiben senkrecht zur Brennerachse eingekoppelt und entlang dieser Achse verfahren, da eine weitere Auffächerung des Lightsheets ein zu schwaches Fluoreszenzlicht bedeutete. Das von den Molekülen emittierte Fluoreszenzlicht wurde mit einer bildverstärkenden CCD-Kamera durch ein seitliches Fenster in der Brennkammerwand detektiert. Die Auslösung des Laserlichtblitzes und der Kamera wurden jeweils durch TTL-Triggersignale unter Berücksichtigung der Aufladungsdauer der Laserröhre zeitlich aufeinander abgestimmt. Ein Lichtleistungsmesser berücksichtigt die fluktuierende Laserleistung bei den Konzentrationsmessungen. Da der Transfer der Daten eines Rohbildes von der Kamera zum Rechner etwa zwei Sekunden dauert, waren keine höher frequenten Untersuchungen möglich. Auch eine Triggerung auf periodische Instabilitäten in der nicht-reagierenden Strömung, wie bei den LDA-Messungen (Kap. 5.1.2), scheiterte. Die lauten Betriebsgeräusche des Lasers zusammen mit denen des Versuchsstands waren deutlich stärker als die aus den Instationaritäten resultierenden sehr schwachen Druckschwankungen in der nicht-reagierenden Strömung, so dass sich trotz Filterung kein verwertbares Triggersignal vom Rauschen abhob.

Für die Visualisierung der Luft-Brennstoff-Mischung in der nicht-reagierenden Strömung wurde das Erdgas, wie in Kapitel 3.3.2 bereits erläutert, durch Luft ersetzt. In diese Luft wurde Aceton als fluoreszierender „Tracer“ eingebracht und den jeweiligen Versorgungssträngen für den Diffusions-, Vormisch- und Pilotbrenner zugeführt. Um eine vollständige Verdampfung des Acetons bis zum Brenneintritt zu gewährleisten, wurde das Gemisch auf 335 K erwärmt.

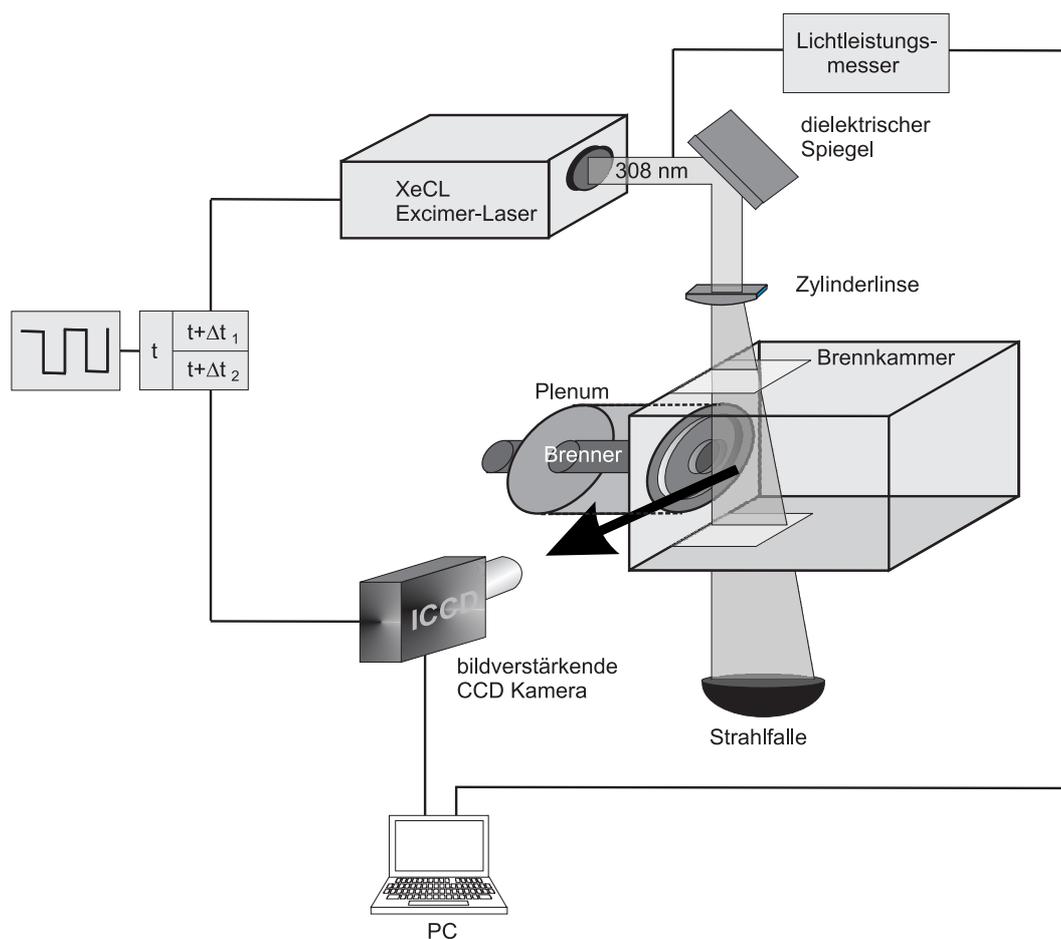


Abb. 5.5: LIF-Versuchsaufbau bei nicht-reagierender Strömung

5.3.2 Aceton als Indikator für Gasmische

Aceton eignet sich als Tracer für die Untersuchung von Konzentrationen und Mischungsvorgängen in Gasen mittels laserinduzierter Fluoreszenz aufgrund der guten Zugänglichkeit der Absorptionswellenlänge mit Excimer-Lasern [15, 22]. Unter atmosphärischem Druck liegt es als transparente Flüssigkeit mit einer Siedetemperatur von 329 K und einer Selbstentzündungstemperatur von 739 K vor. Es absorbiert in der Bande von 225 nm bis 320 nm, emittiert von 350 nm bis 550 nm bei einer Fluoreszenzlebensdauer von 4 ns [53].

Erfolgt eine Absorption des Laserlichts, geht das Molekül in einen elektronisch angeregten Zustand über. Nach einer spezifischen Lebensdauer, die abhängig vom Molekül und seines Zustandes ist, wird Fluoreszenzlicht beim spontanen Übergang auf ein tieferes Energieniveau emittiert, das nicht mit dem gepumpten Niveau übereinstimmen muss. Der Zustand des Moleküls nach der Fluoreszenz muss nicht dem vor der Anregung entsprechen, da innerhalb des angeregten Moleküls strahlungslose Übergänge erfolgen können. Das angeregte Molekül steht in Wechselwirkung mit den benachbarten und kann durch Stöße mit ihnen Energie gewinnen oder verlieren, wodurch sich das Energieniveau ändern kann.

Quantitative Untersuchungen von Mischungsvorgängen in Strömungen, die isobar und isotherm sein müssen, können unter der Annahme erfolgen, dass die Fluoreszenzquan-

tenausbeute konstant ist, d. h. das Fluoreszenzsignal ist proportional zur Acetonkonzentration [22]. Aufgrund des großen Fluoreszenz-Wirkungsquerschnitts bei Anregung im ultravioletten Spektralbereich können bereits geringe Acetonkonzentrationen um 1 % mit Hilfe der LIF detektiert werden.

5.3.3 Bildverarbeitung

Die Brennstoffkonzentrationsverteilung wurde aus 250 Einzelschussbildern der momentanen Acetonverteilung gemittelt. Durch die Aufweitung des Laserstrahls zu einem divergenten „Lightsheet“ traten Intensitätsunterschiede auf, die bei der Auswertung der Bilder berücksichtigt wurden. Zusätzlich wurde auch das Hintergrundbild der keramischen Brennkammerwand, resultierend aus diffus reflektiertem Laserlicht, von der Rohaufnahme subtrahiert. Räumliche Verzerrungen durch das Kamera-Objektiv und Empfindlichkeitsunterscheide auf dem Kamera-Chip wurden ebenfalls korrigiert. Durch die Erfassung dieser systematischen Fehlerquellen konnte die Aussagekraft der Aufnahmen entscheidend erhöht werden. Bei ruhender Luft in der Brennkammer wurde die Intensität für die 100 %-Aceton-Konzentration gemessen, so dass die maximale Intensität dem reinen Brennstoff entsprach und somit eine quantitative Untersuchung möglich wurde.

Die absolute Standardabweichung σ auf Basis der 250 Einzelschussbilder wurde nach Gleichung 5.5 berechnet.

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum (x_i - \bar{x})^2} \quad (5.5)$$

Die daraus ermittelte relative Standardabweichung der Brennstoffkonzentrationen ergibt sich für jeden Bildpunkt i aus dem Quotienten der absoluten Standardabweichung (Gl. 5.5) und der zeitlich gemittelten örtlichen Brennstoffkonzentration. Deswegen sind auch Werte größer als 100 % für die relative Standardabweichung möglich. Aus den Schwankungen der Laserleistung und der Acetonkonzentration während der Kalibriermessung resultiert ein Messfehler von maximal 20 %.

5.4 Flammenfront-Detektion

In Gegensatz zur zuvor beschriebenen Messtechnik zur Untersuchung der Mischungsvorgänge gleicher Gase durch Impfung eines Gases mit Tracer-Molekülen, wie z. B. Aceton, wird bei der Detektion der Flammenfronten das während der Reaktion gebildete OH-Radikal angeregt, dessen Konzentrationsgradient Aufschluss über die Lage der Flammenfront gibt. Diese sind von großem Interesse, weil sie Rückschlüsse auf die Energiefreisetzung erlauben.

5.4.1 Methodik der OH-laserinduzierten Fluoreszenz

Das OH-Radikal entsteht als Zwischenprodukt räumlich begrenzt innerhalb eines schmalen Temperaturfensters der Flamme und hat nur eine kurze Lebensdauer. Somit eignet

es sich besonders gut als Indikator für die Flammenfront [99]. Aufgrund der zur Anregung des CH-Radikals benötigten sehr hohen Energien ist sein Nachweis schwierig. Jedoch entsteht bei der Oxidation des CH das im ultravioletten absorbierende Hydroxyl-Radikal (OH), welches schon bei Anregung mit niedrigeren Laserleistungen ausreichend fluoresziert. Deshalb hat das OH-Radikal eine entscheidende Bedeutung bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen und ist eines der am meisten untersuchten Radikale. Es entsteht in der Hauptreaktionszone (Superequilibrium) nach Gleichung 5.6 von Flammen durch die geschwindigkeitsbestimmende Reaktion



und zerfällt in der Nachoxidationszone zu einer Gleichgewichtskonzentration durch die langsamere ablaufende Reaktion (Gl. 5.7)



wobei das Konzentrationsmaximum an der Grenze zwischen Reaktionszone und Abgas liegt [77]. Unter der Annahme, dass kleinste Turbulenzen die OH-Konzentration nicht beeinflussen, eignet sich das OH-Radikal gut als Indikator der Flammenfront und ermöglicht eine Bestimmung ihrer momentanen Lage und Struktur. Zur Konzentrationsbestimmung werden die OH-Radikale bei 308 nm mittels eines abstimmbaren XeCl-Excimer-Lasers angeregt. Die Detektion des Fluoreszenzlichtes erfolgt bei derselben Wellenlänge.

5.4.2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau entspricht weitgehend dem für die Luft-Brennstoff-Konzentrationsmessungen (Kap. 5.3.1). Jedoch ist keine Impfung mit einem Indikator nötig, da der Laser direkt die in der Flamme entstehenden Hydroxyl-Radikale anregt. Auch wurde von einer Leistungsmessung des Laserlichts abgesehen, weil zur Lokalisation der Flammenfronten nur der Gradient der OH-Verteilung ausschlaggebend ist (Kap. 5.4.3). Bei der Analyse der stationären Strömung ($\lambda = 2, 0$) wurden an jeder axialen Position 400 Einzelschussbilder aufgenommen und gemittelt.

Wegen des ausreichend starken Drucksignals im Plenum waren phasenbezogene Messungen bei ausgewählten Phasenlagen nur für Luftzahlen $\lambda \leq 1,46$ möglich. Das Signal des Druckaufnehmers wurde, ähnlich wie in Kapitel 5.1.4 geschildert, aufbereitet und zeitverschoben an den Laser und die Kamera weitergeleitet (Abb. 5.6). Pro Phasenwinkel wurden jeweils 200 Einzelbilder aufgenommen und gemittelt. Aufgrund der Aufladedauer der Laserröhre von 5 ms erfolgte dann die Aufnahme bei den sich einstellenden Schwingungen im Bereich um 250 Hz in der nächsten bzw. übernächsten Periode. Dies war nur wegen der konstanten Resonanzfrequenz einfach zu realisieren.

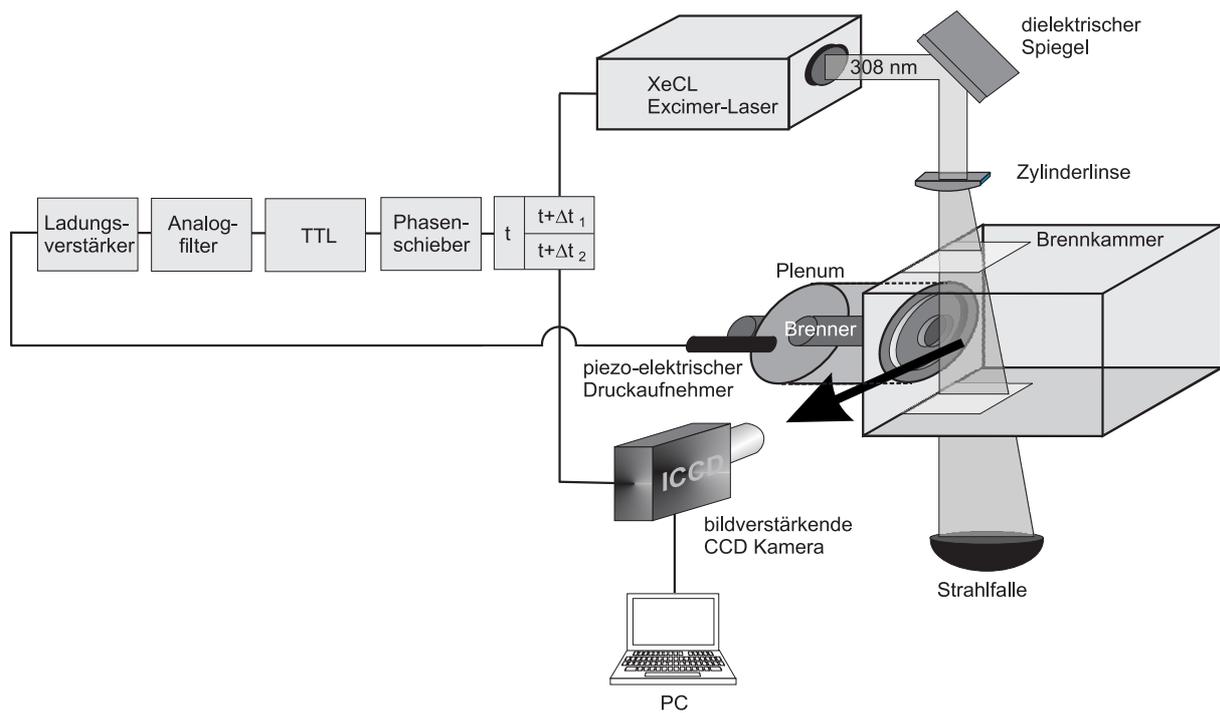


Abb. 5.6: OH-LIF-Versuchsaufbau bei oszillierender Verbrennung

5.4.3 Bildverarbeitung

Die gemittelte OH-LIF-Intensität und deren Standardabweichung wurden analog zu Kapitel 5.3.3 aus den Rohdaten gewonnen. In Abbildung 5.7 ist die OH-LIF-Intensität zu vier verschiedenen Zeitpunkten vom selben Bildausschnitt im Diffusionsbetrieb des untersuchten Brenners exemplarisch dargestellt. Ein heller Grauton entspricht einer hohen OH-LIF-Intensität, ein dunkler einer niedrigen. Die Lage der Flammenfronten ist durch die maximalen Gradienten der Hydroxyl-Konzentrationen charakterisiert (Kap. 5.4.1). Die Gradienten in Abbildung 5.7 werden mittels eines Strukturensors nach Scharr et al. [76] ausgewertet, so dass die Flammenfrontverläufe jeweils durch ein binäres Bild beschrieben werden können (Abb. 5.8). Aus der Mittelung der einzelnen Flammenfronten wird auf die örtliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Flamme geschlossen. Eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse erfolgt in Kapitel 7.2.

5.5 Dynamische Druckmessung

Zur Analyse der akustischen Moden und der Druckschwankungen in der Brennkammer ist die räumlich und zeitlich aufgelöste Bestimmung der Druckverteilung notwendig. Deshalb wurde zur Untersuchung der Oszillationen ein piezo-elektrischer Druckaufnehmer mit sehr großer Empfindlichkeit (1013 pC/bar) verwendet, der wegen seiner Temperaturbeständigkeit bis 800 K und durch zusätzliche Wasserkühlung bei Temperaturen bis 2000 K in Brennkammerwandnähe eingesetzt werden konnte. Kondensatormikrofone hätten den

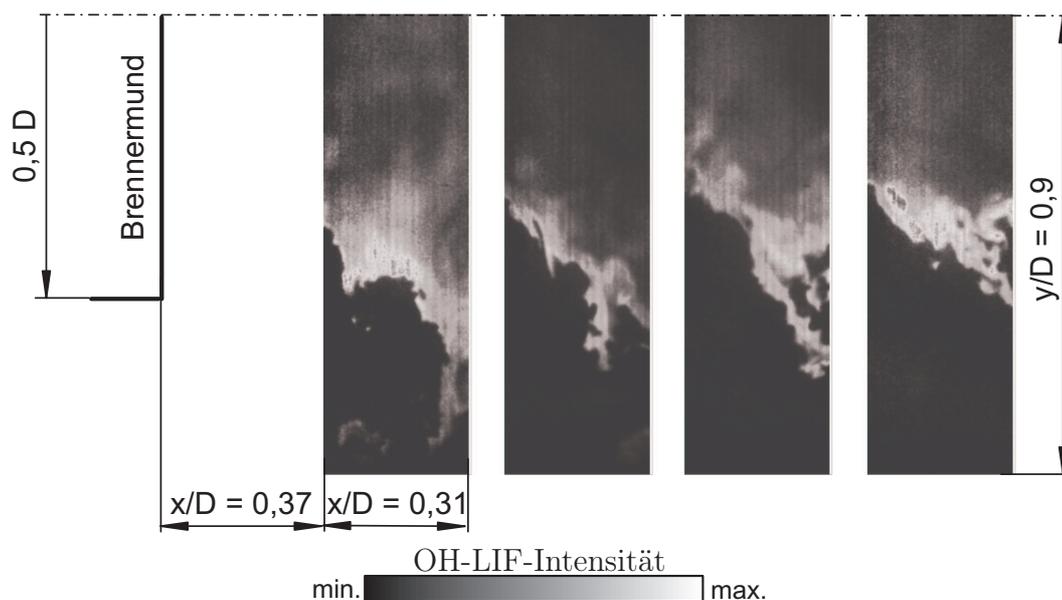


Abb. 5.7: Einzelschussaufnahmen der OH-LIF-Intensität im Diffusionsbetrieb

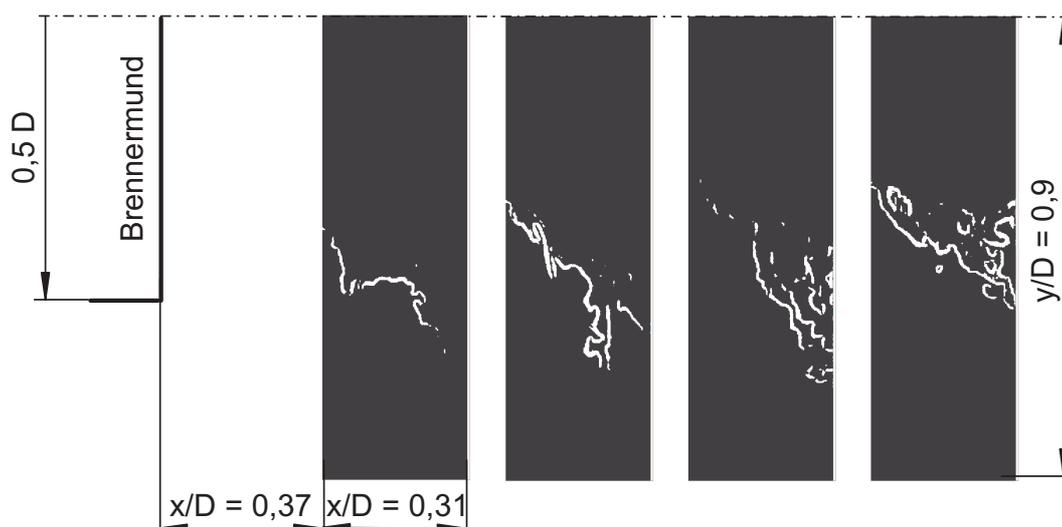


Abb. 5.8: Berechneter Flammenfrontverlauf aus der OH-LIF-Intensität (Abb. 5.7)

Druckamplituden und Temperaturen nicht standhalten können. In einem mit der Brennkammer verbundenen sehr langen Rohr mit kleinem Durchmesser ($l/D \rightarrow \infty$) wurden die Druckfluktuationen senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung in der Nähe der Brennkammerwand gemessen (Abb. 5.9). Die so aufgebaute Sonde arbeitet nach dem Infinite-Coil-Prinzip [57], d. h. in dem langen Rohr bildet sich weder eine stehende Welle aus, noch treten Beeinträchtigungen durch Reflektionen am Rohrende auf, weil die Welle sich bis dahin stark abgeschwächt hat.

Die Druckfluktuationen wurden an verschiedenen Axial- und Umfangspositionen untersucht. Um den zeitlichen Zusammenhang der punktuellen Einzelmessungen untereinander

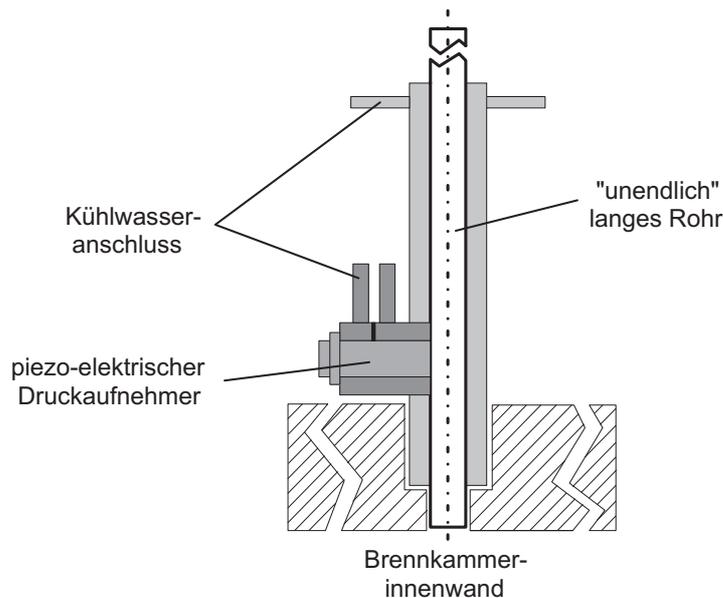


Abb. 5.9: Druckmesssonde

herzustellen, wurde ein weiterer piezo-elektrischer Druckaufnehmer im Plenum analog zu Kapitel 5.1.4 verwendet.

5.6 Temperaturmessung

5.6.1 Stationäre Temperaturmessung

Wie einleitend erwähnt, ist die Stickoxidbildung exponentiell von der Temperatur in der Reaktionszone abhängig, so dass eine möglichst genaue Temperaturerfassung Aufschluss über die Stickoxidbildung gibt. Zudem kann auch aus der Temperaturverteilung auf die Lage der Flamme geschlossen werden. Aufgrund der zu erwartenden hohen Temperaturen in der Brennkammer wurden PtRh/Pt-Mantelthermoelemente (Typ R und S) verwendet. Ein mit einem dünnen Keramikröhrchen verstärktes traversierbares Thermoelement wurde zur Temperaturmessung durch eine Bohrung in die Brennkammer eingeführt.

Der Wärmeübergang an einem Thermoelement wird durch eine Energiebilanz beschrieben (Gl. 5.8):

$$\dot{Q}_{\text{Gasstrahlung}} + \dot{Q}_{\text{Wandstrahlung}} + \dot{Q}_{\text{Konvektion}} + \dot{Q}_{\text{Konduktion}} + \dot{Q}_{\text{katalytische Verbrennung}} = 0 \quad (5.8)$$

Mit:

$\dot{Q}_{\text{Gasstrahlung}}$: Strahlungswärmeübergang zwischen Thermoelement und Rauchgas (CO, CO₂, H₂O)

$\dot{Q}_{\text{Wandstrahlung}}$: Strahlungswärmeübergang zwischen Thermoelement und Wand

$\dot{Q}_{Konvektion}$: Konvektiver Wärmestrom zwischen Thermoelement und Gas

$\dot{Q}_{Konduktion}$: Wärmeleitung im Thermoelement

$\dot{Q}_{katalytische\ Verbrennung}$: Freiwerdender Wärmestrom durch katalytische Reaktion auf dem Thermoelement

Aufgrund der geringen Temperaturgradienten in der Brennkammer kann der konduktive Wärmestrom in den Thermoelementdrähten unberücksichtigt bleiben. Unter Vernachlässigung der Gasstrahlung, deren Wärmestrom maximal 10 % des Wandstrahlungswärmestroms beträgt [98], und der katalytischen Effekte, die bei den verwendeten Mantelthermoelementen äußerst gering sind, vereinfacht sich Gleichung 5.8 zu:

$$\dot{Q}_{Wandstrahlung} + \dot{Q}_{Konvektion} = 0 \quad (5.9)$$

Unter der Voraussetzung, dass die Fläche des Thermoelementes sehr viel kleiner ist als die der umgebenden Wände, erhält man für den Strahlungswärmestrom zwischen den Wänden und dem Thermoelement Gleichung 5.10:

$$\dot{Q}_{Wandstrahlung} = A_{TE} \cdot \sigma \cdot \varepsilon_{TE} (T_{TE}^4 - T_W^4) \quad (5.10)$$

Zur genauen Erfassung der Wandtemperatur T_W wurde an 24 Positionen an der Innenwand der Brennkammer die Oberflächentemperatur mit Thermoelementen gemessen. Nur in axialer Richtung bis $x/D = 0,85$ ist ein geringer Temperaturanstieg um 100 K zu beobachten, weiter stromab auf der überwiegenden Fläche ist die Wandtemperatur annähernd konstant. Deshalb kann die Wandtemperatur T_W zur Bestimmung des Strahlungswärmestroms über die Fläche gemittelt werden.

Für den konvektiven Wärmestrom ergibt sich:

$$\dot{Q}_{Konvektion} = \alpha_{TE} \cdot A_{TE} \cdot (T_{Gas} - T_{TE}) \quad (5.11)$$

Mit den Gleichungen 5.10 und 5.11 folgt aus Gleichung 5.9:

$$T_{Gas} = T_{TE} + \frac{\varepsilon_{TE} \cdot \sigma}{\alpha_{TE}} \cdot (T_{TE}^4 - T_W^4) \quad (5.12)$$

Die Koeffizienten in Gleichung 5.12 ergeben sich folgendermaßen:

- ε_{TE} für Platin berechnet sich nach folgender Funktion für einen Gültigkeitsbereich von 900 K bis 2000 K [96]:

$$\varepsilon_{TE} = 11 \cdot 10^{-5} T_{TE} + 17 \cdot 10^{-3} \quad (5.13)$$

- Strahlungskonstante:

$$\sigma = 5,667 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} \quad (5.14)$$

- Wärmeübergangszahl:

$$\alpha = \frac{\lambda_{Rauchgas} Nu}{D} \quad (5.15)$$

mit:

- Die Wärmeleitfähigkeit des Rauchgases wird in guter Näherung der der Luft gleichgesetzt und ergibt sich im Bereich zwischen 250 K und 3000 K ($T = T_{Gas}$) nach Gleichung 5.16 [35]:

$$\lambda_{Luft} = -3,96442 \cdot 10^{-3} + 1,18554 \cdot 10^{-4} T - 6,98545 \cdot 10^{-8} T^2 + 2,31462 \cdot 10^{-11} T^3 \quad (5.16)$$

- Nach Eckert [14] ist die Nusselt-Zahl für $1 \leq Re \leq 4000$ (Gl. 5.17):

$$Nu = 0,43 + 0,48 Re^{0,5} \quad (5.17)$$

Die Reynolds-Zahl $Re = \frac{\rho c D}{\eta}$ wird mit dem Betrag der Geschwindigkeit c aus Axial- und Umfangskomponente gebildet, die zuvor mittels LDA (Kap. 5.1.4) gemessen wurden. Da die vergleichsweise geringe Radialgeschwindigkeit keinen großen Einfluss auf den Betrag hat, wurde sie nicht berücksichtigt, zumal sonst ein weiterer optischer Zugang für die LDA-Messungen nötig gewesen wäre.

Die dynamische Viskosität der Luft wird durch ein Polynom dritter Ordnung (Gl. 5.18) angenähert. Die Koeffizienten sind in Abhängigkeit der Gastemperatur in Tabelle 5.1 angegeben [35]:

$$\eta = a_0 + a_1 \cdot T_{Gas} + a_2 \cdot T_{Gas}^2 + a_3 \cdot T_{Gas}^3 \quad (5.18)$$

	a_0	a_1	a_2	a_3
$T_{Gas} < 1900 \text{ K}$	$6,772 \cdot 10^{-6}$	$4,707 \cdot 10^{-8}$	$-1,488 \cdot 10^{-11}$	$2,57 \cdot 10^{-15}$
$T_{Gas} \geq 1900 \text{ K}$	$5,144 \cdot 10^{-6}$	$4,933 \cdot 10^{-8}$	$-1,463 \cdot 10^{-11}$	$2,891 \cdot 10^{-15}$

Tab. 5.1: Koeffizienten der Gleichung 5.18

Die Gleichungen 5.13 bis 5.18 eingesetzt in 5.12 ergeben eine iterativ zu lösende Gleichung zur Berechnung der Gastemperatur unter Berücksichtigung des konvektiven Wärmestroms und des Strahlungswärmeübergangs zwischen Thermoelement und Brennkammerwand.

Unberücksichtigt bleibt der Einfluss des Turbulenzgrads auf den Wärmeübergang an der Thermoelementperle. Wie auch bei der Hitzdraht-Anemometrie [7] erhöht bei Temperaturmessungen eine große Turbulenz in der Strömung den konvektiven Wärmestrom, wodurch niedrigere Thermospannungen gemessen werden.

5.6.2 Messung der Temperaturfluktuationen

Wie in Kapitel 5.6.1 gezeigt, kann der zeitliche Mittelwert der Temperatur mit Thermoelementen unter Berücksichtigung des Strahlungseinflusses untersucht werden. Soll jedoch ein instationärer Temperaturverlauf erfasst werden, ist das mit konventionellen Verfahren nur bis maximal 20 Hz nach Kunugi und Jinno [45] möglich, da größere Frequenzen selbst durch mantellose Feindraht-Thermoelemente nur stark gedämpft wiedergegeben werden. Eine nachträgliche Korrektur der Dämpfung ist jedoch möglich, weil das dynamische Verhalten eines Thermoelements einem Verzögerungsglied erster Ordnung entspricht, dessen Zeitkonstante τ abhängig von den lokalen Strömungs- und Temperaturverhältnissen ist. Eine Möglichkeit zur Bestimmung der Zeitkonstante zeigen Kohler [39] und Wittmer [101] auf, indem das Thermoelement durch einen elektrischen Impuls um etwa 100 K an der zu untersuchenden Position in der Strömung erwärmt wird, um aus der anschließenden Messung der ortsabhängigen Abkühlkurve die Zeitkonstante zu ermitteln. Die für die Erwärmung benötigten hohen Ströme streuen auf die niedrigen Thermospannungen sehr stark ein, so dass in dieser Arbeit ein weiterentwickeltes Verfahren eingesetzt wurde.

Ausgangspunkt dieses Verfahrens ist Gleichung 5.19, die das dynamische Verhalten eines Thermoelements durch die Differentialgleichung eines PT₁-Gliedes beschreibt.

$$\underbrace{\frac{m \cdot c}{A \cdot \alpha_{TE}}}_{\tau} \frac{dT_{TE}}{dt} + T_{TE} = T_{TE}^* \quad (5.19)$$

T_{TE} ist die reale Temperatur, während T_{TE}^* die infolge des PT₁-Verhaltens des Thermoelements mit von T_{TE} abweichender Amplitude und um den Phasenwinkel $\Delta\varphi$ verspätet gemessene Temperatur ist. Die Zeitkonstante τ in Gleichung 5.19 kann für die verwendeten Feindraht-Thermoelemente mit dem Perlendurchmesser D und der spezifischen Wärmekapazität c durch den Term 5.20

$$\tau = \frac{\rho \cdot c \cdot D}{4 \cdot \alpha_{TE}} \quad (5.20)$$

unter Vernachlässigung der Strahlung ersetzt werden [95]. Die einzige Unbekannte ist die konvektive Wärmeübergangszahl α_{TE} , die geschwindigkeitsabhängig nach Gleichung 5.15 berechnet werden kann. Die Geschwindigkeit ergibt sich in guter Näherung aus der vektoriellen Addition der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten bei den jeweiligen Phasenwinkeln. Die übrigen Parameter sind Materialkonstanten oder geometrische Größen.

Die komplexe Lösung von Gleichung 5.19 wird in der Regelungstechnik als Frequenzgang $F(i\omega)$ bezeichnet und lautet:

$$F(i\omega) = \frac{\tilde{T}_{TE}^*}{\tilde{T}_{TE}} = \frac{1}{1 + i\omega\tau} \quad (5.21)$$

Somit ergibt sich für die Amplitude der Temperaturfluktuationen \tilde{T}_{TE} und die Phase $\Delta\varphi$ zwischen der Temperatur \tilde{T}_{TE} und dem gemessenen Signal \tilde{T}_{TE}^* (Gln. 5.22, 5.23):

$$\tilde{T}_{TE} = \tilde{T}_{TE}^* \sqrt{1 + (\omega\tau)^2} \quad (5.22)$$

$$\Delta\varphi_{\tilde{T}_{TE}, \tilde{T}_{TE}^*} = -\arctan(\omega\tau) \quad (5.23)$$

mit:

$$\omega = 2\pi \cdot f_{Resonanz} \quad (5.24)$$

Nach Gleichung 5.22 lässt sich die Temperatur T_{TE} berechnen, die sich am Thermoelement einstellen würde, wenn es unendlich schnell auf eine Temperaturänderung reagieren würde. Diese Formel wird nun in Gleichung 5.12 eingesetzt, um die Gastemperatur zu ermitteln. Der Phasenverzug ergibt sich aus Gleichung 5.23.

Im Vergleich zu Kohler [39] und Wittmer [101] wird auch die Phasenverschiebung bei der Auswertung berücksichtigt, um die Temperaturschwankungen den Geschwindigkeits-, Druck- und Flammenfrontfluktuationen zeitlich zuzuordnen.

Bei den instationären Messungen kamen Typ-R-Feindraht-Thermoelemente ohne Mantel mit einem Drahtdurchmesser von jeweils 25 μm zum Einsatz. Andere Thermoelementtypen waren nur mit größeren Drahtdurchmessern lieferbar. Wegen des geringen Durchmessers lag die Reynolds-Zahl bei niedrigen Geschwindigkeiten stellenweise außerhalb des für Gleichung 5.17 zulässigen Gültigkeitsbereiches, so dass die Nusselt-Zahl mit Gleichung 5.25 nach McAdams [60] für $0,1 < Re < 1000$ berechnet wurde. Die Reynolds-Zahl wurde mit dem Geschwindigkeitsbetrag $\sqrt{u(\varphi)^2 + w(\varphi)^2}$ bei der jeweiligen Phasenlage gebildet.

$$Nu = 0,8Re^{0,25} \quad (5.25)$$

An Messstellen in der Reaktionszone traten Temperaturen über 2041,25 K auf, die außerhalb des Gültigkeitsbereiches für die während der Untersuchung verwendeten Typ-R-Thermoelemente (DIN EN 60584-1) lagen. Thermoelemente mit einem Messbereich $T > 2041,25$ K konnten nicht eingesetzt werden, da sie nur mit deutlich größerem Perlendurchmesser lieferbar waren und deswegen eine zu schlechte Dynamik besaßen. Demzufolge wurden Typ-R-Thermoelemente verwendet, traten aber Temperaturen außerhalb des Gültigkeitsbereiches auf, wurde durch eine lineare Extrapolation der Kalibrierkurve auf die vorliegende Temperatur annähernd geschlossen. Dies war jedoch selten nötig.

Bei der Bestimmung der Zeitkonstante τ (Gl. 5.20) bargen die spezifische Wärmekapazität $c(T)$ der Thermoelementlegierung und der Schweißperlendurchmesser D die größten Ungenauigkeiten. Die hierbei auftretenden Fehler wirken sich nahezu linear auf die Gastemperatur (Gl. 5.22, $\omega\tau \gg 1$) aus. Auf die Phase (Gl. 5.23) ist der Einfluss nur minimal, da $\omega\tau$ für die verwendeten Thermoelemente relativ groß ist. Durch die beiden Polstellen der Tangens-Funktion bei $-\frac{\pi}{2}$ und $\frac{\pi}{2}$ ergeben sich Phasenverzögerungen von $\Delta\varphi \approx 80^\circ$. Eine

Ungenauigkeit bei der Zeitkonstante τ um $\pm 20\%$ führt zu einer Phasenwinkeländerung von nur $\pm 2^\circ$, also unterhalb der Messgenauigkeit.

Die instationären Untersuchungen erfolgten mit einem einzelnen Thermoelement punktuell in der Brennkammer. Um die gemessenen Temperaturfluktuationen an den einzelnen Messstellen zeitlich einander zuzuordnen, wurden gleichzeitig neben der Thermospannung auch die aus den Verbrennungsinstabilitäten resultierenden periodischen Druckschwankungen in Analogie zu Kapitel 5.5 erfasst.

Durch die starke thermische und strömungsmechanische Beanspruchung der äußerst dünnen Thermoelement-Drähte in der reagierenden Strömung haben die freistehenden Thermoelemente nur eine kurze Lebensdauer. Deshalb beschränkt sich die Untersuchung der Temperaturschwankungen auf ausgewählte Punkte, die aufgrund der Geschwindigkeitsprofile in Brennernähe interessant erscheinen. Dickere Thermoelementdrähte liefern nur unzureichende Ergebnisse aufgrund der größeren Dämpfung.

Die beschriebenen Messtechniken sind noch einmal in Tabelle 5.2 dargestellt. Sie eignen sich bestens zur Untersuchung des instationären bzw. periodisch fluktuierenden Strömungsfeldes. Beim LDA ist jedoch auf eine ausreichende Partikeldichte in der Strömung zu achten, um belastbares Datenmaterial zu gewinnen. Aufgrund des Strömungsaustausches zwischen der partikelreichen Hauptströmung und der extrem partikelarmen Strömung in der Rezirkulationszone stellt dies eine Herausforderung dar. Alternativ bietet sich bei der Untersuchung der nicht-reagierenden Strömung das Hitzdraht-Anemometer an, dessen Auflösung ortsunabhängig ist. Ein Vergleich beider Messtechniken in Kapitel 6.2.2 zeigt die Einsatzgrenzen des LDA's in instationären Strömungen. Neben den Geschwindigkeiten und deren Fluktuationen werden die Flammenfronten detektiert, um die Energiefreisetzung zu beurteilen, sowie die Druckoszillationen gemessen. Während die stationären Temperaturmessungen durch die Strahlungskorrektur sehr zuverlässig sind, sind bei den instationären Messungen durch die Ungenauigkeiten der Materialkonstanten Fehler bei der berechneten Temperatur zu erwarten. Bei dem Phasenwinkel ist der Einfluss der Materialkonstanten geringer. Leider waren Thermoelemente mit besserer Dynamik nicht verfügbar. Abschließend kann aber gesagt werden, dass die verwendeten Messtechniken den Genauigkeitsanforderungen für die angestrebten Untersuchungen bestens entsprechen.

Messaufgabe	isotherme Strömung	reagierende Strömung	
		stationär	instationär
Geschwindigkeitsfeld	LDA, HWA	LDA	LDA
Luft-Brennstoff-Mischung	Tracer-LIF	-	-
Flammenfrontdetektion	-	OH-LIF	-
OH-LIF-Intensität	-	-	OH-LIF
Druckmessung	-	piezo-elektr. Druckaufnehmer	piezo-elektr. Druckaufnehmer
Temperaturfeld	Thermoelement	Thermoelement	Thermoelement (trägheitskorr.)

Tab. 5.2: Messaufgabe und eingesetzte Messtechnik

6 Isotherme Strömung

Wie bereits diskutiert, liegt der Vorteil moderner Gasturbinen mit magerer vorgemischter Verbrennung in niedrigen Stickoxid-Emissionen, ihre Anfälligkeit für Flammeninstabilitäten ist jedoch von großem Nachteil. Grundlegende Mechanismen, die zu Verbrennungsinstabilitäten neben der Rückkopplung zwischen periodischen Fluktuationen der Energiefreisetzung und Druckschwankungen führen, sind Wirbelablösungen am Brennermund, Fluktuationen in der Scherschicht zwischen Rezirkulationsgebiet und Hauptströmung (Abb. 6.1), aber auch periodische Brennstoffinhomogenitäten in der vorgemischten Luft [5]. Wie schon in Kapitel 2.3 ausführlich geschildert wurde, haben diese Inhomogenitäten des Gasgemisches auch einen großen Einfluss auf die NO_x -Emissionen, da ungemischte oder schlecht gemischte fette Bereiche örtlich hohe Temperaturen und somit hohe Stickoxid-Emissionen haben, aber auch Schadstoffe verursachen, die aus einer unvollständigen Verbrennung herrühren, wie Kohlenmonoxid und unverbrannte Kohlenwasserstoffe. Zu magere Zonen hingegen können zu einem kurzzeitigen örtlichen Erlöschen der Flamme führen.

In Kapitel 4 wurde einleitend beschrieben, dass die Ergebnisse aus den numerischen Untersuchungen einige Fragen unbeantwortet lassen. Die Berechnung der isothermen Strömung mit dem LES-Ansatz kann nur einen „Hinweis“ auf die instationären Phänomene in der Strömung geben. Klarheit über den Grad der Inhomogenität des Luft-Brennstoffgemisches und über die Existenz eines präzessierenden Wirbelkerns verschaffen nur experimentelle Untersuchungen, da bei dem LES-Ansatz nur großskalige turbulente Fluktuationen direkt numerisch berechnet werden, während kleinskalige vereinfacht durch Modelle angenähert werden, um Rechenzeit zu sparen. Zudem sind die Ergebnisse stark abhängig von den Randbedingungen, die oftmals sogar experimentell zuvor zur Steigerung der Genauigkeit der Rechnung gemessen werden müssen.

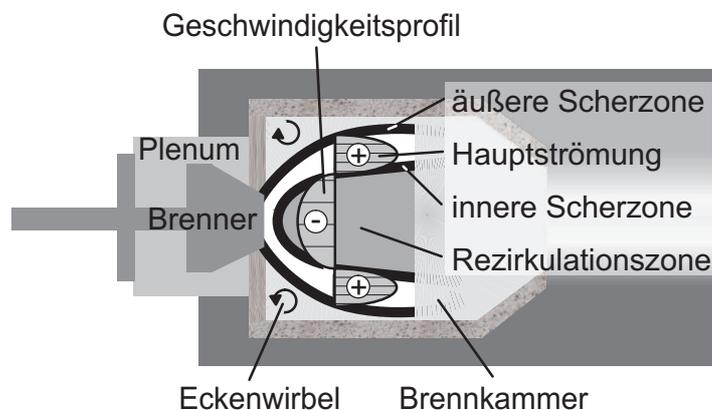


Abb. 6.1: Skizze der Scherzonen, Hauptströmung und Rezirkulationszone

6.1 Luft-Brennstoff-Mischung

Die Untersuchung der Luft-Brennstoff-Mischung im Diffusions- und Vormischbetrieb dient zur Bestimmung der Homogenität des Gasgemisches. Im Hinblick auf die Stickoxidemissionen ist eine zeitlich und räumlich homogene Verteilung des Kraftstoffes erstrebenswert. Deshalb werden die Brennstoffkonzentrationen bei den entsprechenden Betriebspunkten in der nicht-reagierenden Strömung mittels laserinduzierter Fluoreszenz (Kap. 5.3) analysiert. Wie im Folgenden gezeigt wird, treten starke zeitliche Brennstoffschwankungen auf, deren Ursache in periodischen Geschwindigkeitsfluktuationen am Brennermund liegt. Hierbei ist die genaue Kenntnis über die räumliche Ausdehnung und die Form der Geschwindigkeitsfluktuationen wichtig, da diese ähnliche Frequenzen aufweisen wie die Verbrennungsinstabilitäten in der reagierenden Strömung (Kap. 7.3). Aufgrund dessen liegt der Schluss nahe, dass die Brennkammerschwingungen durch Instabilitäten in der nicht-reagierenden Strömung ausgelöst und durch die Energiezufuhr der Flamme während der Reaktion verstärkt werden können.

Die Analyse der Mischung und des Geschwindigkeitsfeldes für den Diffusions-, Vormisch- und Pilotbetrieb des in Kapitel 3.1 beschriebenen Brenners sollen Aufschluss über den Status quo geben. Der Mischungsprozess wurde in der nicht-reagierenden Strömung an einem atmosphärisch betriebenen Versuchsstand (Kap. 3.2) mittels laserinduzierter Fluoreszenz analysiert. Begleitet wurde diese Messung von einer Untersuchung des Geschwindigkeitsfeldes mittels des Laser-Doppler-Anemometers. Die Messanordnungen sind in den Kapiteln 5.3.1 für die Mischungsuntersuchung und 5.1.2 für die Analyse des Geschwindigkeitsfeldes beschrieben. Die eingestellten Betriebspunkte für den Diffusions-, Vormisch- und Pilotbrenner entsprechen denen für die nicht-reagierende Strömung (Kap. 3.3.2), d. h. der Luftvolumenstrom ist dem eines einzelnen Brenners in der Gasturbine identisch, jedoch bei atmosphärischem Druck und 330 K Temperatur.

Trotz unterschiedlicher Brennstoffzuführung für die beiden Extremfälle mit 100 % Zugabe des Kraftstoffs über die Düsen für den Diffusions- und Vormischbetrieb konnten nur minimale Unterschiede zwischen den Geschwindigkeitsprofilen in der isothermen Strömung im Brennernahbereich bis $x/D \leq 0,45$ bei einer Voruntersuchung festgestellt werden, weiter stromab traten keine Differenzen mehr auf. Ursache ist der große Luftvolumenstrom im Vergleich zum geringen Brennstoffvolumenstrom (Verhältnis 45:1) bei $\lambda = 2$. Deshalb wurde in der nicht-reagierenden Strömung das Geschwindigkeitsfeld nur einmal ohne Brennstoffzugabe gemessen.

6.1.1 Diffusionsbetrieb

Die Untersuchung der Brennstoffkonzentrationsverteilung im Diffusionsbetrieb dient als Referenz, um den Vormischbetrieb qualitativ zu beurteilen und Verbesserungspotentiale aufzudecken. Das Erdgas wurde durch ein Aceton-Luft-Gemisch ersetzt, das im Diffusionsbetrieb die Düsen des Brenners am Austritt des Axialgitters versorgt (Abb. 3.1). Der Impulsstrom dieses Gemisches entsprach dem des Erdgases bei einer Luftzahl $\lambda = 2,0$ (Gl. 3.1). Eine Pilotierung fand nicht statt.

Die mittels LIF gemessene mittlere Brennstoffkonzentration und die normierte Standard-

abweichung der Fluktuationen sind in Abbildung 6.2 innerhalb des weiß eingerahmten Bereichs dargestellt. Da die relative Standardabweichung mit der mittleren Brennstoffkonzentration (Gl. 5.5) normiert wurde, sind Werte über 100 % möglich. Diesen Plots wurde die Axialgeschwindigkeits- bzw. deren Standardabweichungsverteilung als Isolinienplot überlagert, in beiden Fällen mit dem Maximum der Axialgeschwindigkeit normiert. Die strichpunktierte Linie symbolisiert die Mitte der Brennkammer. In den Konturplots entspricht schwarz niedrigen und weiß hohen Acetonkonzentrationen und somit auch hohen Brennstoffkonzentrationen. Die Skalierung aus Abbildung 6.2 wurde für die Einzelschussaufnahmen und die relativen RMS-Werte im Diffusions-, Vormisch- (Kap. 6.1.2) und Pilotbetrieb (Kap. 6.1.3) beibehalten, um einen Vergleich zwischen den einzelnen Betriebsbedingungen zu erleichtern. Nur bei der gemittelten Brennstoffkonzentration wurde von einer einheitlichen Skalierung abgesehen, da sich die Maximalkonzentrationen je nach Betriebspunkt stark unterscheiden. Die Grauschattierungen innerhalb der Rezirkulationszone mit negativen Geschwindigkeiten (vgl. Abb. 6.1) resultieren aus der aus der Hauptströmung zurückgeführten Luft, die schon mit Aceton geimpft ist. Unter reagierenden Bedingungen wäre aufgrund der vorher erfolgten chemischen Reaktion dort kein Brennstoff mehr festzustellen, sondern nur Abgas.

Im Gegensatz zu den LIF-Aufnahmen ist der minimale axiale Abstand der Messstellen zum Brenner bei den LDA-Untersuchungen durch den Abstand der Laserstrahlpaare eingeschränkt, so dass die Untersuchungen erst bei $x/D \geq 0,367$ beginnen konnten. Dies ist durch die vertikale weiße Linie angedeutet. Voruntersuchungen des Strömungsfeldes, das später in Kapitel 6.2 ausführlich diskutiert wird, zeigen eine symmetrische mittlere Geschwindigkeitsverteilung, so dass zur weiteren Untersuchung nur die obere Hälfte

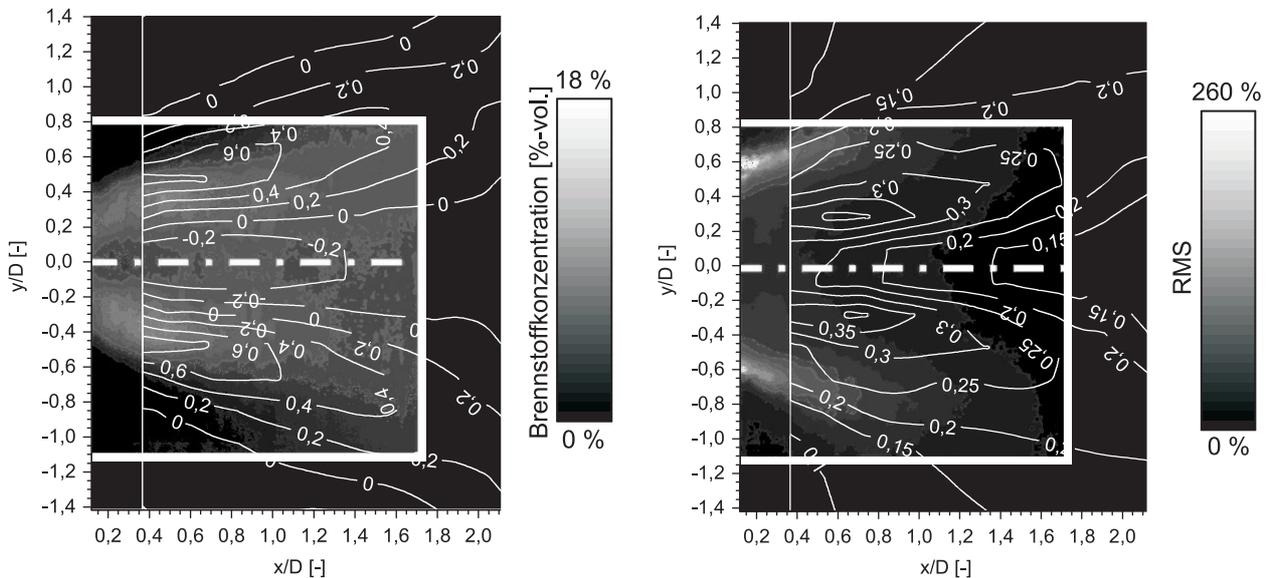


Abb. 6.2: Gemittelte Brennstoffkonzentration mit überlagerter Axialgeschwindigkeitsverteilung (links) und deren Standardabweichungen (rechts) im Diffusionsbetrieb

ab $y/D > -0,125$ vermessen wurde, wodurch bei der LDA-Sonde eine Linse mit kürzerer Brennweite und somit kleinerem Messvolumen zur feineren räumlichen Auflösung verwendet werden konnte. Die in der oberen Brennkammerhälfte gemessenen mittleren Geschwindigkeiten und Standardabweichungen wurden aufgrund der guten Symmetrie gespiegelt.

Abbildung 6.2 verdeutlicht, dass der Großteil des Brennstoffs in die Bereiche zwischen dem Rezirkulationsgebiet und der Hauptströmung (Abb. 6.1) eingebracht wird, dort wo sich unter reagierenden Bedingungen die Flamme stabilisiert. Jedoch treten in dieser Scherzone auch die stärksten Geschwindigkeitsfluktuationen von $c/c_{max} \geq 0,4$ auf. Relative Standardabweichungen (Gl. 5.5) von maximal 260 % bei mittleren Brennstoffkonzentrationen von bis zu 18 % in Brennernähe weisen auf starke zeitliche Fluktuationen der örtlichen Luftzahl hin.

Die Qualität der Verbrennung kann nur anhand der Einzelaufnahmen beurteilt werden, da nicht die Mittelwerte sondern nur Momentanzustände für die chemischen Reaktionen und die entstehenden Schadstoffe ausschlaggebend sind. Deshalb ist die momentane Brennstoffverteilung im Diffusionsbetrieb in Abbildung 6.3 durch eine Sequenz von drei Momentanaufnahmen desselben Bereiches dargestellt. Zwischen den einzelnen Bildern verging jeweils eine zwei-sekündige Zeitspanne, in der die Bildinformationen von der Kamera zum Rechner übertragen wurden. Dadurch wurde die Auflösung turbulenter Strukturen verhindert. Alternierende große fette Brennstoffballen und magere Zonen sind zu beobachten. Unter reagierenden Bedingungen würden diese fetten Blasen mit bis zu 50 %-vol. Brennstoff lokal sehr hohe Temperaturen verursachen und für eine vermehrte Bildung von Stickoxiden sowie unverbrannten oder nur teilweise verbrannten Kohlenwasserstoff-Verbindungen sorgen. Liegen stöchiometrische Bedingungen während der Reaktion in den Brennstoffballen vor, werden lokal Flammentemperaturen von 2350 K mit thermischen Stickoxid-Bildungsraten von 70 bis 80 ppm/ms bei 1 bar unter Versuchsbedingungen bzw. 200 bis 300 ppm/ms bei 16 bar (Abb. 2.5) in Gasturbinen erreicht.

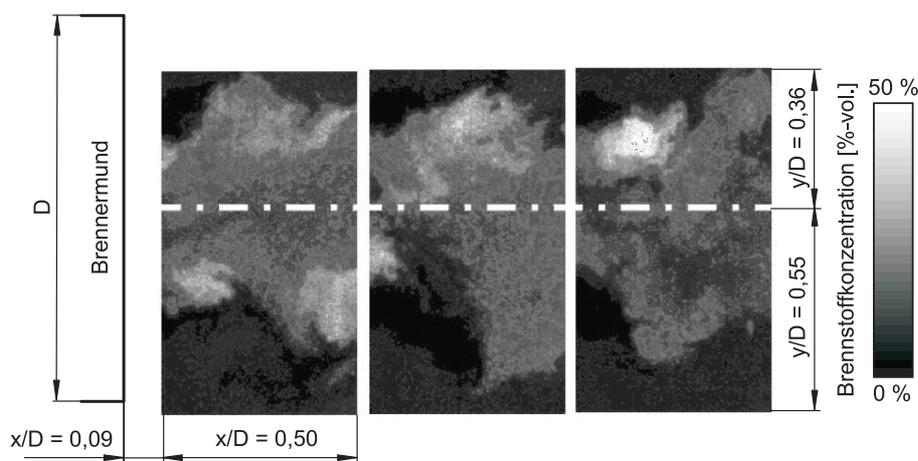


Abb. 6.3: Einzelschussaufnahmen der Brennstoffkonzentration im Diffusionsbetrieb

6.1.2 Vormischbetrieb

Zur Untersuchung des Vormischbetriebs wurden die Gas- und Luftmassenströme sowie deren Temperaturen identisch zu denen im Diffusionsbetriebs gewählt, so dass der Betriebspunkt unter reagierenden Bedingungen auch einer thermischen Leistung von $\lambda = 2,0$ entspräche. Jedoch wurde das als Brennstoffersatz verwendete Luft-Aceton-Gemisch durch die Bohrungen in den Schaufeln des Diagonalgitters eingebracht (Abb.3.1), wo es sich mit der vorbeiströmenden Luft entlang der Vormischstrecke mischt, bevor es den Brenner verlässt. Von einer Pilotierung, wie sie in der Gasturbine im Vormischbetrieb zugunsten besserer Flammenstabilität vorgenommen wird, wurde abgesehen, um den Pilotbrenner im Anschluss getrennt vom Vormischbrenner zu untersuchen (Kap. 6.1.3). Die Addition beider Brennstoffkonzentrationen lässt detaillierte Rückschlüsse auf einen Betriebspunkt mit Pilotierung zu.

Abbildung 6.4 zeigt die normierte gemittelte Brennstoffverteilung und deren Fluktuationen als Konturplot. Um zusätzlich einen Eindruck von dem Strömungsfeld und dessen Fluktuationen zu gewinnen, ist diesen Bildern als Isolinien die zeitlich gemittelte Axialgeschwindigkeit bzw. deren Standardabweichung überlagert, jeweils auf den Maximalwert der mittleren Geschwindigkeit bezogen. Im Vergleich zum Diffusionsbetrieb (Abb. 6.2) liegt aufgrund der Brennstoffvormischung im Diagonalgitterkanal ein räumlich homogener verteiltes Gemisch vor. Ein großer Teil des Brennstoffs wird jedoch in das äußere Randgebiet der Hauptströmung eingebracht. Die Spitzenkonzentrationen wurden im Vergleich zum Diffusionsbetrieb von 18 %-vol. auf 5 %-vol. deutlich reduziert, ebenso auch die Fluktuationen. Die Maximalwerte der relativen Standardabweichung wurden um 60 % auf

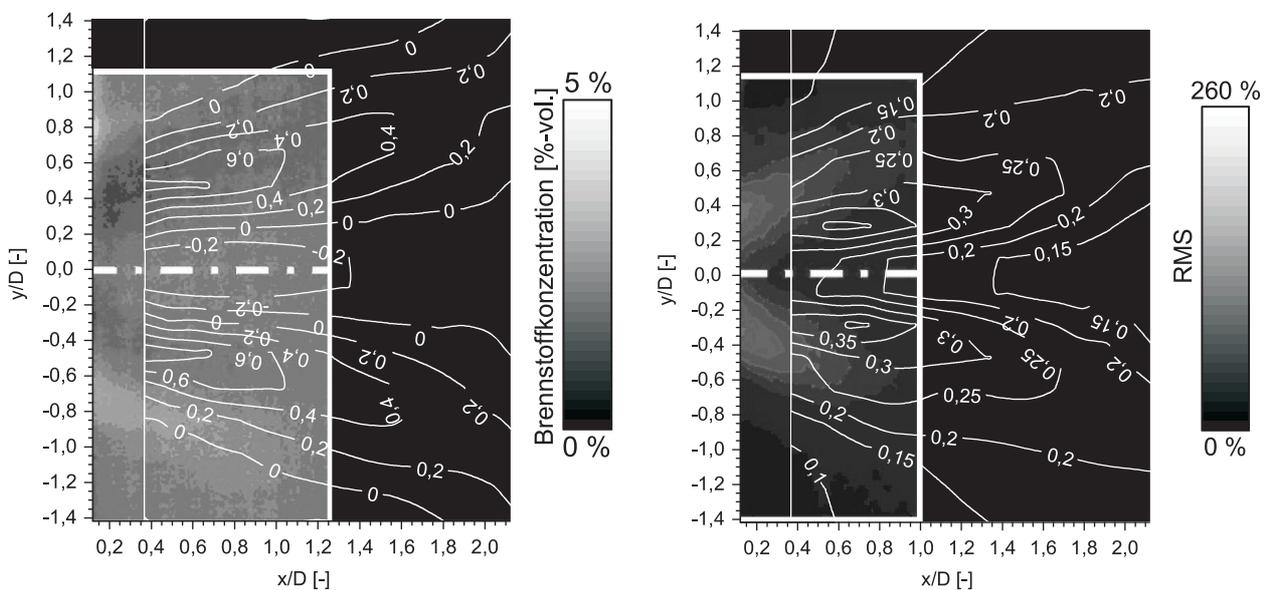


Abb. 6.4: Gemittelte Brennstoffkonzentration mit überlagerter Axialgeschwindigkeitsverteilung (links) und deren Standardabweichungen (rechts) im Vormischbetrieb

100 % gesenkt, insbesondere im Brennernahbereich in der Scherzone zwischen Rezirkulationsgebiet und Hauptströmung, wo sich die Flamme stabilisiert. Die leichte Asymmetrie in der gemittelten Konzentrationsverteilung rührt aus einer partiellen Verstopfung der Düsen im Diagonalgitter während der Messung. Eine nachträglich durchgeführte qualitative Untersuchung mit einem Flammen-Ionisationsdetektor (FID) für die gleichen Betriebsbedingungen ergab bei gereinigten Düsen eine symmetrische Brennstoffverteilung am Brennermund bei $x/D = -0,01$ sowohl in y - als auch in z -Richtung (Abb. 6.5).

Werden die für die NO_x -Emissionen relevanten Momentanzustände der Konzentrationen betrachtet, lässt sich auch hier eine deutliche Verbesserung gegenüber dem Diffusionsbetrieb feststellen (Abb. 6.6). Aufgrund der homogeneren Verteilung liegen in den Brennstoffballen magerere Bedingungen vor, wodurch die Spitzentemperaturen unter reagierenden Bedingungen gesenkt werden. Trotzdem sind Fluktuationen von mageren und fetten Zonen in den Einzelschussaufnahmen festzustellen. Aus diesen zwar im Vergleich zur Diffusionsflamme (Abb. 6.3) deutlich reduzierten Fluktuationen resultieren dennoch lokal kurzzeitig erhöhte Temperaturen und dadurch auch erhöhte Stickoxidemissionen. Wie später noch gezeigt wird (Kap. 6.2), liegt die Ursache darin, dass der im Diagonalgitter eingebrachte Brennstoff von Instabilitäten am Brennermund erfasst wird, die stromab in die Scherzone zwischen Hauptströmung und Rezirkulationsgebiet wandern, in der sich die Flamme stabilisieren würde. So bilden sich abwechselnd magere und fette Brennstoffblasen. Da die relativen Schwankungen im Bereich von 100 % liegen, besteht – wie am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe gezeigt werden konnte – durch eine Optimierung der Brennstoffeinbringung mittels einer längeren Vormischzone mit homogenerer Verteilung des Brennstoffs ein bisher ungenutztes Potential zur weiteren Reduktion der NO_x -Emissionen [44, 81]. Jedoch ergaben Untersuchungen im Rahmen von Parallelprojekten, dass längere Aufenthaltszeiten in der Vormischstrecke Selbstzündung [9] und Flammenrückschlag [78] begünstigen. Alternativ sind zur Homogenisierung des Gemisches auch Turbulenzgeneratoren in der Nähe der Brennstoffeinbringung möglich [1, 86], die aber einen zusätzlichen Druckverlust verursachen.

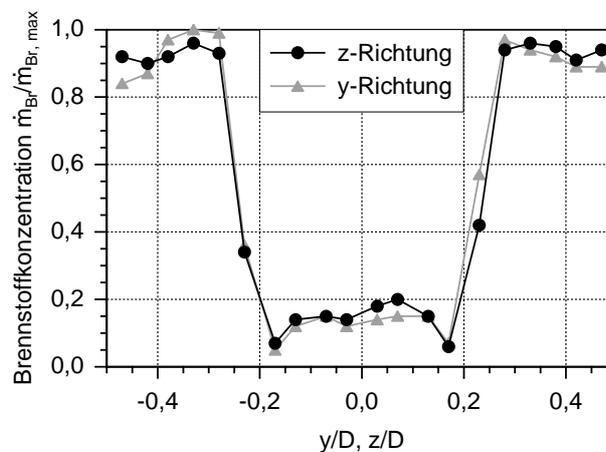


Abb. 6.5: Zeitgemittelte Brennstoffkonzentration am Brennermund bei $x/D = -0,01$

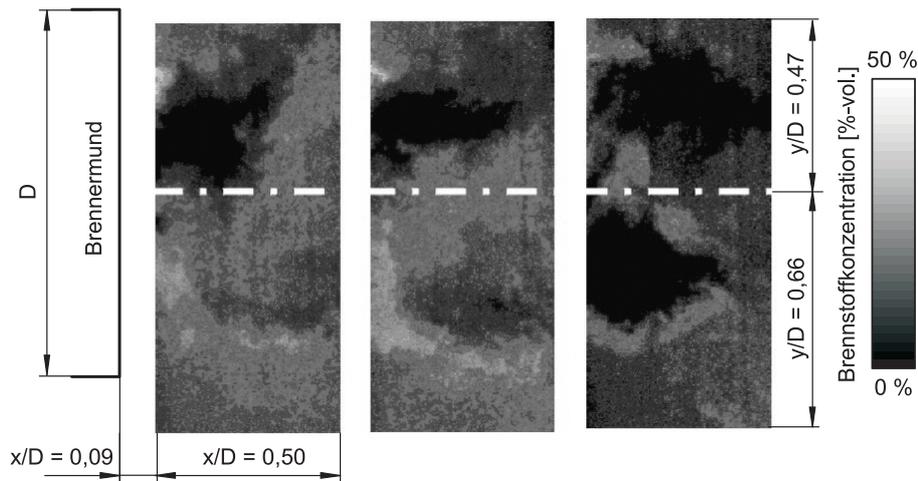


Abb. 6.6: Einzelschussaufnahmen der Brennstoffkonzentration im Vormischbetrieb

6.1.3 Pilotbetrieb

Zur Stabilisation der Flamme steht ein im Axialgitter angeordneter Pilotbrenner mit kleiner Diffusionsflamme zur Verfügung, der vorwiegend im Vormischbetrieb und bei kleinen Leistungen im Diffusionsbetrieb verwendet wird. Trotz seines geringen Anteils an der thermischen Gesamtleistung von maximal 10 %, im Auslegungszustand sogar nur 3 %, bewirkt seine Pilotflamme eine auf die Turbineneintrittstemperatur bezogene Temperaturerhöhung von bis zu $T/T_{TET} = 0,057$ in der Reaktionszone (Abb. 7.6) zwischen Rezirkulationszone und Hauptströmung, und ist deswegen für die Beurteilung des Verbrennungsprozesses von Bedeutung.

Da, wie schon erwähnt, der Pilotbrenner zur Stabilisierung der Vormischflamme dient, ist eine Untersuchung seiner Brennstoffverteilung aus zwei Gründen interessant. Zum einen soll die Pilotflamme in einen möglichst großen Bereich der Vormischflamme hineinragen, um sie optimal zu stabilisieren und um sowohl durch den Wärmeeintrag als auch durch ihre Radikale die chemische Reaktion in der Hauptflamme ausreichend zu unterstützen. Zum anderen wirken sich starke Brennstoffschwankungen, abgesehen von erhöhten Stickoxidemissionen, auch auf die Stabilität der Hauptflamme negativ aus, da nur der Bereich stabilisiert werden kann, der über eine ausreichende Pilotierung verfügt. Nachfolgend soll neben dem Grad der zeitlichen und räumlichen Brennstofffluktuationen analysiert werden, in welche Bereiche der Vormischflamme der Pilotbrenner Kraftstoff zur Stabilisierung einbringen kann.

In Abbildung 6.7 sind die gemittelten Brennstoffkonzentrationen und -fluktuationen des Pilotbrenners dargestellt. Ausschließlich die durch den Piloten strömende Luft, die das Erdgas mit demselben Impulsstromverhältnis ersetzt, wurde mit Aceton angereichert. Der gewählte Betriebspunkt entspricht einer 93 %igen Zugabe des Brennstoffs über die Vormischdüsen im Diagonalgitter, die restlichen 7 % versorgen den Piloten bei einer globalen Luftzahl von $\lambda = 2,0$. Die prozentuale Aceton-Konzentration in der Brennstoffzuführung entsprach der bei den vorangegangenen Untersuchungen des Diffusions- und Vormisch-

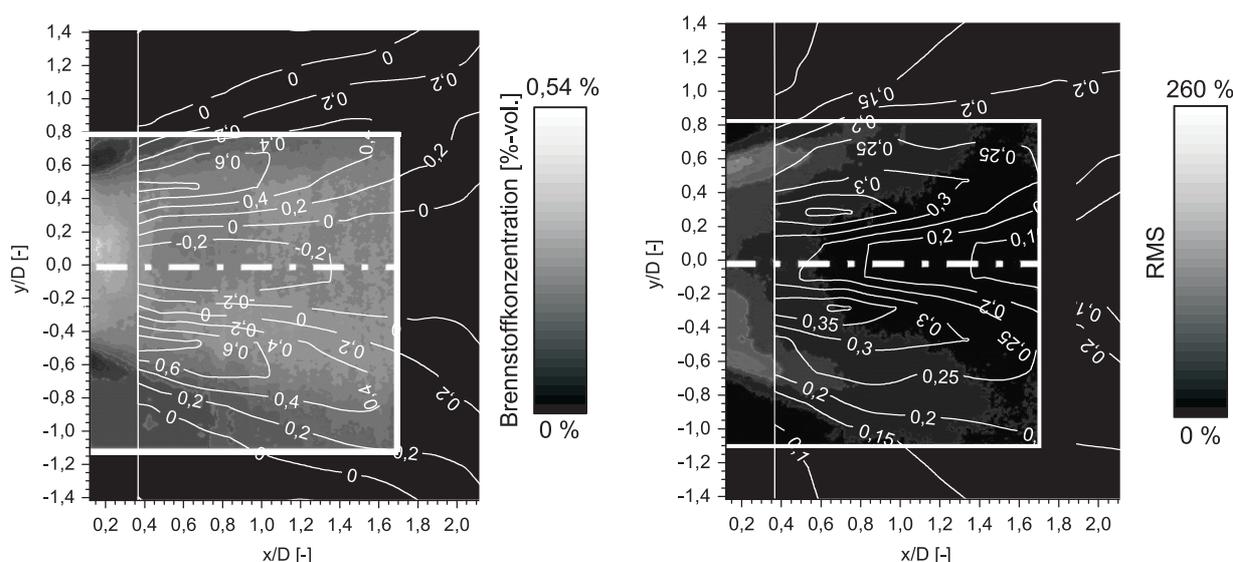


Abb. 6.7: Gemittelte Brennstoffkonzentration mit überlagerter Axialgeschwindigkeitsverteilung (links) und deren Standardabweichungen (rechts) im Pilotbetrieb

betriebs, so dass ein quantitativer Vergleich zwischen den verschiedenen Betriebsarten möglich ist.

Bei dem Pilotbrenner kann das gleiche Verhalten alternierender fetter und magerer Blasen wie schon zuvor beim Diffusions- oder Vormischbrenner beobachtet werden (Abb. 6.8). Da der Pilotbrenner mit kleinen Gasmassenströmen ausschließlich zur Flammenstabilisierung beiträgt, steht eine alleinige Optimierung seines Schadstoffausstoßes nicht im Vordergrund. Vielmehr ist eine Reduktion des Pilotgasanteils bei gleichzeitig stabiler Verbrennung zur NO_x -Eindämmung das Ziel, um die heißen Bereiche zu minimieren, die durch die fette Diffusionsflamme des Piloten verursacht werden.

Wird der Konzentrationsverteilung im Vormischbetrieb die des Pilotbrenners überlagert, ergibt sich die in Abbildung 6.9 dargestellte Brennstoffverteilung. Während die Konzentrationen des Vormischbrenners als Konturplot wiedergegeben werden, ist die Brennstoffverteilung des Piloten durch grau-skalierte Isolinien dargestellt. Die zunehmende Helligkeit dieser Linien entspricht einer höheren Konzentration. Ein Vergleich zwischen den Bereichen maximalen Brennstoffgehalts des Vormisch- und Pilotbrenners zeigt, dass der Pilotbrenner den Großteil des Gases am Vormischbrenner-Gas vorbei zentraler einbringt. Die fette Pilotflamme kann durch die teilweise räumliche Trennung von der Vormischflamme nur eingeschränkt thermische Energie und Radikale zur Stabilisierung der Vormischflamme bereitstellen. Dadurch kann die Pilotflamme Flammeninstabilitäten nur bedingt entgegenwirken. Dies kann die Ursache für den geringen Einfluss des Pilotbrenners auf die Flammenstabilisierung unter reagierenden instationären Bedingungen sein. Eine Positionierung des Pilotbrenners näher am Diagonalgitter könnte Abhilfe schaffen, da sich dann beide Flammen großflächig überlappen.

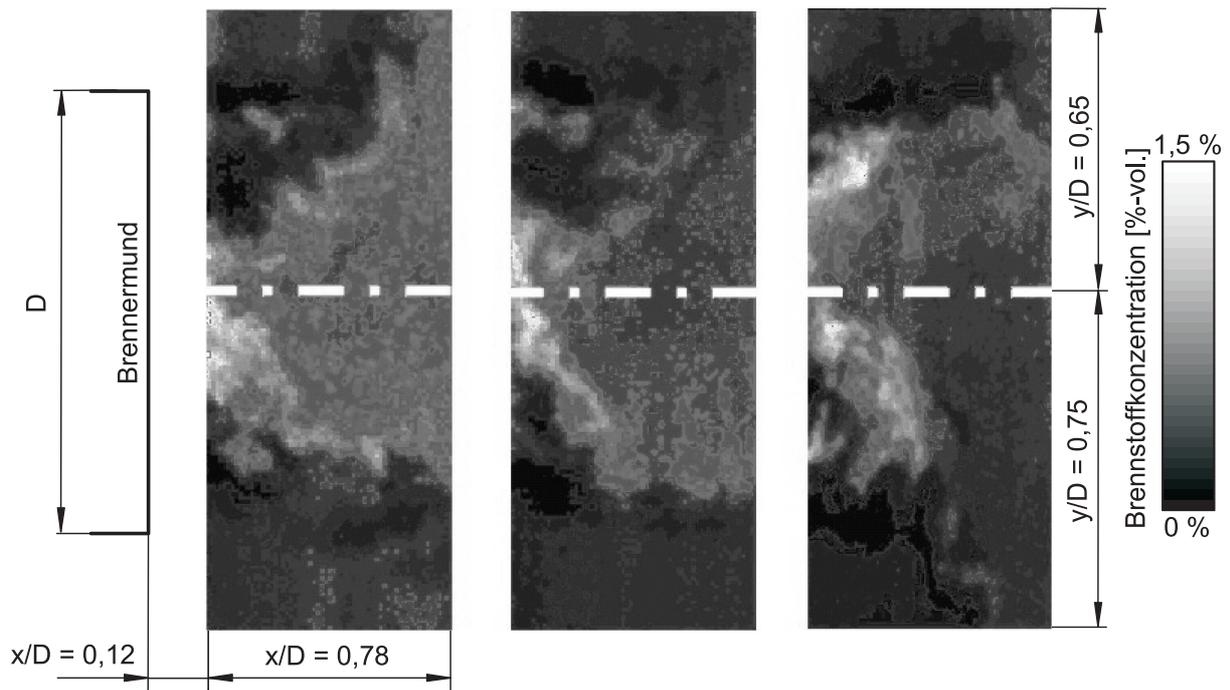


Abb. 6.8: Einzelschussaufnahmen der Brennstoffkonzentration im Pilotbetrieb

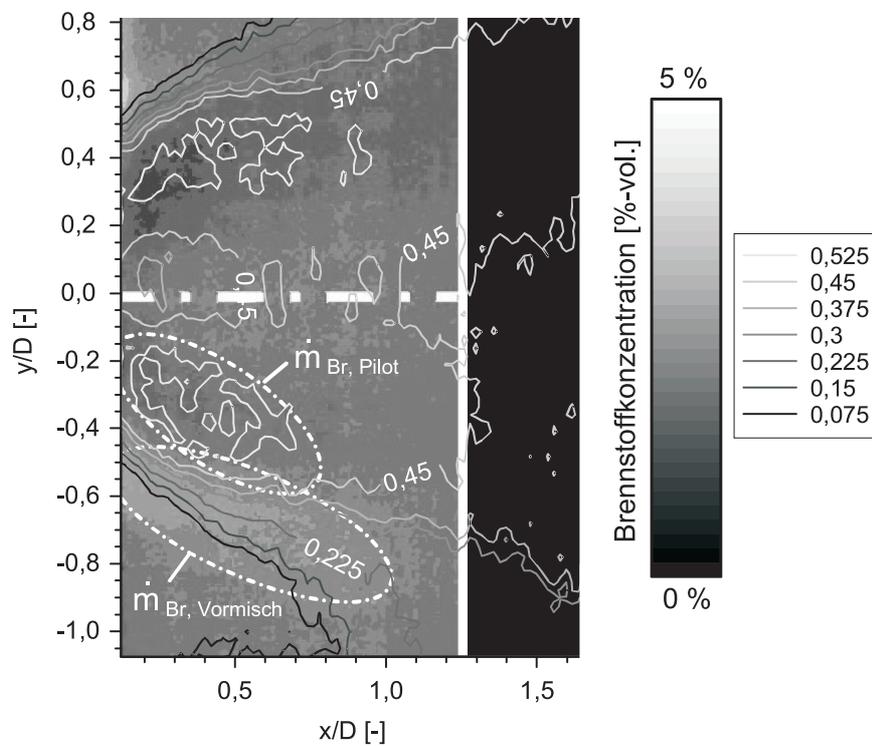


Abb. 6.9: Vergleich der mittleren Brennstoffkonzentration im Vormischbetrieb (Kon-
turplot) mit 7%iger Pilotierung (Isolinienplot)

6.2 Analyse des Strömungsfeldes

Die Analyse der Luft-Brennstoff-Mischung ergab für alle Betriebszustände Fluktuationen von mageren und fetten Zonen. Eine detaillierte Untersuchung des Strömungsfeldes soll Aufschluss über etwaige Strömungsinstabilitäten geben, da diese für die Bildung der Kraftstoffinhomogenitäten verantwortlich sein können. Wie einleitend in Kapitel 2.1 erläutert, können in Drallströmungen verschiedene Instabilitäten auftreten. Die numerischen Untersuchungen ergaben, dass ein präzessierender Wirbelkern (Kap. 4.2) vorliegt. Der eingebrachte Brennstoff kann von ihm am Brenneraustritt oder von anderen Instabilitäten in der Vormischstrecke erfasst und in ihnen gefangen in die Reaktionszone transportiert werden, ohne dass eine nennenswerte Vermischung mit der Luft stattfindet. In der isothermen Strömung werden im Folgenden die Instabilitäten in Brennernähe analysiert. Auch im Hinblick auf die reagierende Strömung ist diese Untersuchung von Interesse, weil die Instabilitäten unter isothermen Bedingungen auch dort präsent sein können und somit unter Umständen Flammeninstabilitäten auslösen können. So lässt sich der Zusammenhang zwischen Instabilitäten unter isothermen und reagierenden Bedingungen analysieren.

Die Funktionsweisen und Versuchsaufbauten für die verwendeten Messtechniken (LDA und HWA) sind in den Kapiteln 5.1 und 5.2 beschrieben. Das Hitzdraht-Anemometer wurde vorwiegend im Brennernahbereich eingesetzt, da hier das LDA aufgrund starker Reflektionen an den metallischen Brenneroberflächen nicht verwendet werden konnte. Weiterhin bietet die Hitzdraht-Anemometrie im Vergleich zum LDA den Vorteil sehr hoher ortsunabhängiger Abtastfrequenzen, während beim LDA die erzielbare Datenrate durch die lokale Tracerpartikeldichte und Laserlicht-Reflektionen eingeschränkt wird, aber eine Bestimmung der Strömungsrichtung möglich ist. Eine Gegenüberstellung beider Messverfahren in Kapitel 6.2.2 soll Aufschluss über die Übertragbarkeit und die Einsatzgrenzen des LDA's zur Untersuchung instationärer Strömungen auch im Hinblick auf die reagierende Strömung (Kap. 7) geben, da dort ausschließlich das LDA eingesetzt werden kann.

6.2.1 Frequenzanalyse am Brennermund

Eine Frequenzanalyse der Instabilitäten am Brennermund ist von fundamentaler Bedeutung im Hinblick auf Flammeninstabilitäten. Treten am Brennermund periodische Geschwindigkeitsfluktuationen auf, können sie die zuvor beschriebenen zeitlichen Brennstoffkonzentrationsschwankungen bewirken, wenn z. B. Kraftstoffballen von Wirbeln erfasst werden. Mit diesen Inhomogenitäten ist eine vermehrte Stickoxidbildung und ein erhöhter Schadstoffausstoß infolge unvollständiger Verbrennung verbunden. Sowohl die Geschwindigkeitsfluktuationen können bei ausreichender Amplitude als auch die Kraftstoffinhomogenitäten Flammeninstabilitäten auslösen. Deshalb ist eine nähere Untersuchung des isothermen Strömungsfeldes auf Instabilitäten nahe liegend, insbesondere auf Wirbelablösungen am Brennermund, die für die Fluktuationen verantwortlich sein können.

Die Hitzdraht-Messungen wurden in einem axialen Abstand von $x/D = 0,002$ zum Brennermund im Luftstrom des Diagonalgitters durchgeführt. Alle untersuchten Positionen ergaben für den Auslegungsvolumenstrom \dot{V}_0 periodische Strömungsinstabilitäten mit einer Frequenz von $f = 262$ Hz. Die Amplitude dieser Instabilität ist nahe der Außenkante des Diagonalgitters am größten. Abbildung 6.10 zeigt die Fourier-

Transformation des Hitzdraht-Signals an dieser Stelle für den normierten Volumenstrom $\dot{V}/\dot{V}_0 = 1$ ohne Brennstoffeinbringung im Auslegungspunkt des Brenners. Höhere harmonische Frequenzen treten nicht auf. Wird der Luftvolumenstrom zwischen $\dot{V}/\dot{V}_0 = 0,48$ und $\dot{V}/\dot{V}_0 = 1,1$ variiert, lässt sich ein proportionaler Anstieg der Wirbelablösefrequenz beobachten (Abb. 6.11).

Das Ablösen von Wirbeln am Brennermund als Ursache dieser Instabilitäten wird durch die nahezu konstante Strouhal-Zahl, definiert gemäß Gleichung 6.1, um $St \approx 0,295$ bestätigt.

$$St = \frac{f_{st} \cdot D}{c_\infty} \quad (6.1)$$

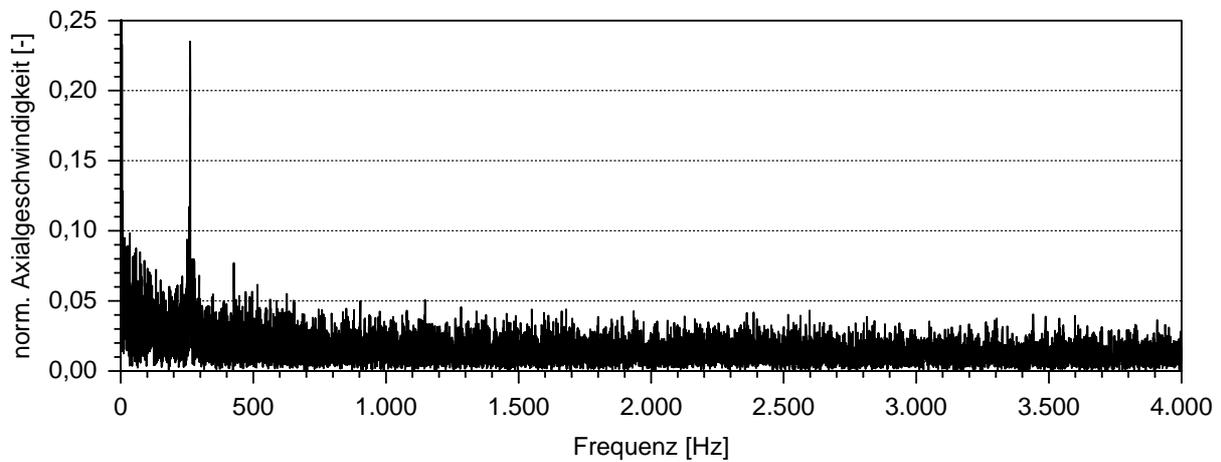


Abb. 6.10: Frequenzspektrum im Auslegungspunkt $\dot{V}/\dot{V}_0 = 1$ bei $x/D = 0,002$, $y/D = 0$, $z/D = 0,46$

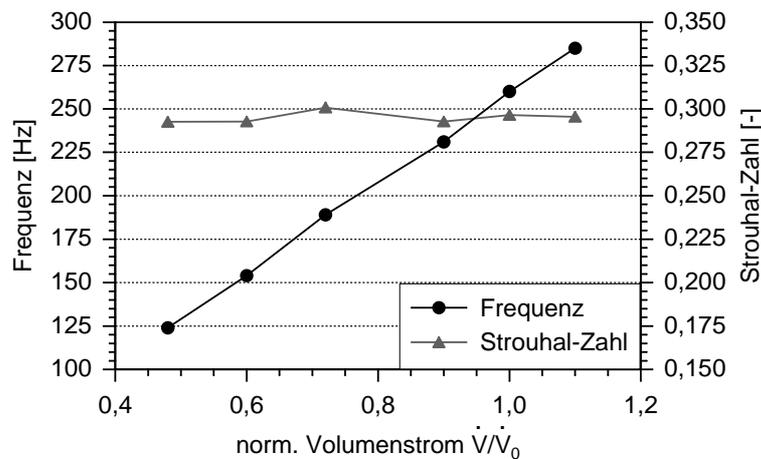


Abb. 6.11: Strouhal-Zahl und Vorzugsfrequenz bei $x/D = 0,002$, $y/D = 0$, $z/D = 0,46$

Die Strouhal-Zahl (Gl. 6.1) wird allgemein aus dem Produkt der Frequenz f_{St} der Instabilität und dem Brennermund-Durchmesser D , dividiert durch die Abströmgeschwindigkeit c_∞ aus dem Brenner, gebildet. Der untersuchte Brenner besteht aus zwei luftdurchströmten Drallgittern, von denen das äußere Diagonalgitter die periodischen Instabilitäten aufgrund der ausgeprägten Amplituden und des deutlich größeren Volumenstroms, der 89,5 % des gesamten Luftvolumenstroms entspricht, maßgeblich verursacht. Der Durchmesser D wurde durch den hydraulischen Durchmesser $D_h = d_a - d_i$ eines Diagonalgitter-Ringkanals ersetzt. Die Abströmgeschwindigkeit c_∞ berechnet sich aus dem Diagonalgitter-Volumenstrom und der Querschnittsfläche des Diagonalgitters am Austritt. Untersuchungen von Ho und Huerre [29] an runden Düsen zufolge finden die stärksten Wirbelablösungen von $St = 0,25$ bis $0,45$ statt, deren Intensität außerhalb dieser Strouhal-Zahlen deutlich abnimmt. In diesem Bereich starker Instabilitäten fällt auch die hier untersuchte Strömung mit einer Strouhal-Zahl von $St \approx 0,295$.

Eingehende phasenbezogene Hitzdrahtmessungen an verschiedenen Positionen am Umfang sollen klären, ob die Instabilitäten die Form von präzessierenden Wirbelkernen oder Ringwirbel haben, da nach Laufer und Monkewitz [47] ab Strouhal-Zahlen von $0,3$ bereits kohärente Ringwirbel auftreten können und die gemessene Strouhal-Zahl $St = 0,295$ im Grenzbereich liegt. Der experimentelle Aufbau ist in Kapitel 5.2 beschrieben. Wird der verwendete Hitzdraht senkrecht zur Axial- und Radialkomponente positioniert, misst er den Betrag beider Komponenten. Aufgrund der Nähe zur strömungsführenden Außenkontur des Brennermundes kann in guter Näherung davon ausgegangen werden, dass der Anteil der senkrecht zur Brennerwand gerichteten Radialgeschwindigkeit zum gemessenen Betrag aus Axial- und Radialgeschwindigkeit vernachlässigbar gering im Vergleich zur Axialgeschwindigkeit ist, so dass der Betrag der Axialgeschwindigkeit gleichgesetzt werden kann.

Die Messungen wurden am Brennermund bei $x/D = 0,002$ an den Umfangspositionen $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ und 180° mit gleichem radialen Abstand $r/D = 0,46$ von der Brennerachse durchgeführt (Abb. 6.12). In Abbildung 6.13 ist links die periodisch fluktuierende Komponente der Axialgeschwindigkeit nach Gleichung 6.2 normiert und phasengemittelt dargestellt.

$$\frac{\tilde{u}(\varphi)}{\bar{u}} = \frac{u(\varphi) - \bar{u}}{\bar{u}} \quad (6.2)$$

Ein Vergleich der Phasenlagen zeigt, dass die Wellenfront zuerst ihr Maximum unten in der Brennkammer bei $\alpha = -180^\circ$ (Abb. 6.13) erreicht und eine halbe Periode später bei $\alpha = 0^\circ$ oben eintrifft. Werden die Verläufe für die Winkel $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ am Umfang jeweils mit dem Verlauf bei $\alpha = 180^\circ$ kreuzkorreliert, lassen sich die Phasenverschiebungen der Kurven und die Übereinstimmungen relativ zueinander bestimmen, wobei der Korrelationskoeffizient $r = 1$ vollständige bzw. $r = -1$ vollständige inverse Übereinstimmung bedeutet. Rechts in Abbildung 6.13 sind die Korrelationskoeffizienten über dem relativen Verschiebungswinkel aufgetragen. Das Maximum der Kreuzkorrelation zwischen $\alpha = 180^\circ$ und $\alpha = 135^\circ$ liegt bei 46° , zwischen $\alpha = 180^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ bei 94° , zwischen $\alpha = 180^\circ$ und $\alpha = 45^\circ$ bei 138° sowie zwischen $\alpha = 180^\circ$ und $\alpha = 0^\circ$ bei 170° . Die geringen Abweichungen von ganzzahligen 45° -Vielfachen sind Positionsungenauigkeiten zuzuschreiben. Aus

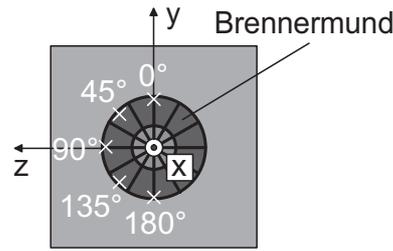


Abb. 6.12: Hitzdraht-Messstellen am Brennermund

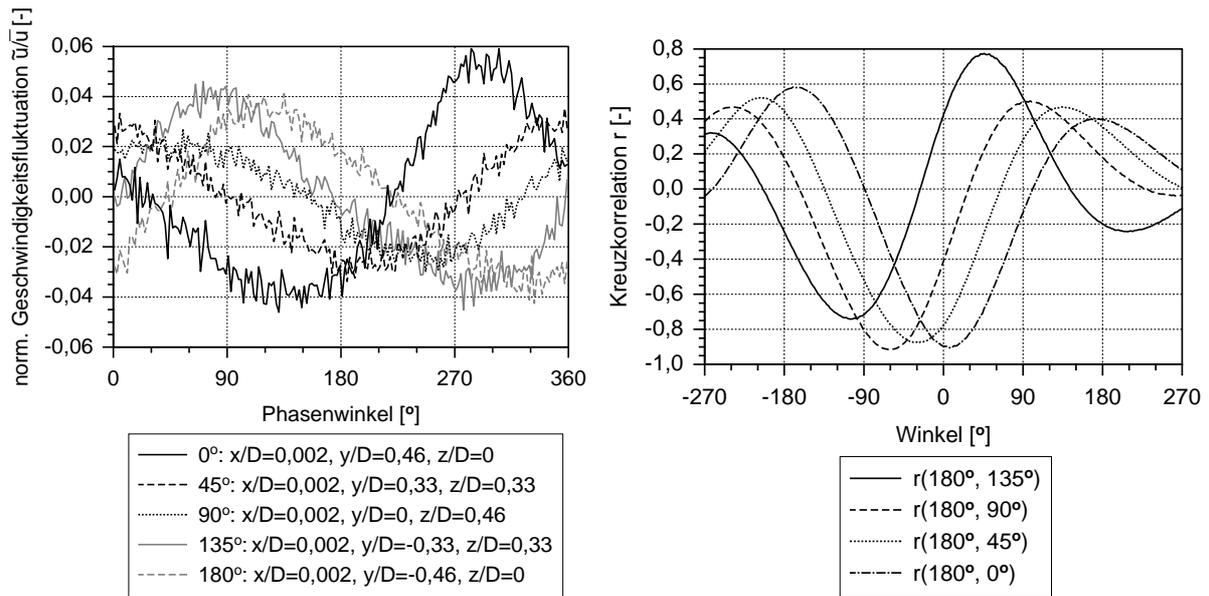


Abb. 6.13: Periodische Geschwindigkeitsschwankungen an verschiedenen Umfangspositionen und deren Kreuzkorrelationen

den phasenbezogenen Geschwindigkeitsverläufen ist ersichtlich, dass sich trotz der Symmetrie des Brenners und der Brennkammer weder rotations- noch achsensymmetrische, sondern helikale Instabilitäten in der nicht-reagierenden Drallströmung ausbilden. Durch die Phasenverschiebung der Geschwindigkeitsverläufe in Umfangsrichtung weist die Strömung einen präzessierender Wirbelkern zwischen der Rezirkulationszone und der Hauptströmung auf, der in Drallrichtung mit einer Frequenz von 262 Hz rotiert [80], wodurch die Ergebnisse der LES-Rechnungen (Kap. 4.2) bestätigt werden [88]. Die periodischen Instabilitäten konnten abgeschwächt noch in einem Abstand von $x/D = 1,47$ vom Brennermund nachgewiesen werden, hingegen waren bei $x/D = 2,37$ keine Fluktuationen mehr mit dem Hitzdraht-Anemometer messbar.

Die am Brennermund auftretenden periodischen Strukturen stellen somit die Hauptursache für die Brennstofffluktuationen dar. Gerade an der Außenkante des Brennermunds, an der sich Wirbel ablösen, ergaben die numerischen Untersuchungen eine erhöhte Brennstoffkonzentration (Abb. 4.3). Das Erdgas wird dort von Instationaritäten erfasst und

vermischt sich nur unzureichend mit der Luft. Die periodischen Strömungsinstabilitäten wandern stromab. Die mageren und fetten Blasen gelangen so in die Scherzone zwischen Hauptströmung und Rezirkulationsgebiet, in der unter reagierenden Bedingungen die Reaktionszone liegt, und können dort Flammeninstabilitäten auslösen.

6.2.2 Vergleich zwischen Hitzdraht- und Laser-Doppler-Anemometrie

Unter reagierenden Bedingungen kann aufgrund der hohen Temperaturen das Strömungsfeld nicht mit dem Hitzdraht-Anemometer untersucht werden, somit bietet sich der Einsatz des Laser-Doppler-Anemometers an. Da beim Hitzdraht-Anemometer die Abtastfrequenz nur durch das eingesetzte Verfahren, Konstantstrom- oder Konstanttemperatur-Anemometrie, und die Dynamik des verwendeten Hitzdrahtes eingeschränkt wird, sind ortsunabhängig zeitlich sehr hohe Auflösungen von mehreren 10 kHz möglich. Beim LDA sind die erreichbaren Datenraten hingegen von der lokalen Partikelkonzentration und Lichtreflektionen abhängig. Ist die Partikeldichte zu gering, können keine ausreichenden Datenraten für instationäre Messungen erzielt werden. Ist sie zu hoch, können mehrere Partikel gleichzeitig das Messvolumen passieren, und eine Differenzierung wird unmöglich. Aufgrund der Brennkammergröße ist letzteres sehr selten. Zu geringe Datenraten sind jedoch insbesondere im Rezirkulationsgebiet problematisch, da hier der Strömungs- und damit der Partikelaustausch mit der Hauptströmung erfahrungsgemäß gering ist. Eine vergleichende Messung zwischen HWA und LDA soll Aufschluss geben, ab welchen LDA-Mindestdatenraten schon phasenbezogene Messungen möglich sind.

Die Ergebnisse beider Messtechniken an nahezu identischen Positionen sind in Abbildung 6.14 gegenüber gestellt. Die HWA-Messung erfolgte an der Stelle $x/D = 0,81$, $y/D = 0,5$, $z/D = 0$, während die LDA-Messung wegen des optischen Zugangs um $\Delta x/D = 0,04$ stromab versetzt stattfand. Mit dem verwendeten I-Typ-Hitzdraht wurde der Betrag des Geschwindigkeitsvektors aus Axial- und Umfangskomponente gemessen. Da während der LDA-Untersuchung diese beiden Komponenten getrennt aufgenommen

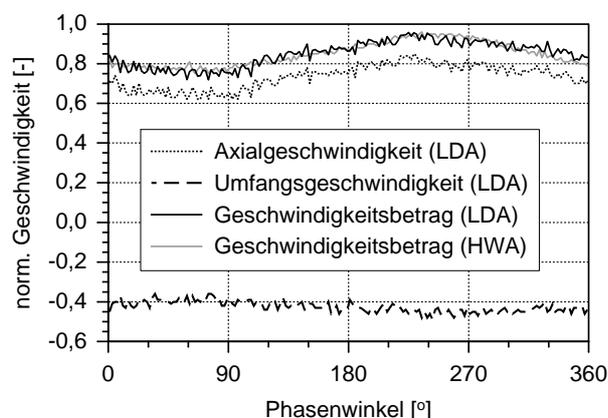


Abb. 6.14: Vergleich gemessener periodischer Schwankungen zwischen HWA und LDA

wurden, ist zusätzlich der mit dem LDA gemessene Betrag in Abbildung 6.14 aufgetragen. Werden die mit den beiden Messtechniken erfassten Geschwindigkeitsbeträge verglichen, so liegt eine sehr gute Übereinstimmung vor. Dies verdeutlicht, dass das Laser-Doppler-Anemometer zur Untersuchung oszillierender Strömungen eine sehr gute Alternative zum Hitzdraht-Anemometer ist und in reagierenden Strömungen bestens eingesetzt werden kann. Voraussetzung für eine derart gute Übereinstimmung ist eine LDA-Datenrate von mindestens dem Zehnfachen der Frequenz der Strömungsinstabilität, weil die Partikel deutlich gehäuft bei den lokalen Geschwindigkeitsmaxima vorliegen (Kap. 5.1.3). Sinkt die Datenrate darunter, sind in den Geschwindigkeitstälern fast keine Partikel mehr anzutreffen, so dass eine Mittelung über die Phasenwinkel dort statistisch nicht abgesichert ist. Trat das während der Messung ein, wurde das Ergebnis nicht berücksichtigt.

6.2.3 Untersuchung des instationären Strömungsfeldes in der Brennkammer

In Abbildung 6.15 ist das mit dem LDA gemessene mittlere Geschwindigkeitsfeld in axialer Richtung und in Umfangsrichtung dargestellt, jeweils normiert mit der maximalen Axialgeschwindigkeit \bar{u}_{max} . Der Volumenstrom $\dot{V}/\dot{V}_0 = 1$ entspricht dem der vorangegangenen Untersuchungen. Die gestrichelte weiße Linie im Axialgeschwindigkeitsdiagramm ist die Null-Geschwindigkeitslinie und demnach die Grenze zwischen Vorwärts- und Rückströmung. Eine helle Schattierung symbolisiert eine hohe Geschwindigkeit. Aus den überlagerten Standardabweichungsverläufen (weiße durchgezogene Linien) ist ersichtlich, dass die stärksten Fluktuationen in Bereichen großer Geschwindigkeitsgradienten nahe dem inneren Rezirkulationsgebiet auftreten.

Die den mittleren Geschwindigkeiten (Abb. 6.15) überlagerten periodischen Geschwindigkeitsfluktuationen $\tilde{u}(\varphi)$ und $\tilde{w}(\varphi)$ (Gln. 6.3 und 6.4) sind in Abbildung 6.16 in axialer Richtung und in Abbildung 6.17 in Umfangsrichtung als Konturplot dargestellt, beginnend bei $\varphi = 0^\circ$ in 60° -Schritten. Die Fluktuationen wurden mit der maximalen mittleren

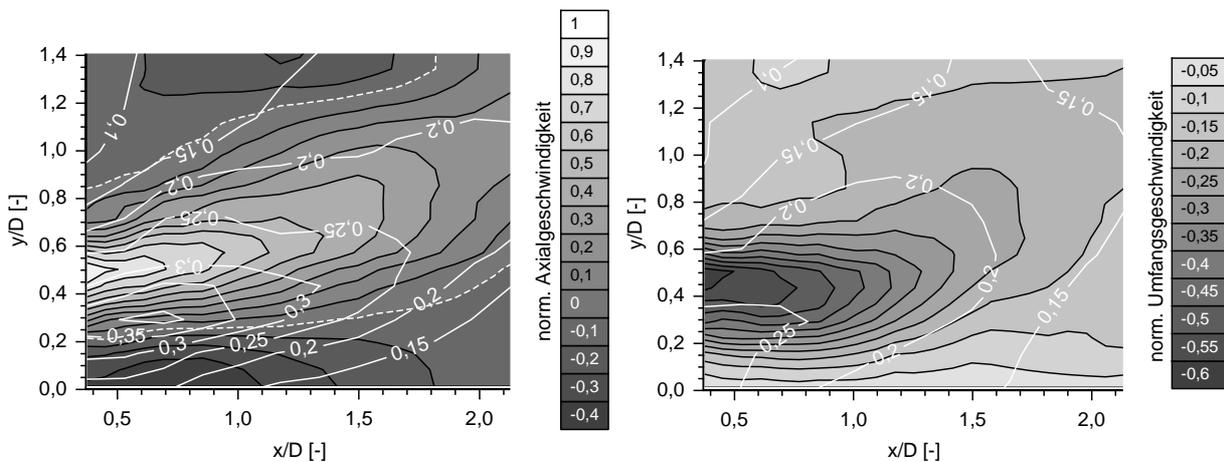


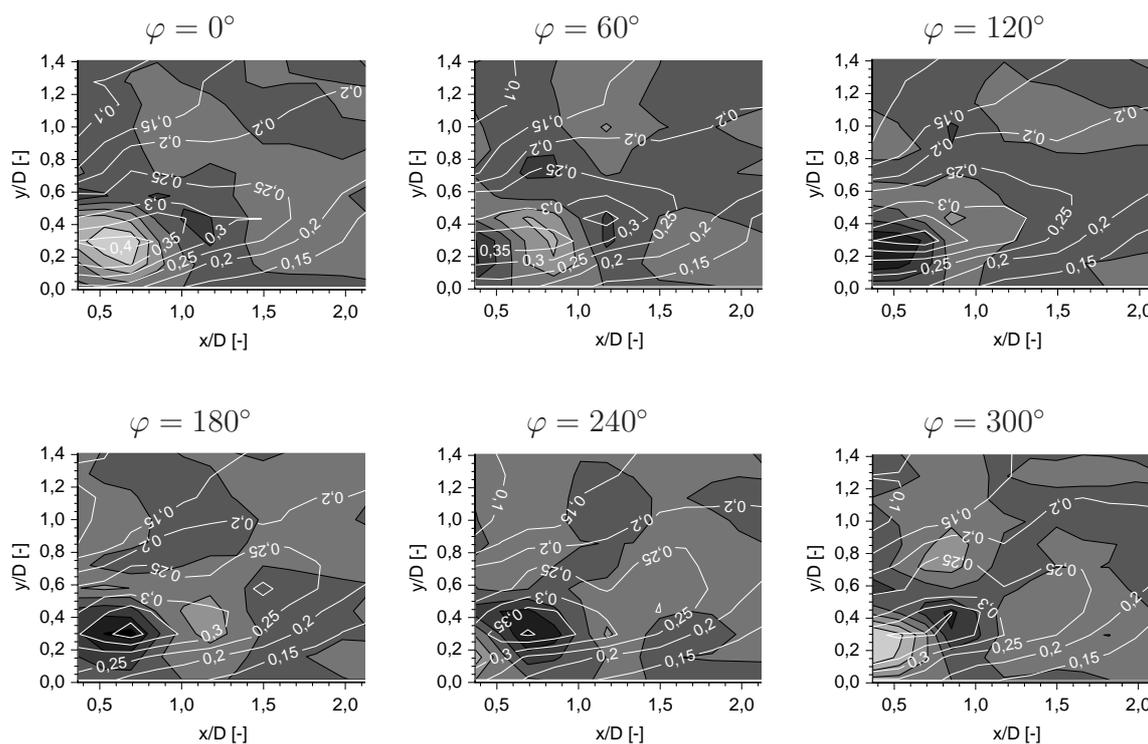
Abb. 6.15: Mittlere Axial- und Umfangsgeschwindigkeit (Konturplot) mit überlagelter mittlerer Standardabweichung (Isolinien-Plot)

Axialgeschwindigkeit \bar{u}_{max} normiert. Eine helle Schattierung entspricht einer positiven, eine dunkle einer negativen Geschwindigkeit. Die den Konturplots als Isolinien überlagerten Standardabweichungen nach Gleichung 6.5 und 6.6 sind ebenfalls mit \bar{u}_{max} normiert und abhängig von der Phase dargestellt.

Bei den Phasenwinkeln 0° und 180° liegen die größten Amplituden der Fluktuationen in der Scherzone in axialer Richtung mit $\pm 20\%$ von der mittleren Maximalgeschwindigkeit \bar{u}_{max} vor. Die Fluktuationen in Umfangsrichtung in Brennernähe auf der Symmetrieachse sind mit $\pm 15\%$ besonders ausgeprägt, in der Scherzone hingegen nur mit $\pm 10\%$ um 50% niedriger als in axialer Richtung aufgrund der Drallzahl $S = 0,5$.

$$\frac{\tilde{u}(\varphi)}{\bar{u}_{max}} = \frac{u(\varphi) - \bar{u}_{max}}{\bar{u}_{max}} \quad (6.3)$$

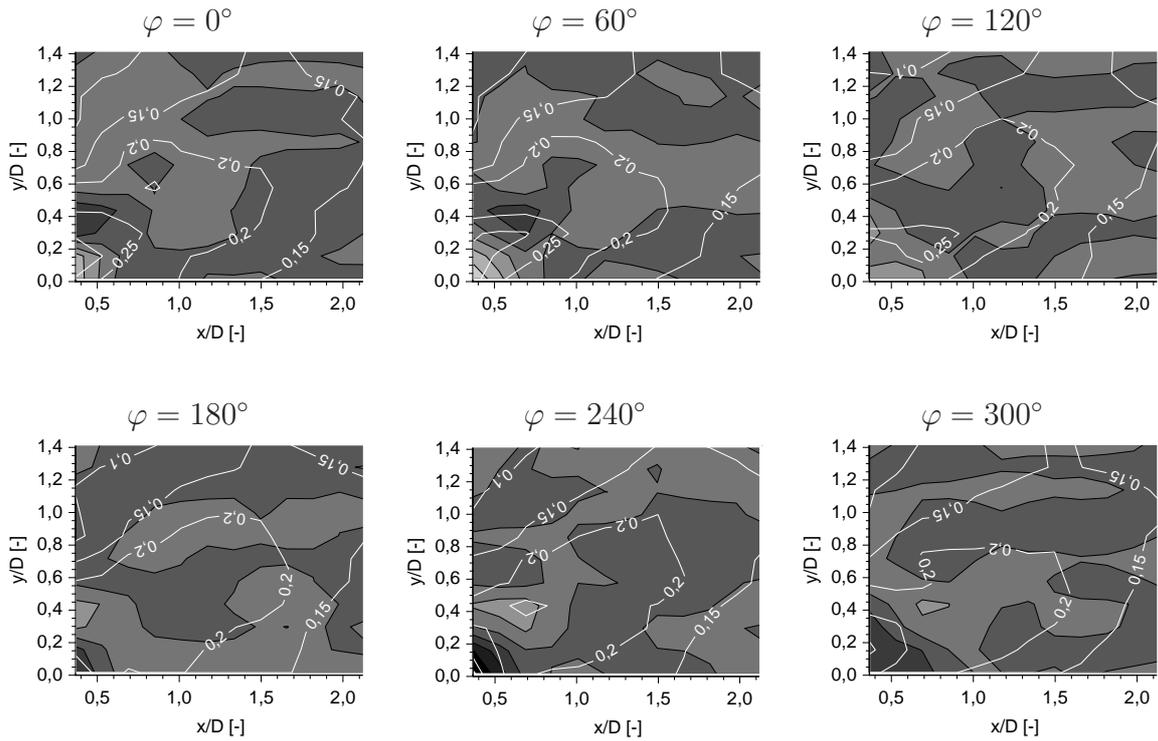
$$\frac{\tilde{w}(\varphi)}{\bar{u}_{max}} = \frac{w(\varphi) - \bar{w}_{max}}{\bar{u}_{max}} \quad (6.4)$$



periodische Geschwindigkeitsfluktuationen \tilde{u}/\bar{u}_{max}

0,2	0,15	0,1	0,05	0	-0,05	-0,1	-0,15	-0,2
-----	------	-----	------	---	-------	------	-------	------

Abb. 6.16: Periodische Fluktuationen der Axialgeschwindigkeit (Konturplot) und deren periodische Standardabweichungen (Isolinienplot) bei verschiedenen Phasenlagen



periodische Geschwindigkeitsfluktuationen \tilde{w}/\bar{u}_{max}



Abb. 6.17: Periodische Fluktuationen der Umfangsgeschwindigkeit (Konturplot) und deren periodische Standardabweichungen (Isolinienplot) bei verschiedenen Phasenlagen

$$\sigma_u(\varphi) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_i^n [u_i(\varphi) - \bar{u}(\varphi)]^2} \quad (6.5)$$

$$\sigma_w(\varphi) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_i^n [w_i(\varphi) - \bar{w}(\varphi)]^2} \quad (6.6)$$

Aus den Ergebnissen der LDA-Messung ist ersichtlich, dass sich das Zentrum des präzessierenden Wirbelkerns zu Beginn von $r/D = 0,1$ bis $r/D = 0,4$ radial erstreckt. Dieses Zentrum liegt im Bereich maximaler Geschwindigkeitsgradienten bei leicht positiven Axialgeschwindigkeiten. Es wandert auf einer helikalen Bahn stromab, bis es bei $x/D = 1,1$ weitgehend dissipiert ist. Aus den überlagerten Standardabweichungen ist ersichtlich, dass dieser Bereich von einem ellipsoidförmigen Gebiet erhöhter RMS-Werte eingerahmt ist, dessen Fluktuationen doppelt so groß sind wie in der übrigen Strömung.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass unabhängig von der Betriebsart des Brenners starke Kraftstofffluktuationen zu beobachten sind. Selbst im Vormischbetrieb entstehen

brennstoffreiche und -arme Blasen, die stromab in die Reaktionszone wandern. Maßgeblich sind an der Entstehung dieser Fluktuationen periodische Strömungsinstabilitäten beteiligt, die in Form eines präzessierenden Wirbelkerns weit in die Scherzone hineinreichen. Die Frequenz des präzessierenden Wirbelkerns ist bei konstanter Strouhal-Zahl ($St = 0,295$) linear abhängig vom Volumenstrom. Somit ist eine Skalierung mittels der konstanten Strouhal-Zahl für den untersuchten Brenner möglich, und die Frequenz des präzessierenden Wirbelkerns kann in Abhängigkeit von der Ausströmgeschwindigkeit der Luft aus dem Brenner vorausgesagt werden. Aufgrund der komplexen Brennergeometrie und der gegenseitigen Beeinflussung der beiden luftdurchströmten Drallgitter lässt sich eine Skalierung nur für geometrisch ähnliche Brenner ableiten. Untersuchungen hierzu mit einem abgewandelten Brennermund sind in Kapitel 8.2 beschrieben.

Treten unter reagierenden Bedingungen ebenfalls diese Strömungsinstabilitäten auf, können sie zusammen mit den Brennstoffinhomogenitäten die Flamme periodisch destabilisieren und anregen. Die nachfolgenden Untersuchungen sollen klären, ob die in der nicht-reagierenden Strömung anzutreffenden aerodynamischen Instabilitäten und Brennstofffluktuationen die Brennkammerschwingungen verursachen oder ob ein reiner akustischer Mode unter reagierenden Bedingungen vorliegt.

7 Reagierende Strömung

Die derzeit verwendeten numerischen Verfahren können Brennkammerschwingungen, wenn überhaupt, nur unzureichend prognostizieren, da das komplexe Zusammenspiel zwischen Flamme und Strömung mit der Brenner- und der Brennkammergeometrie unter Berücksichtigung der Luft- bzw. Gaszuführung und des Abgas-Trakts nicht ausreichend erfasst werden kann. Ursache sind zum einen nicht verfügbare Rechnerkapazitäten, zum anderen aber auch der Mangel an detaillierten Kenntnissen über die thermodynamischen Zusammenhänge, die letzten Endes im jeweiligen Fall zu Brennkammeroszillationen führen. Zudem bereitet die Modellierung der Flamme große Schwierigkeiten, weil die Flammengeschwindigkeit von dem Turbulenzgrad der Strömung abhängt und somit eine genaue Turbulenzmodellierung notwendig ist. So können die aus der experimentellen Analyse der reagierenden Strömung gewonnenen Kenntnisse zur Validierung bestehender numerischer Berechnungsverfahren verwendet werden.

Ziel der folgenden Untersuchung der reagierenden Strömung ist die Ursache und die Wirkkette der Brennkammerschwingungen zu ermitteln. Die in der nicht-reagierenden Strömung aufgetretenen aerodynamisch bedingten Instabilitäten (Abb. 6.10) können unter reagierenden Bedingungen aufgrund der fast identischen Frequenz der Verbrennungsinstabilitäten (Abb. 7.1) im Auslegungspunkt für die Brennkammerschwingungen verantwortlich sein. Aber auch ein reiner akustischer Mode unter reagierenden Bedingungen wäre denkbar.

Das Strömungsfeld wurde mit verschiedenen Messtechniken unter stationären und oszillierenden reagierenden Bedingungen mit unterschiedlicher Druckamplitude detailliert untersucht, um Aufschluss über die Entstehung der Brennkammerschwingungen zu erhalten. Basierend auf der Bestimmung der thermoakustischen Betriebsgrenzen des Brenners werden im Folgenden neben dem stabilen Auslegungspunkt des Brenners bei $\lambda = 2,0$ drei instationäre Betriebspunkte mit Vormischflamme bei unterschiedlicher thermischer Leistung ($\lambda = 1,52$; $\lambda = 1,46$; $\lambda = 1,2$) und jeweils gleichem Luftmassenstrom mit verschieden starken Druckoszillationen in der Brennkammer ausgewählt.

Die Untersuchung des stationären Betriebspunkts soll neben der Beobachtung des Verbrennungsprozesses im Auslegungspunkt unter gasturbinennahen Betriebsbedingungen klären, ob erste Anzeichen von Instabilitäten zu erkennen sind, die letztendlich bei niedrigeren Luftzahlen zu Brennkammerschwingungen führen. Zudem werden für die instationären Betriebspunkte die Zusammenhänge zwischen Druck-, Temperatur-, Geschwindigkeits- und Flammenfrontfluktuationen phasenbezogen analysiert, um die Ursachen der Brennkammerschwingungen zu klären.

7.1 Thermoakustische Stabilitätsgrenzen

Die Stabilitätsgrenzen des untersuchten Brenners (Kap. 3.1) sind in Abbildung 7.1 für den Vormischbetrieb über der globalen Luftzahl dargestellt. Das Erdgas wurde entweder zu 100 % dem Vormischbrenner oder zu 93 % dem Vormisch- und zu 7 % dem Pilotbrenner zugeführt und im Bereich zwischen $\lambda = 2,0$ und $\lambda = 1,1$ variiert. Der Luftvolumenstrom

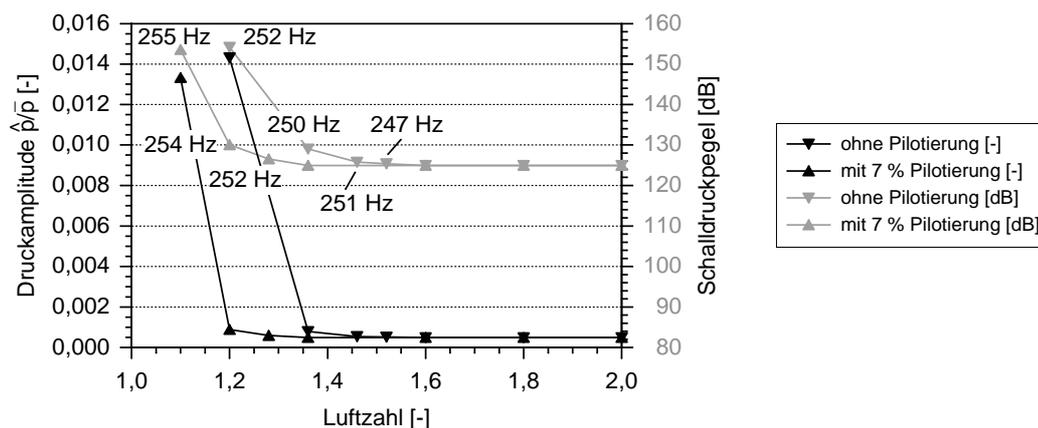


Abb. 7.1: Stabilitätsgrenzen im Vormischbetrieb

\dot{V}_0 wurde konstant gehalten und auf 673 K vorgewärmt. Eine Untersuchung noch niedrigerer Luftzahlen scheiterte an der Fördermenge des Erdgasverdichters. Die unterhalb von $\lambda \leq 1,52$ einsetzenden Druckschwingungen wurden an der Brennkammerwand bei $x/D = 0,37$, $y/D = 2$ und $z/D = 0$ mittels dem in Kapitel 5.5 geschilderten Versuchsaufbau untersucht.

Wird die Vormischflamme durch die Pilotflamme stabilisiert, beginnen die starken Oszillationen bei $\lambda \leq 1,2$, während sie ohne Pilotierung schon bei $\lambda \leq 1,42$ einsetzen (Abb. 7.1). Erste detektierbare Schwingungen treten bei $\lambda = 1,52$ ohne Pilotierung auf, die mit dem Gehör aufgrund des überlagerten turbulenten Verbrennungsrauschens nicht wahrzunehmen sind, leicht hörbar werden sie bei $\lambda = 1,46$ ohne bzw. bei 1,28 mit 7 % Pilotierung. Bei $\lambda = 1,36$ bzw. 1,2 treten alternierend leise und laute Oszillationen auf. Hier knickt auch der Verlauf stark ab. Bei noch geringeren Luftzahlen sind sehr laute Oszillationen festzustellen. Die Frequenzen der Verbrennungsinstabilitäten beginnen bei 247 Hz ($\lambda = 1,52$) und steigen geringfügig mit abnehmender Luftzahl bis auf 255 Hz ($\lambda = 1,1$) an.

Findet die Rückkopplung der Wärmefreisetzungsfluktuationen über den Schall unter der Annahme statt, dass der Weg der Informationsübertragung über das heiße Gasgemisch in der Brennkammer erfolgt, verhält sich die Resonanzfrequenz proportional zur Schallgeschwindigkeit $a = \sqrt{\kappa R T}$ und damit zu \sqrt{T} , weil sich die Druckschwankungen mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten. Wird die adiabate theoretische Flammentemperatur nach Gordon und McBride [21] sowie Smith und Missen [91] unter Berücksichtigung der Dissoziation berechnet, ergibt sich bei einer Vorwärmtemperatur von $T_0 = 673$ K eine Flammentemperatur von $T_{ad, \lambda=1,52} = 1990$ K und $T_{ad, \lambda=1,2} = 2230$ K. Das Verhältnis aus $\sqrt{\frac{T_{ad, \lambda=1,52}}{T_{ad, \lambda=1,2}}} = 0,89$ weicht von dem der entsprechenden Resonanzfrequenz deutlich ab.

Die weitgehende Konstanz der Oszillationsfrequenz und somit die Unabhängigkeit von der Schallgeschwindigkeit lässt sich darauf zurückführen, dass die Instabilitäten maßgeblich durch das Plenum verursacht werden, wie in Kapitel 7.3.4 gezeigt wird. Die Luft im

Plenum wurde während der gesamten Untersuchungen auf 673 K vorgewärmt, so dass die dortigen Helmholtz-Schwingungen die gleiche Eigenfrequenz haben, mit der sie die Flamme periodisch anregen.

Abbildung 7.2 zeigt die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz und der Strouhal-Zahl (Gl. 6.1) vom Volumenstrom. Mit steigendem Volumenstrom wächst die Resonanzfrequenz nur geringfügig von 245 Hz bei $\dot{V}/\dot{V}_0 = 0,87$ auf 265 Hz bei $\dot{V}/\dot{V}_0 = 1,2$ an, während die Strouhal-Zahl deutlich von 0,32 auf 0,25 sinkt. Bei der nicht-reagierenden Strömung (Kap. 6.2.1) ist die Strouhal-Zahl nahezu konstant, hingegen ist die Frequenz des präzessierenden Wirbelkerns linear abhängig vom Volumenstrom (Abb. 6.11). Die Ursache liegt darin, dass der präzessierende Wirbelkern unter reagierenden Bedingungen nicht mehr anzutreffen ist, wie in Kapitel 7.3 noch gezeigt wird. Aufgrund der nicht-konstanten Strouhal-Zahl scheiden reine aerodynamische Instabilitäten am Brennermund als treibende Ursache für die Brennkammerschwingungen aus.

Anzumerken ist der Frequenzsprung bei $\dot{V}/\dot{V}_0 = 0,87$. Eine nähere Untersuchung scheiterte an einer thermischen Überlastung der Heizpatronen im Luftvorwärmer, da der Luftvolumenstrom bei längerem Betrieb zu gering für eine ausreichende Kühlung war.

Verglichen mit der Gasturbine treten die Flammeninstabilitäten unter Versuchsbedingungen bei deutlich geringeren Luftzahlen auf. Die Ursache liegt einerseits an dem fehlenden Einfluss benachbarter Brenner, die durch Umfangsmode angeregt werden können, andererseits an einer 200 K bis 300 K höheren Brennkammer-Wandtemperatur aufgrund der verwendeten Keramik. Untersuchungen von Camporeale et al. [8] an einer atmosphärisch betriebenen Ringbrennkammer mit 24 Brennern gleichen Typs zeigen bei demselben Volumenstrom $\dot{V}/\dot{V}_0 = 1$ jedoch bei 70 K geringerer Luftvorwärmtemperatur $T = 603$ K ein maschinennahes Verhalten mit Flammeninstabilitäten bei deutlich höheren Luftzahlen im Vormischbetrieb als bei den experimentellen Untersuchungen am Einzelbrenner-Versuchsstand (Abb. 7.1).

Im Diffusionsbetrieb wurden keine Anzeichen für Flammeninstabilitäten bis zu einer Luft-

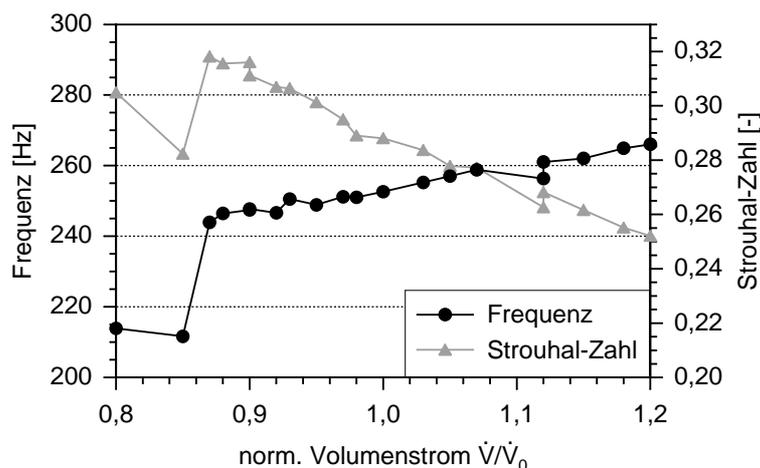


Abb. 7.2: Resonanzfrequenz und Strouhal-Zahl in Abhängigkeit vom Volumenstrom jeweils bei $\lambda = 1,2$

zahl von 1, 1 festgestellt.

7.2 Stationäre Verbrennung

Ausgangspunkt für die Untersuchungen der reagierenden Strömung sind die Messungen im Auslegungspunkt des Brenners. Bereits bei stationären Verbrennungsprozessen können Strömungsinstabilitäten auftreten, die bis zu einer bestimmten Amplitude durch die Flamme gedämpft werden können [66], d. h. die periodischen Energiefluktuationen sind kleiner als die durch die Reibungsverluste innerhalb der Reaktionszone dissipierte Energie. Zwar treten bei einer Luftzahl $\lambda = 2,0$ im Auslegungspunkt noch keine Brennkammerschwingungen auf (Abb.7.1), dennoch können erste Anzeichen von Instabilitäten nachgewiesen werden, insbesondere periodische Druckschwankungen im Plenum, die bei größerer thermischer Leistung Druckoszillationen in der Brennkammer verursachen. Der Brenner ist auch für den Betrieb bei dieser Luftzahl in der Gasturbine ausgelegt, so dass ein Vergleich zwischen den Betriebspunkten mit Diffusionsflamme und Vormischflamme ohne bzw. mit 7 %iger Pilotierung interessant ist, um den Status quo des Brenners unter maschinennahen Betriebsbedingungen zu beurteilen.

Zunächst werden die Druckfluktuationen im Plenum und in der Brennkammer näher betrachtet. Die Untersuchung der stationären reagierenden Strömung wurde bei einer Luftzahl $\lambda_0 = 2,0$ und einem Luftvolumenstrom $\dot{V} = \dot{V}_0$ durchgeführt, der auf $T_0 = 673$ K vorgewärmt wurde. Bei diesem Betriebspunkt sind sowohl im Vormisch- als auch im Diffusionsbetrieb leichte Druckschwankungen mit 240 Hz im Plenum festzustellen (Abb. 7.3), wie eine Messung mit dem in Kapitel 5.5 beschriebenen Versuchsaufbau ergab. Die Frequenz im Plenum liegt im Bereich der Resonanzfrequenz der Brennkammerschwingungen bei Luftzahlen $\lambda \leq 1,52$ mit $f \approx 250$ Hz, somit könnte dies ein erstes Anzeichen für die Oszillationen oder sogar deren Ursache sein, obwohl in der Brennkammer noch keine Instabilitäten auftreten (Abb. 7.4). Hierzu sind weiterführende Untersuchungen bei kleineren Luftzahlen in den Kapiteln 7.3.1 bis 7.3.3 beschrieben.

Die lokalen Temperaturen in der Brennkammer haben maßgeblichen Einfluss auf die Stickoxid-Bildung, die durch eine Absenkung der Temperaturen in der Reaktionszone durch Vormischflammen stark reduziert werden kann. Jedoch ist in vielen Fällen für eine stabile Verbrennung der Einsatz von fetten Pilotflammen notwendig, die ihrerseits die NO_x -Emissionen erhöhen. Eine Analyse bei unterschiedlichen Betriebsarten soll Tendenzen und Potentiale auch im Hinblick auf die Pilotierung aufzeigen. In Abbildung 7.5 ist die Temperaturverteilungen als Konturplot sowohl im Diffusions- als auch im Vormischbetrieb ohne und mit 7 %iger Pilotierung dargestellt, normiert mit der Turbineneintrittstemperatur T_{TET} der Gasturbine. Diesen Plots wurde das Geschwindigkeitsfeld bei der jeweiligen Betriebsart in axialer Richtung als Isolinien überlagert. Aufgrund der symmetrischen Brennstoff- (Kap. 6.1) und Geschwindigkeitsverteilungen bei allen drei Betriebsarten erfolgten die Temperaturmessungen nur oberhalb der Brennermittelachse ($y/D \geq -0,125$). Die eingesetzten Messtechniken sind in den Kapiteln 5.1 und 5.6.1 beschrieben.

Die Geschwindigkeitsverläufe weisen nur geringe Unterschiede auf, die gestrichelte Linie ist die Null-Geschwindigkeitslinie. Im Diffusionsbetrieb treten in der Reaktionszone die auf die Turbineneintrittstemperatur T_{TET} bezogenen Spitzentemperaturen von

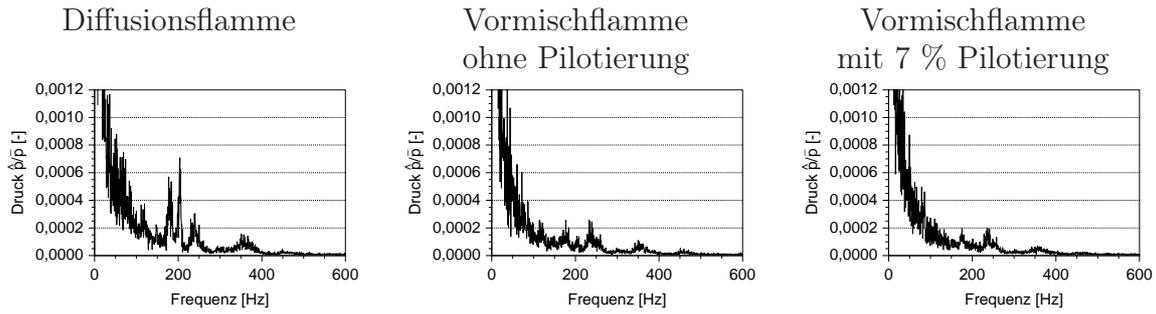


Abb. 7.3: Frequenzspektren im Plenum bei $\lambda = 2,0$

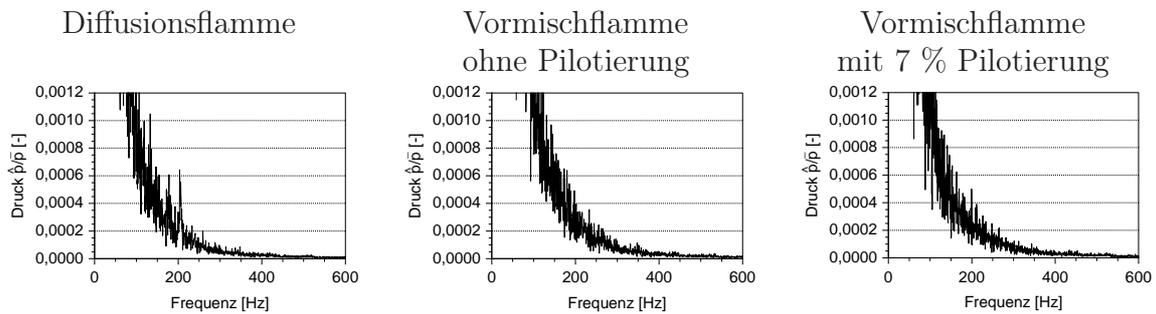


Abb. 7.4: Frequenzspektren in der Brennkammer bei $\lambda = 2,0$ ($x/D = 01,65$, $y/D = 2$, $z/D = 0$)

$T_{Diff}/T_{TET} = 1,13$ auf, hingegen im Vormischbetrieb mit 7 % und ohne Pilotierung bei gleicher thermischer Gesamtleistung nur $T_{Vor}/T_{TET} = 1,02$ auf. Bei allen Betriebsarten liegt ab $x/D > 2,0$ eine weitgehend homogene Temperaturverteilung vor, die am Brennkammeraustritt ($x/D = 5,5$) wahrscheinlich keine nennenswerten Gradienten mehr aufweist. Deshalb müssen bei der Kühlung der Turbinenbeschaukelung keine Hotspots im Abgas berücksichtigt werden.

In Abbildung 7.6 ist links die Temperaturdifferenz zwischen Diffusions- und Vormischflamme ohne Pilotierung als Konturplot dargestellt. Die überlagerten Isolinien entsprechen den Geschwindigkeiten im Vormischbetrieb ohne Pilotierung. Rechts in Abbildung 7.6 ist der Temperaturunterschied zwischen einer Vormischflamme mit 7 % und ohne Pilotierung zu sehen, überlagert wurde die Geschwindigkeitsverteilung im Vormischbetrieb mit 7 % Pilotgasanteil. Die Temperaturen sind immer auf die Turbineneintrittstemperatur T_{TET} bezogen, und die jeweiligen thermischen Gesamtleistungen sind identisch. Durch die Verbrennung mit einer Vormischflamme ohne Pilotierung anstelle einer Diffusionsflamme ist in der Reaktionszone eine deutliche Temperaturabsenkung um bis zu $\frac{T_{Diff} - T_{Vor0\%}}{T_{TET}} = 0,19$ zu beobachten, die zu einer maßgeblichen NO_x -Reduktion beiträgt.

Interessant ist der Einfluss der Pilotflamme, da sie eine kleine fette Diffusionsflamme mit hohen Stickoxidemissionen zur Stabilisierung der Vormischflamme ist. Eine Verringerung

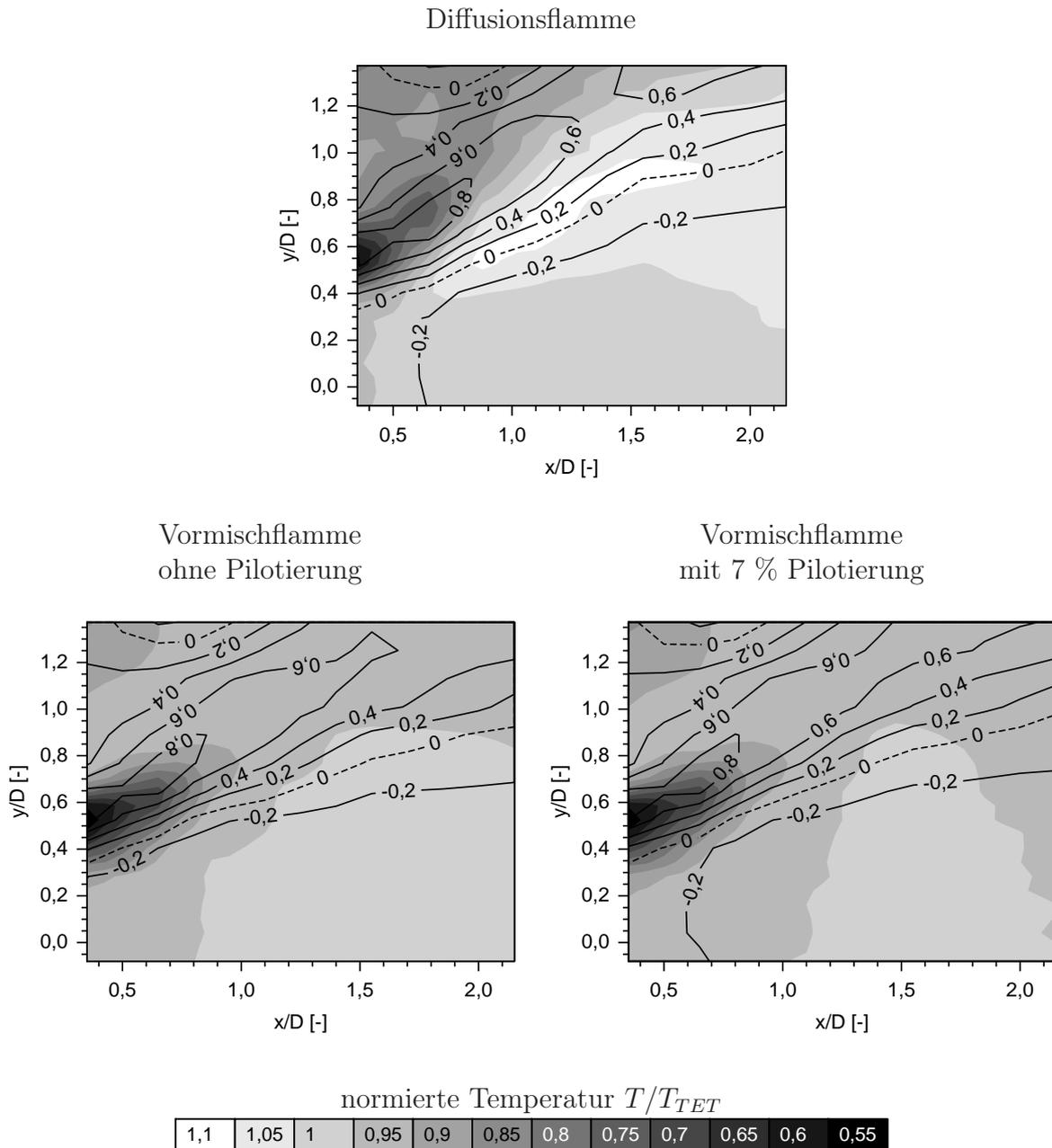


Abb. 7.5: Temperaturverteilung (Konturplot) mit überlagertem Axialgeschwindigkeitsfeld (Isolinien-Plot) bei $\lambda = 2,0$

des Pilotgasanteils oder sogar eine Vermeidung der Pilotflamme ohne Stabilitätseinbußen bietet ein Potential zur Stickoxidreduktion. Abbildung 7.6 zeigt rechts die normierte Temperaturdifferenz $\frac{T_{Vor7\%} - T_{Vor0\%}}{T_{TET}}$ zwischen pilotierter und unpilotierter Vormischflamme. Die Pilotflamme bewirkt eine deutliche Temperaturerhöhung von bis zu $T/T_{TET} = 0,057$ in der Zone zwischen der Null-Geschwindigkeitslinie und der Hauptströmung. Bei einem Temperaturniveau von 1700 K bis 1750 K in der Reaktionszone bedeutet eine Absenkung um nur $T/T_{TET} = 0,03$ eine Halbierung der NO_x -Emissionen. Zudem bestätigt dieses

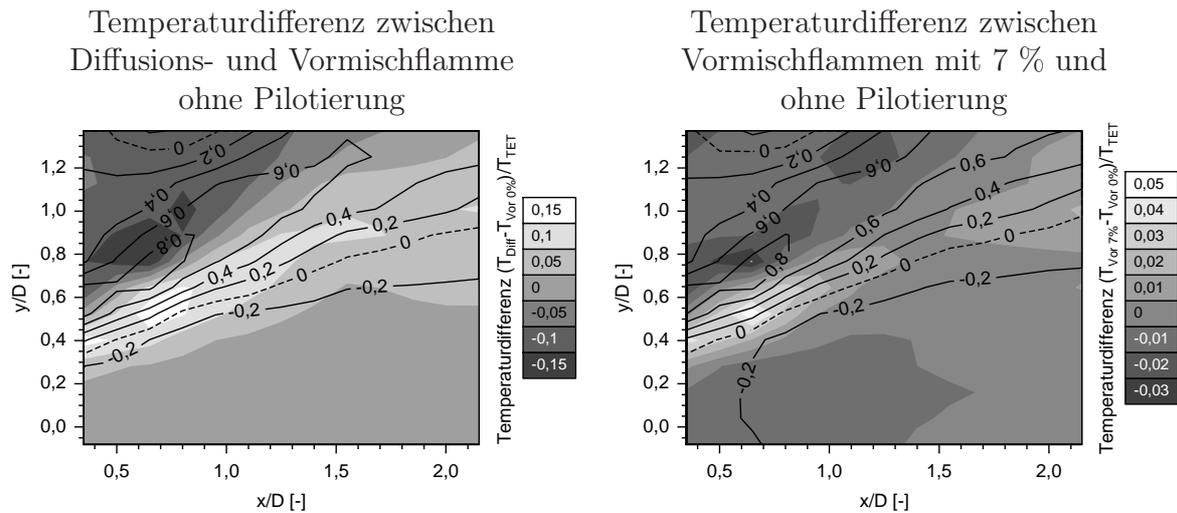


Abb. 7.6: Temperaturdifferenzen mit überlagerter Axialgeschwindigkeit im Vormischbetrieb ohne Pilotierung (links) und mit 7 % Pilotierung (rechts)

Ergebnis die Brennstoffmischungsuntersuchung (Kap. 6.1.3). Der durch den Pilotbrenner eingebrachte Kraftstoff zur Flammenstabilisierung ist ausschließlich in der Scherzone zwischen Hauptströmung und Rezirkulationsblase anzutreffen (Abb. 6.1), während der viel größere Brennstoffanteil (93 %), der mit der Luft im Diagonalgitter vorgemischt wird, überwiegend in der Hauptströmung detektiert wird (Abb. 6.9). Weil die Pilotflamme nur in den Randbereich der Vormischflamme hineinreicht und nicht die gesamte Vormischflamme abdeckt, bietet der Pilotbrenner hinsichtlich der Flammenstabilisierung Potential zur Verbesserung. Zusätzlich sollte mehr vorgemischter Brennstoff in die Scherzone eingebracht werden, in der die Flamme stabilisiert wird.

Zur Beurteilung des Flammenfortschrittverhaltens, d. h. der Lage und den zeitlichen Fluktuationen der Flammenfronten, wurden in der Brennkammer die OH-Radikalkonzentrationen mittels Laser-Lichtschnitt-Technik für den Diffusions- und Vormischbetrieb analysiert. In Abbildung 7.7 ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Flammenfront und deren relative Standardabweichung im Diffusionsbetrieb ohne Pilotierung dargestellt. Die Untersuchungen erfolgten mittels 2D-OH-LIF (Kap. 5.4). Um einen quantitativen Vergleich zu vereinfachen, wurde jeweils dieselbe Skalierung für die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten und deren Standardabweichungen bei allen Betriebsarten gewählt. Eine helle Schattierung entspricht einer hohen Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Flamme bzw. einer großen relativen Standardabweichung.

Der Ausschnitt der LIF-Messungen erstreckt sich in axialer Richtung von $x/D = 0,35$ bis $x/D = 0,97$ und in radialer Richtung von der Mittellinie $y/D = 0$ bis $y/D = -0,92$. Zugunsten eines schmalen Laser-Lightsheets mit hoher Lichtleistung wurde der Aufnahmebereich zweifach unterteilt, deswegen sind geringe Intensitätsunterschiede zwischen den Bildhälften am Übergang bei $x/D \approx 0,7$ bis $0,75$ zu beobachten. In Brennernähe bei $x/D < 0,35$ konnten trotz Hintergrundkorrektur aufgrund der starken Reflektionen vom gegenüberliegenden Fensterrahmen keine verwertbaren Informationen gewonnen werden. Jenseits $x/D > 0,97$ sind die chemischen Reaktionen weitgehend abgeschlossen,

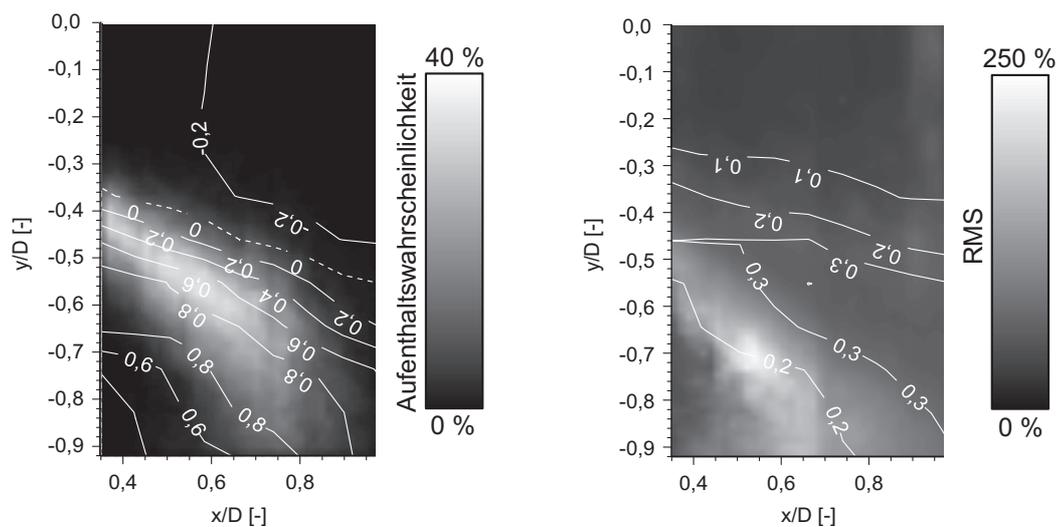


Abb. 7.7: Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Flammenfront mit überlagerter Axialgeschwindigkeitsverteilung (links) und deren Standardabweichungen (rechts) im Diffusionsbetrieb

und Flammenfronten konnten nicht mehr detektiert werden. Der Darstellung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit wurde die normierte Axialgeschwindigkeit u/u_{max} , gemessen mit dem LDA (Kap. 5.1), und den relativen Flammenfrontfluktuationen die normierten absoluten Axialgeschwindigkeitsfluktuationen $RMS(u)/u_{max}$ jeweils als Isolinienplot überlagert. Die mittleren Geschwindigkeiten wurden mit dem LDA zwar in der oberen Brennkammerhälfte für $y/D \geq 0$ gemessen, doch aufgrund guter Symmetrie des Strömungsfelds an der Mittellinie gespiegelt und so den in der unteren Hälfte ($y/D \leq 0$) aufgenommenen Flammenfrontbildern überlagert.

Im Diffusionsbetrieb ohne Pilotierung stabilisiert sich die Flamme in der Scherzone zwischen der Null-Geschwindigkeitslinie und der Hauptströmung (Abb. 7.7). Hier treten Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von maximal 40 % auf. Im Bereich der Hauptströmung sind relative Standardabweichungen (RMS) von bis zu 250 % zu beobachten, die auf starke Fluktuationen hindeuten. Sie liegen in der Größenordnung der relativen Standardabweichung der Brennstoffkonzentrationen mit bis zu 260 % (Abb. 6.2).

Die vier repräsentativen Einzelschussaufnahmen in Abbildung 7.8 zeigen den vorderen Bildausschnitt, jeweils von $x/D = 0,37$ bis $x/D = 0,68$. In den Bildern symbolisieren die hellen Konturen den momentanen Flammenfrontverlauf. Die zerklüfteten Verläufe weisen auf hohe Turbulenzen hin.

Im Gegensatz zum Diffusionsbetrieb, bei dem die Flammenfront nur zwischen dem Rezirkulationsgebiet und der Hauptströmung detektiert wurde (Abb. 7.7), stabilisiert sich die Flamme im Vormischbetrieb ohne Pilotierung zusätzlich im Bereich der äußeren Scherschicht bei Axialgeschwindigkeiten zwischen $u/u_{max} = 0,6$ und $0,8$ (Abb. 7.9). Zwischen beiden Reaktionszonen ist das vom Brenner einströmende unverbrannte Gemisch an der schwarzen hineinragenden Zunge zu erkennen. Die innere und äußere Reaktionszone sind auch auf den Einzelaufnahmen wiederzufinden (Abb. 7.10). Verglichen mit dem Diffusionsbetrieb verteilt sich die Reaktionszone auf eine größere Fläche (Abb. 7.9), wodurch

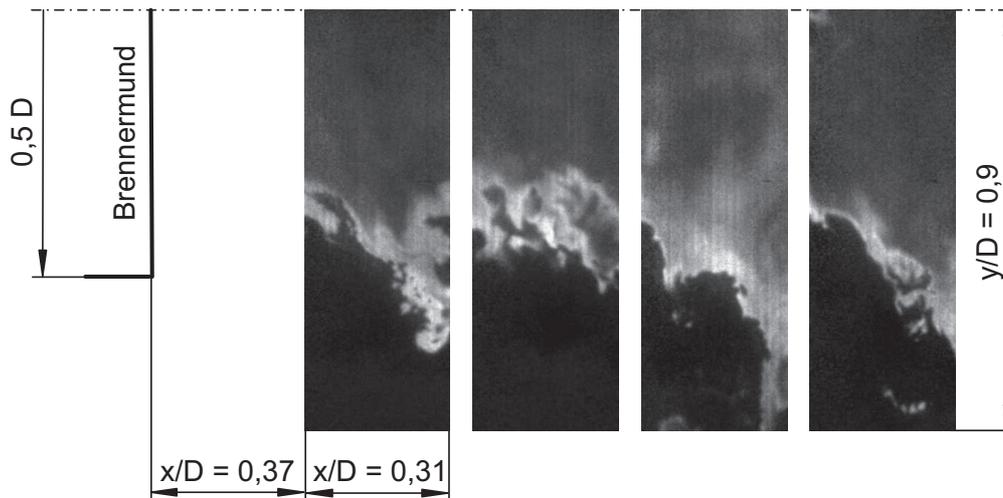


Abb. 7.8: Einzelschussaufnahmen der Flammenfronten im Diffusionsbetrieb

auch die maximale Aufenthaltswahrscheinlichkeit auf 25 % sinkt. Ebenso nehmen durch die Vormischung der Reaktanten die relativen Fluktuationen der Flammenfront um die Hälfte auf ca. 120 % ab und liegen somit noch im Bereich der Brennstoffschwankungen (Abb. 6.4), die maximal 100 % betragen. Lediglich im Bereich zwischen $x/D = 0,5 \dots 0,6$ und $y/D = -0,7 \dots -0,65$ treten stärkere Fluktuationen um 170 % auf. Wie später noch in Kapitel 7.3.2 gezeigt wird, fällt diese Zone mit dem Bereich der größten Geschwindigkeitsfluktuationen (Abb. 7.24) bei leichten Oszillationen annähernd zusammen. Diese schwachen Schwingungen werden durch den konvektiven Transport von periodischen Brennstoffinhomogenitäten in die Reaktionszone hervorgerufen.

In Abbildung 7.11 ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit und deren relative Fluktuationen im Vormischbetrieb mit 7 %iger Pilotierung und derselben thermischen Gesamtleis-

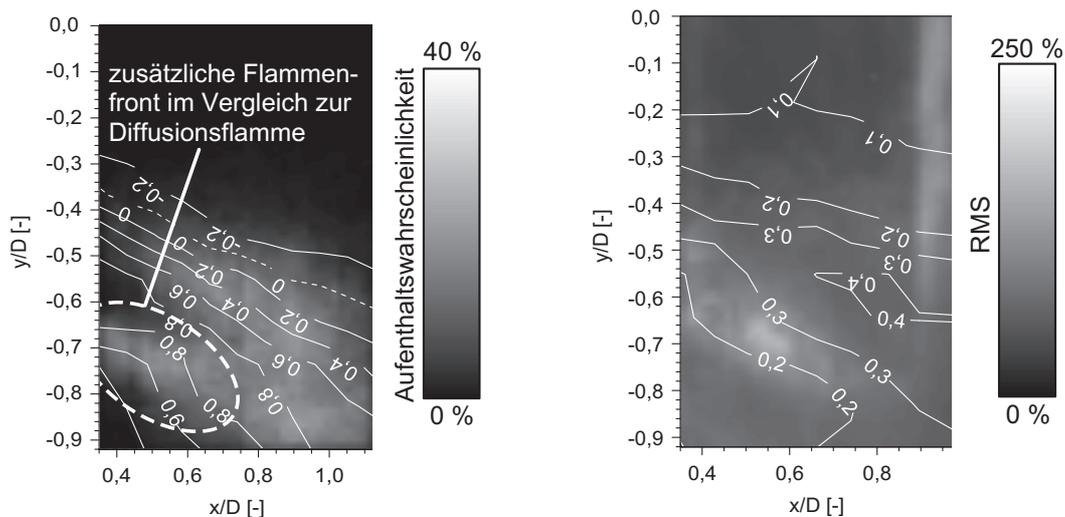


Abb. 7.9: Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Flammenfront mit überlagerter Axialgeschwindigkeitsverteilung (links) und deren Standardabweichungen (rechts) im Vormischbetrieb ohne Pilotierung

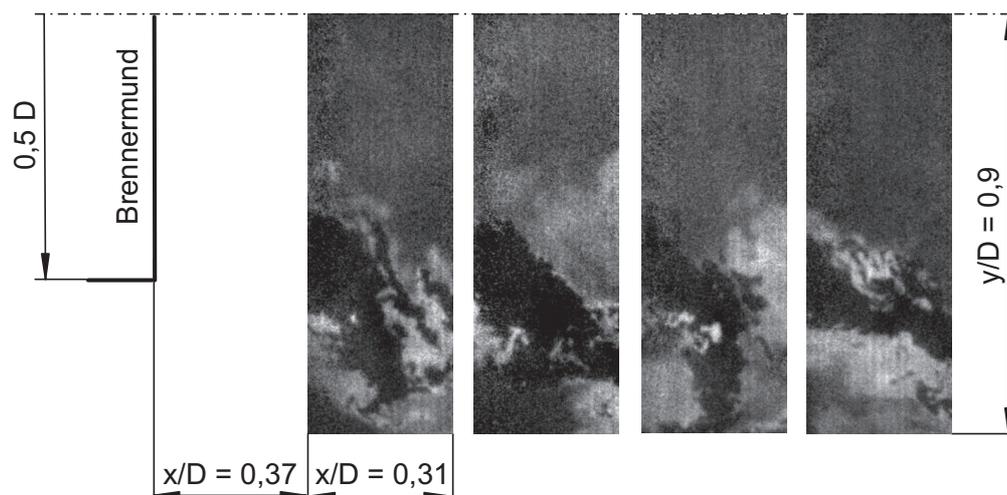


Abb. 7.10: Einzelschussaufnahmen der Flammenfronten im Vormischbetrieb ohne Pilotierung

tung wie bei den beiden vorherigen Betriebspunkten dargestellt. Wird die Aufenthaltswahrscheinlichkeit bei diesem Betriebspunkt mit dem ohne Pilotierung verglichen, ist ein deutlicher Helligkeitsunterschied in der Scherzone zwischen den jeweils linken Bildern in Abbildung 7.9 und 7.11 zu beobachten, der durch die zusätzliche Flammenfront des Pilotbrenners hervorgerufen wird. Durch die geringeren Fluktuationen (Abb. 7.11) aufgrund der zusätzlichen Pilotflamme wird die Flammenfront weniger gestört, womit die erhöhte Stabilität begründet werden kann (vgl. Abb. 7.1). Der fette Brennstoffstrahl vom Pilotbrenner mindert die relativen Kraftstoffschwankung des mageren Vormischbrenners (Kap. 6.1.2) in der Reaktionszone und trägt zur Homogenisierung bei. Andererseits steigen durch die Pilotflamme die Stickoxid-Emissionen aufgrund hoher Temperaturen in diesem

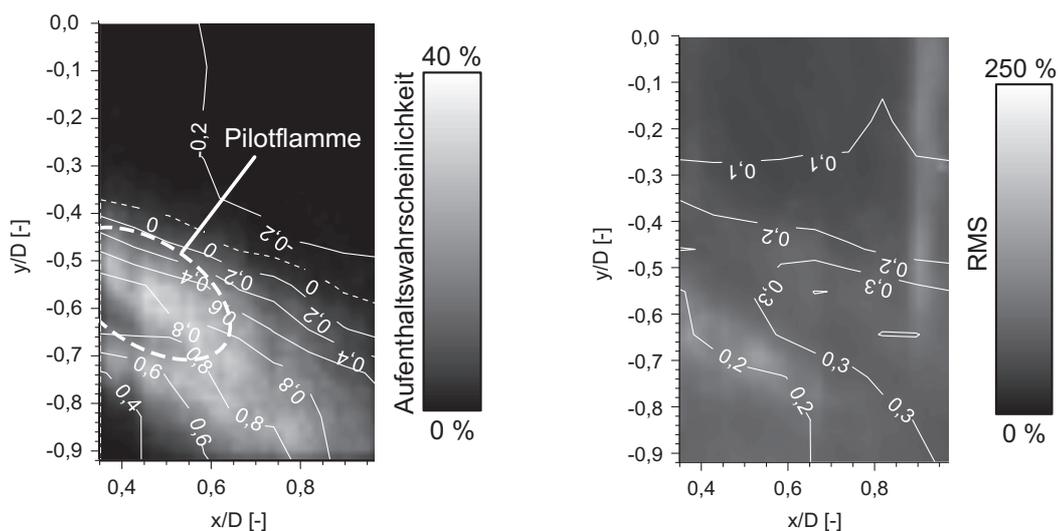


Abb. 7.11: Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Flammenfront mit überlagerter Axialgeschwindigkeitsverteilung (links) und deren Standardabweichungen (rechts) im Vormischbetrieb mit 7 % Pilotierung

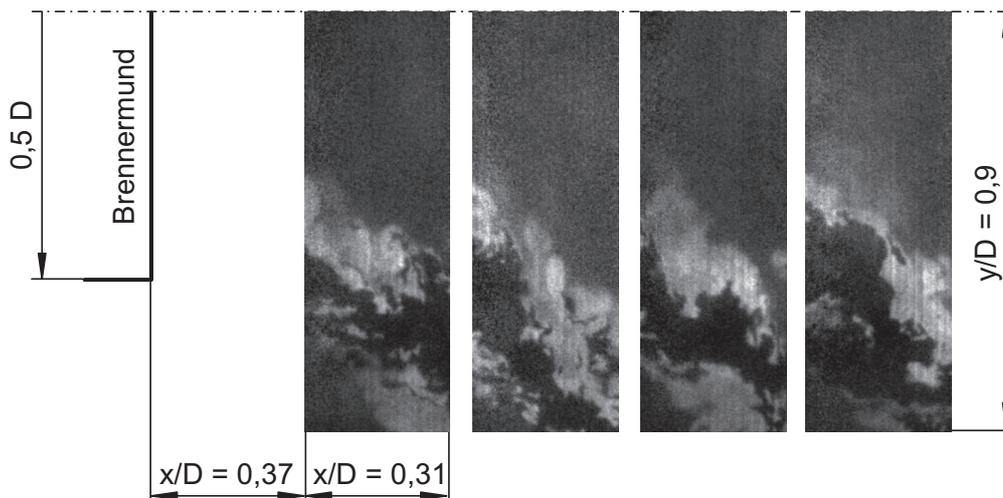


Abb. 7.12: Einzelschussaufnahmen der Flammenfronten im Vormischbetrieb mit 7 % Pilotierung

Bereich an. Wegen ihrer räumlichen Beschränkung auf den vorderen Bereich der Scherzone bis $x/D = 0,65$ kann sie nur unzureichend zur Stabilisierung der Hauptflamme unterhalb der Zunge in der Hauptströmung bei $u/u_{max} > 0,6$ beitragen.

Typische Einzelschussbilder bei diesem Betriebspunkt sind in Abbildung 7.12 zu sehen. Auch hier ist die Pilotflamme anhand der erhöhten Helligkeit oberhalb der schwarzen Zunge des einströmenden frischen Gemisches zu lokalisieren.

Die zu Beginn gezeigten Druckschwankungen im Plenum, die schon unter stationären Betriebsbedingungen auftreten, sind für die Entstehung der Brennkammerschwingungen von entscheidender Bedeutung. Können diese Instabilitäten auch in der Brennkammer Druckschwankungen auslösen und ist dort ihre Energie größer als die durch Reibungsverluste in der Reaktionszone dissipierte Energie, entstehen Brennkammerschwingungen. Nachfolgend werden drei oszillierende Betriebspunkte mit unterschiedlich starken Druckamplituden untersucht, um die Wirkketten und die phasenbezogenen Zusammenhänge der thermodynamischen Größen zu analysieren. Nur auf diesem Weg können Ansätze zur Bekämpfung der Brennkammerschwingungen abgeleitet werden.

7.3 Instationäre Verbrennung

Die nicht-reagierende Strömung weist periodische Instationaritäten auf (Kap. 6). So wurde ein präzessierender Wirbelkern detektiert, dessen Frequenz linear vom Luftvolumenstrom abhängt, ebenso wie erhebliche lokale Fluktuationen der Brennstoffkonzentrationen. Diese beiden Phänomene, die in der nicht-reagierenden Strömung auftreten, sind in der Lage Brennkammerschwingungen auszulösen. Aber auch unabhängig von den Instabilitäten unter isothermen Bedingungen können zusätzlich in reagierenden Strömungen durch das Brenner-Flamme-Brennkammer-System akustische Eigenfrequenzen der Gassäule in der Brennkammer angeregt werden, die zu lautstarken Oszillationen führen. Sogar die bei reagierender Strömung detektierten periodischen Druckschwankungen im Plenum können

bei größerer Amplitude Oszillationen in der Brennkammer auslösen.

Die nachfolgenden umfangreichen Messungen sollen die Ursache und die Wirkkette der Brennkammerschwingungen klären. Hierzu werden drei instationäre Betriebspunkte im Vormischbetrieb ohne Pilotierung ausgewählt (Abb. 7.1):

- gerade einsetzende Oszillationen ($\lambda = 1,52$)
- leichte Oszillationen ($\lambda = 1,46$)
- starke Oszillationen ($\lambda = 1,2$)

7.3.1 Verbrennung bei Einsetzen der Oszillationen

Ziel der Untersuchung ist, bei nahezu stationären Betriebsbedingungen ohne hörbare Resonanzfrequenzen erste Anzeichen von Instabilitäten in der Strömung zu erkennen, die den bevorstehenden Umschlag zu sehr schwachen Flammeninstabilitäten andeuten. Als Betriebspunkt wurde der Luftvolumenstrom $\dot{V}/\dot{V}_0 = 1$ mit einer Vorwärmtemperatur $T_0 = 673$ K im Vormischbetrieb ohne Pilotierung gewählt, um eine zusätzliche Stabilisierung durch die Pilotflamme zu vermeiden. Hierzu werden zunächst die periodischen Druckschwankungen im Plenum und in der Brennkammer analysiert. Bei dem zuvor untersuchten stationären Betriebspunkt ($\lambda = 2,0$) konnten bereits erste schwache Fluktuationen im Plenum detektiert werden, die bei niedrigeren Luftzahlen unter Umständen auch in der Brennkammer auftreten und die bevorstehenden Brennkammerschwingungen einleiten.

In Abbildung 7.13 sind die Fourier-Spektren der Druckverläufe im Plenum und in der Brennkammer bei $x/D = 1,65$, $y/D = 2$ für die Luftzahl $\lambda = 1,52$ über der Frequenz aufgetragen. Der Versuchsaufbau ist in Kapitel 5.5 beschrieben. Während für $\lambda > 1,52$ nur Oszillationen im Plenum und nicht in der Brennkammer (Abb. 7.3 und 7.4) festzustellen waren, können bei $\lambda = 1,52$ erstmals auch in der Brennkammer schwache Druckschwankungen mit 247 Hz detektiert werden. Dies legt den Schluss nahe, dass die Flammeninstabilitäten durch Druckschwankungen im Plenum ausgelöst werden. Bei Luftzahlen

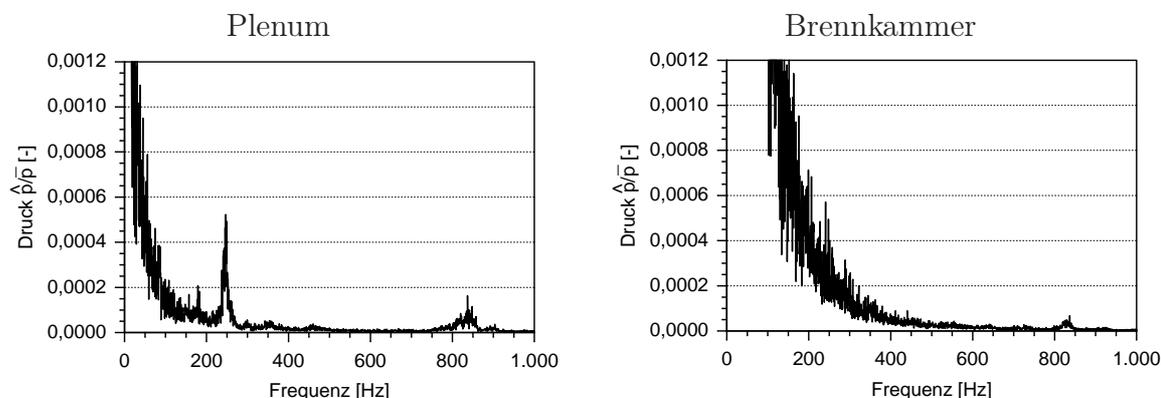


Abb. 7.13: Frequenzspektren im Plenum und in der Brennkammer bei $\lambda = 1,52$

$\lambda > 1,52$ ist die Flamme noch in der Lage, die vom Plenum ausgehenden Druckschwingungen zu dämpfen, so dass sie an der Brennkammerwand nicht mehr gemessen werden können.

Um die Druckverteilung räumlich in der Brennkammer und im Plenum in Abhängigkeit von der Phase zu analysieren, wurden Messungen nacheinander an verschiedenen Positionen (Abb. 7.14) durchgeführt. Die eingesetzte Messtechnik und der Versuchsaufbau sind in Kapitel 5.5 beschrieben. Die mit „p“ gekennzeichneten Stellen entsprechen den Positionen des Druckaufnehmers, jeweils $2D$ radial von Mittelachse entfernt, bedingt durch die Abmessungen der Druckmesssonde. Die weiß eingezeichnete Messstelle befindet sich auf der Rückwand der Brennkammer.

Abbildung 7.15 zeigt die phasenbezogenen Druckverteilungen an verschiedenen Messorten an der Brennkammerwand in axialer Richtung und Umfangsrichtung bei $\lambda = 1,52$. Da die Signale der Druckaufnehmer aufgrund der geringen Druckschwankungen an der Brennkammerwand und im Plenum stark verrauscht waren, wurden sie mit $250 \text{ Hz} \pm 100 \text{ Hz}$ Bandpass-gefiltert. Eine Kreuzkorrelation der Verläufe in der Brennkammer ergibt, dass sowohl in axialer Richtung als auch in Umfangsrichtung nur ein geringer Phasenverzug zwischen den einzelnen Kurven von maximal $\Delta\varphi \approx 9^\circ$ vorliegt, so dass ein Helmholtz-Mode in der Brennkammer wahrscheinlich ist. Für eine stehende Viertelwelle sind die Amplitudenunterschiede zu gering und ihre Wellenlänge wäre zu groß. Aufgrund der lauten Betriebsgeräusche des Versuchstandes können die geringen Phasenabweichungen auf Messungenauigkeiten des verrauschten Referenzsignals im Plenum zurückgeführt werden, mittels dem die zeitliche Zuordnung der einzelnen Verläufe erfolgte.

Auffällig ist die Phasenverschiebung der Druckverläufe zwischen Plenum und Brennkammer von $47,5^\circ$. Numerische Untersuchungen von Selle [87] ergaben ebenfalls Druckschwingungen im Plenum (Kap. 4.3), jedoch mit einer 180° -Phasenverschiebung zur Brennkammer. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass das Übertragungsverhalten der Flamme

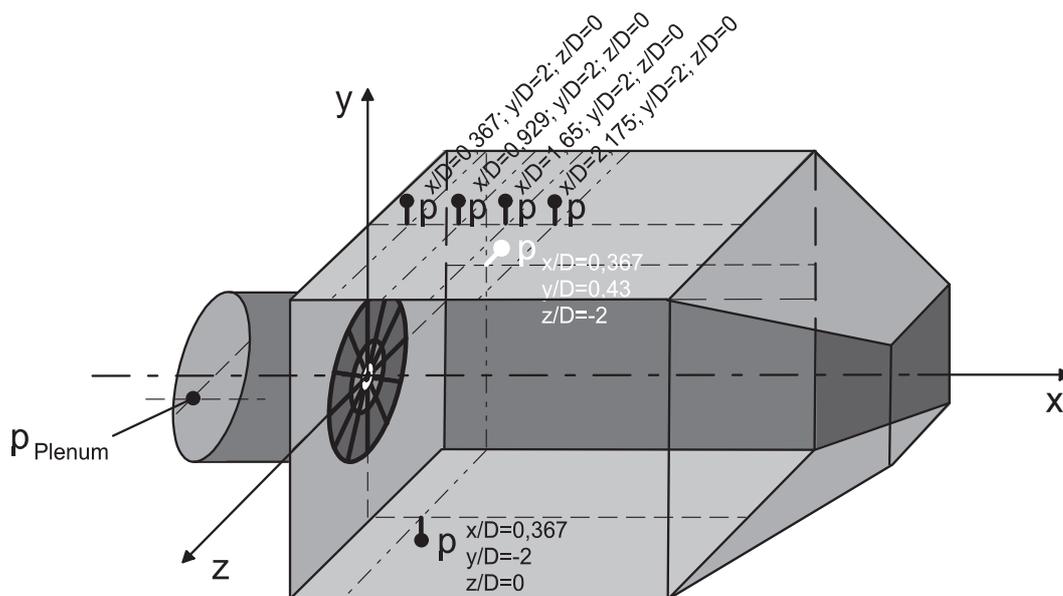


Abb. 7.14: Druckmessstellen im Plenum und in der Brennkammer

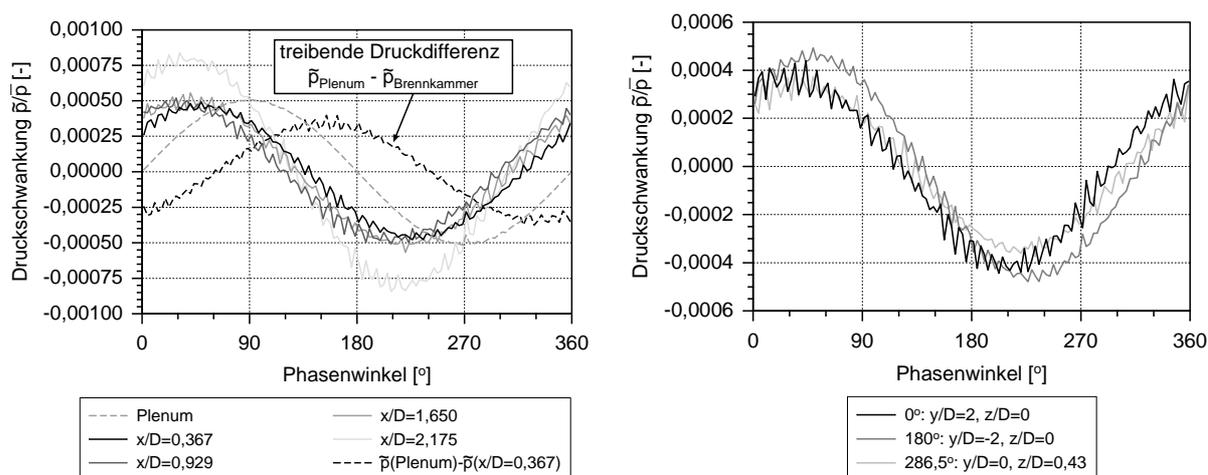


Abb. 7.15: Phasenbezogene Druckverteilung in axialer Richtung (links, $y/D = 2$, $z/D = 0$) und in Umfangsrichtung (rechts, $x/D = 0, 367$)

bei den Berechnungen unberücksichtigt blieb. Wie später noch gezeigt wird, wächst dieser Phasenverzug mit Abnahme der Luftzahl an.

Zusätzlich ist in Abbildung 7.15 die Druckdifferenz zwischen dem Plenum und der Brennkammer aufgetragen. Der Druckverlust über dem Brenner ist während der Untersuchung positiv gewesen, d. h. die Luft strömt immer vom Plenum in die Brennkammer. Da nur die periodisch fluktuierende Druckkomponente und nicht der stationäre Anteil in Abbildung 7.15 betrachtet wird, treten negative Druckdifferenzen zwischen Plenum und Brennkammer auf, die bei Berücksichtigung des Druckverlustes über den Brenner nicht vorhanden wären. Der Verlauf schwankt periodisch mit $\pm 0,00034 \hat{p}/\bar{p}$. Das bedeutet, die Luft wird durch die treibende Druckdifferenz im dazwischen liegenden Brenner verzögert und beschleunigt (Abb. 4.6). Gleichzeitig strömt der Brennstoff mit nahezu Schallgeschwindigkeit, kurz vor dem Choken, und deshalb nahezu konstant aus den Düsen in den Schaufeln des Diagonalgitters. Ist die Druckdifferenz zwischen Plenum und Brennkammer minimal, wird das Diagonalgitter des Brenners nur mit geringer Geschwindigkeit durchströmt, also bei $\varphi = 328,5^\circ$. Durch die langsame Strömungsgeschwindigkeit wird verhältnismäßig viel Brennstoff pro Volumen Luft eingebracht, so dass fette Kraftstoffballen entstehen. Bei $\varphi = 148,5^\circ$ hingegen bilden sich magere Blasen. So entstehen periodische Fluktuationen der Kraftstoffkonzentration. Eine Abschätzung nach Bernoulli (Gl. 5.1) ergibt Geschwindigkeitsschwankungen von $\pm 4\%$ um die mittlere meridiane Geschwindigkeitskomponente im Diagonalgitterkanal unter der Annahme inkompressibler Luft. Demnach sind periodische Schwankungen in der Brennstoffkonzentration von ebenfalls $\pm 4\%$ möglich, die bei Eintritt in die Reaktionszone Fluktuationen der Energiefreisetzungsrates bewirken und Verbrennungsinstabilitäten verursachen können.

Eine weitere Untersuchung mittels des LDA's soll klären, ob die Druckoszillationen einen merklichen Einfluss auf das Geschwindigkeitsfeld in der Brennkammer und insbesondere in der Reaktionszone der Flamme haben. Treten hier schon periodische Geschwindigkeitsfluktuationen auf, können diese zusammen mit den Fluktuationen der Energiefreisetzungsrates in der Flamme aufgrund der Kraftstoffschwankungen der Strömung erste periodische Schwankungen aufprägen, die zu Brennkammerschwingungen bei niedrigeren

Luftzahlen $\lambda < 1,52$ führen können. In Abbildung 7.16 sind die gemittelten Axial- und Umfangsgeschwindigkeiten und deren Standardabweichungen für $\lambda = 1,52$ dargestellt, beide Male normiert mit der maximalen Axialgeschwindigkeit. Die weiß gestrichelte Linie symbolisiert die Null-Geschwindigkeitslinie. Zwischen ihr und der Hauptströmung treten die stärksten Fluktuationen auf, wie aus den Standardabweichungen ersichtlich ist. Dort stabilisiert sich die Flamme und ist deshalb in diesem Bereich auch besonders empfindlich gegenüber starken Geschwindigkeitsfluktuationen. Da die Druckoszillationen um die Resonanzfrequenz sehr klein im Vergleich zum turbulenten Verbrennungsrauschen sind und ihre Amplitude vergleichsweise großen Schwankungen unterliegt, war das Drucksignal zur zuverlässigen Synchronisation der Burst Spectrum Analyser des LDA's nicht geeignet, um die Strömung phasenbezogen zu untersuchen. Deswegen wird auf Frequenzanalysen durch Fourier-Transformationen an ausgewählten Stellen zurückgegriffen, um Vorzugsfrequenzen eventuell vorhandener Instabilitäten zu erkennen, die später für die starken Brennkammerschwingungen bei geringeren Luftzahlen verantwortlich sein können.

Die Fourier-Spektren der normierten axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponente sind an den in dem Konturplot eingezeichneten Messstellen a bis f in Abbildung 7.17 für den Betriebspunkt unmittelbar nach Einsetzen der Oszillationen bei der Luftzahl $\lambda = 1,52$ dargestellt. Sie zeigen die Amplitude und die Frequenz der periodischen Geschwindigkeitsfluktuationen in der Strömung, die einen Eindruck von den instationären Abläufen vermitteln. Die Untersuchungen wurden mit dem LDA durchgeführt. Da während der Messung die Partikel in zufälligen und nicht äquidistanten Zeitabständen das Messvolumen passieren, erfolgt die Berechnung der Spektren nach der *Resampling Method* [32, 33]. Erste leichte Geschwindigkeitsfluktuationen bei 247 Hz zeichnen sich durch kleine Spitzen in der Axialkomponente der Hauptströmung bei $x/D = 0,367$, $y/D = 0,563$ (Messstelle c) in Brennernähe und stromab bei $x/D = 0,633$, $y/D = 0,625$ (Messstelle f) ab. An weiter radial innen bzw. außen gelegenen Positionen lassen sich keine Peaks feststellen. Die geringen Schwankungen treten ausschließlich in der Hauptströmung auf und können auf periodische Störungen aufgrund der einsetzenden Verbrennungsinstabilitäten zurückgeführt werden. Derartige Störungen können entweder beim Passieren der Flammenfronten vollständig dissipieren oder stark gedämpft werden, wie experimentelle Unter-

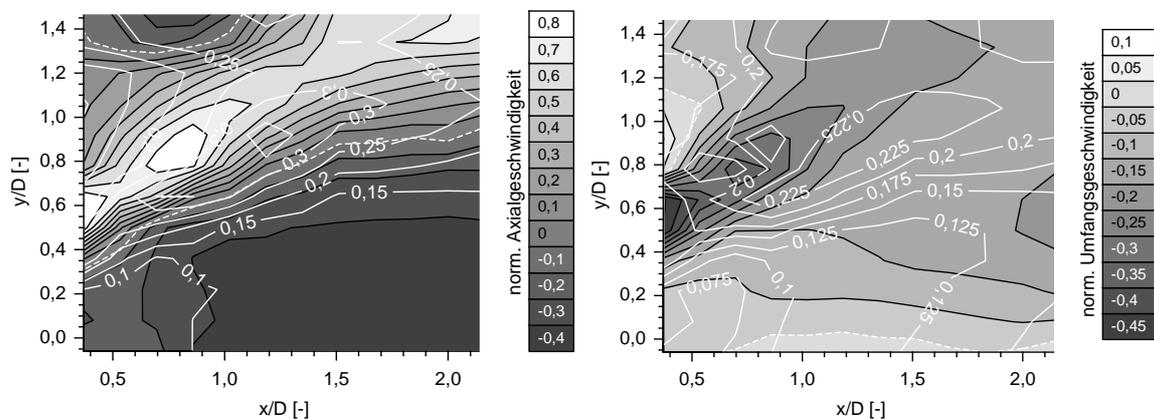


Abb. 7.16: Mittlere Axial- und Umfangsgeschwindigkeit (Konturplot) mit überlagerter mittlerer Standardabweichung (Isolinien-Plot)

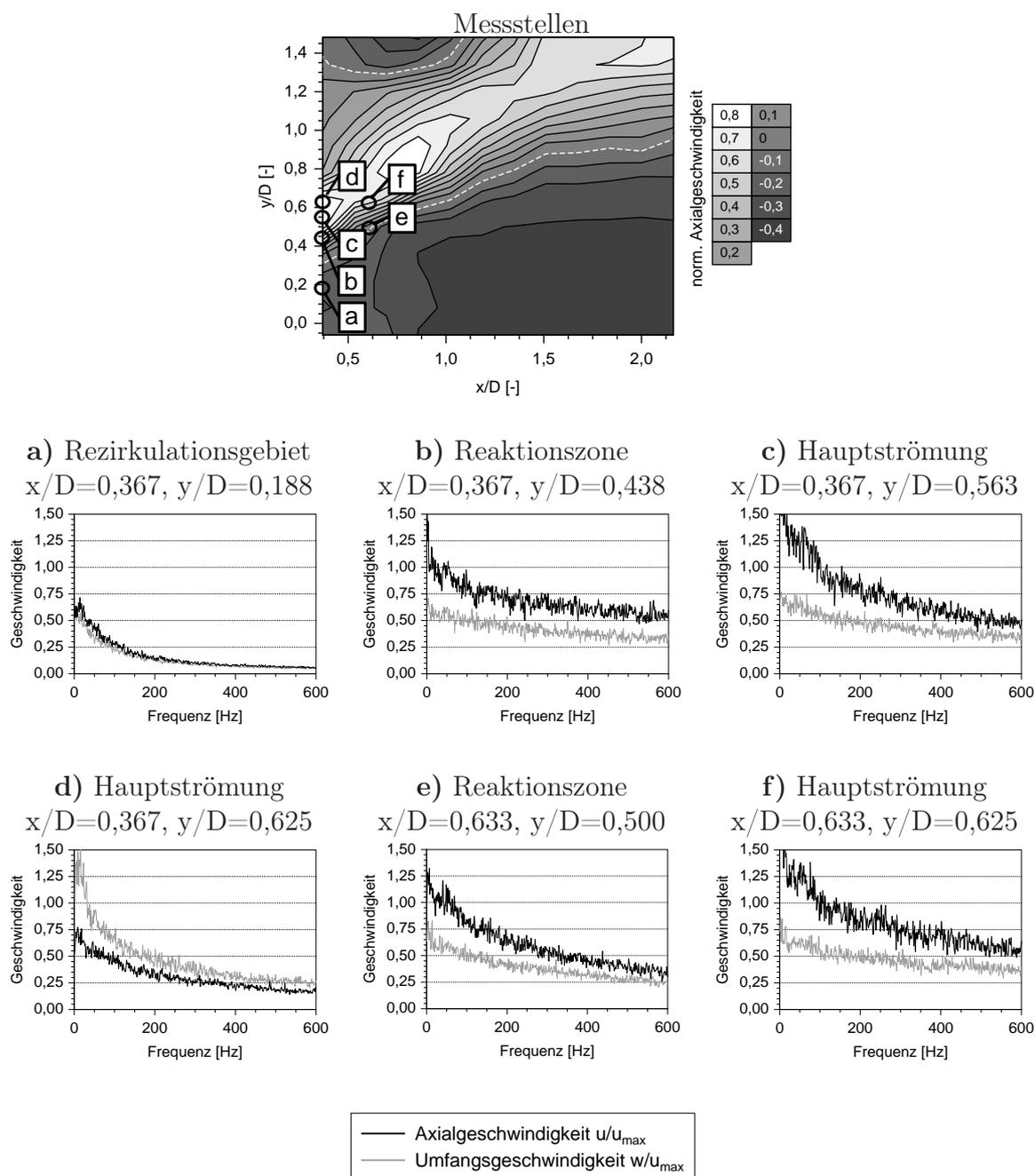


Abb. 7.17: Fourier-Spektren der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten bei $\lambda = 1,52$

suchungen von Mueller et al. [66] ergaben, und sind mit dem LDA deswegen nur äußerst schwer nachzuweisen. Da am Brennermund Strouhal-Zahlen um 0,295 vorliegen, müssen die Instabilitäten nicht zwangsläufig die Form eines präzessierenden Wirbelkerns annehmen, wie in der isothermen Strömung (Kap 6.2.3). Nach Laufer und Monkewitz [47] können sich ab $St \geq 0,3$ auch torusförmige Strukturen bilden, auf deren Anwesenheit die vorangegangenen Druckmessungen (Abb. 7.15) hindeuten.

Eine zusätzliche Untersuchung des Temperaturfeldes am Brennermund soll Aufschluss geben, ob bereits bei $\lambda = 1,52$ erste periodische Temperaturfluktuationen auftreten. Im Zusammenhang mit Brennkammerschwingungen ist dies besonders interessant, da die Oszillationen neben periodischen Fluktuationen des Geschwindigkeitsfeldes auch durch Schwankungen der Energiefreisetzungsrates aus Brennstoffinhomogenitäten hervorgerufen werden können und die Temperatur als Maß für die Energiefreisetzung herangezogen werden kann. Der Versuchsaufbau und die eingesetzte Messtechnik sind in Kapitel 5.6.2 erläutert. Da keine phasenbezogene Geschwindigkeitsmessung aufgrund der äußerst geringen Druckschwankungen bei $\lambda = 1,52$ möglich war, wurde bei der Berücksichtigung des dynamischen Verhaltens des Thermoelements (Gln. 5.22 und 5.23) die lokale mittlere Geschwindigkeit zur Berechnung der örtlichen Zeitkonstante (Gl. 5.19) verwendet. Der hierbei auftretende Fehler kann aufgrund der ohnehin sehr kleinen periodischen Geschwindigkeitsschwankung (Abb. 7.17) vernachlässigt werden. In Abbildung 7.18 ist der um den Einfluss der Strahlung korrigierte mittlere Temperaturverlauf über dem radialen Abstand y/D zur Brennerachse bei $x/D = 0,367$ aufgetragen. Die Temperaturen wurden mit der Turbineneintrittstemperatur T_{TET} normiert, die Balken symbolisieren die Bandbreite der gemessenen Temperaturstreuungen. Zur besseren Orientierung sind zusätzlich die normierten Axial- und Umfangsgeschwindigkeitsprofile eingefügt worden.

Bei $\lambda = 1,52$ treten die stärksten Temperaturschwankungen im Nachlauf der Frischgasausblausung des Brenners von $y/D = 0,35$ bis $y/D = 0,75$ auf (Abb. 7.18). Abbildung 7.19 zeigt in der Reaktionszone, in der Hauptströmung und in der äußeren Scherzone (Abb. 6.1) die Fourier-Spektren der Temperaturen. Mit dem in Kapitel 5.6.2 vorgestellten Messverfahren können periodische Temperaturfluktuationen bis ca. 300 Hz nachgewiesen werden.

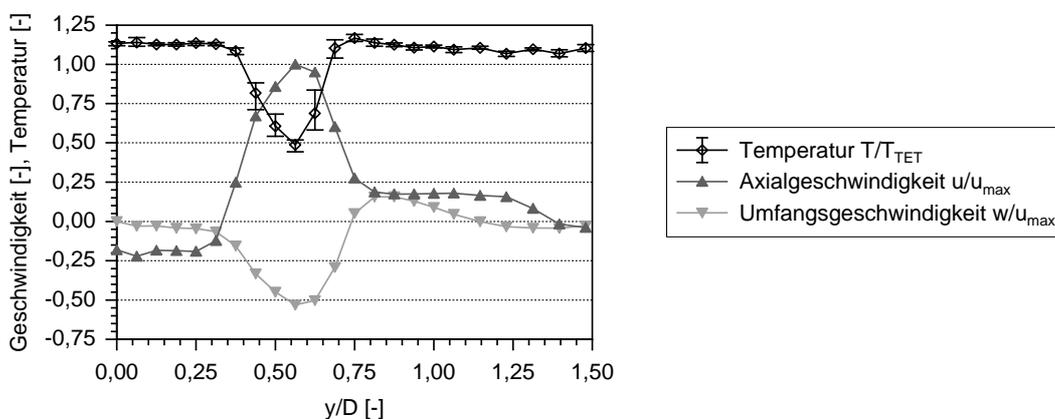


Abb. 7.18: Radiale Temperatur- und Geschwindigkeitsverläufe bei $x/D = 0,367$ und $\lambda = 1,52$

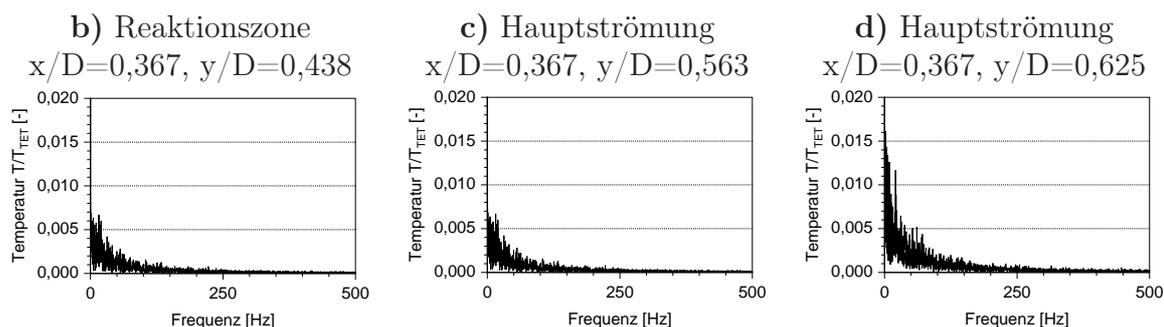


Abb. 7.19: Fourier-Spektren der Temperaturverläufe bei $\lambda = 1,52$

Die Messstellen entsprechen den Positionen b, c, und d in Abbildung 7.17. Trotz erster Anzeichen periodischer Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen (Abb. 7.15 und 7.17) sind bei diesem Betriebspunkt keine Periodizitäten um 250 Hz in den Temperaturverläufen in der Brennkammer zu beobachten. Demnach können die Schwankungen in Abbildung 7.18 vorwiegend auf die hohe Turbulenz zurückgeführt werden. Die Kraftstoffkonzentrationschwankungen sind noch zu gering, um Fluktuationen in der Energiefreisetzung hervorzurufen.

Selbst die Fourier-Spektren der Geschwindigkeiten bei stationärer Strömung im Vormischbetrieb mit $\lambda = 2,0$ (Abb. 7.20) deuten erste Instabilitäten zwischen 240 Hz und 250 Hz im Bereich der späteren Resonanzfrequenz von 247 Hz bei $\lambda = 1,52$ (Abb. 7.1) an. Die Verläufe weisen aber nur bei den axialen Geschwindigkeitskomponenten niedrige Spitzen auf, bei den in Umfangsrichtung fast keine. Daraus lässt sich ableiten, dass die Verbrennungsinstabilitäten hauptsächlich durch vom Brenner ausgehende axial-agierende Geschwindigkeitsfluktuationen eingeleitet werden, die aus den Druckschwankungen im Plenum (Abb. 7.3 Mitte) resultieren. Weiter stromab in der Brennkammer können bei $\lambda = 2,0$ keine Fluktuationen mehr festgestellt werden. Die Geschwindigkeitsschwankungen werden stromab des Brenners durch die Flamme in der Reaktionszone gedämpft.

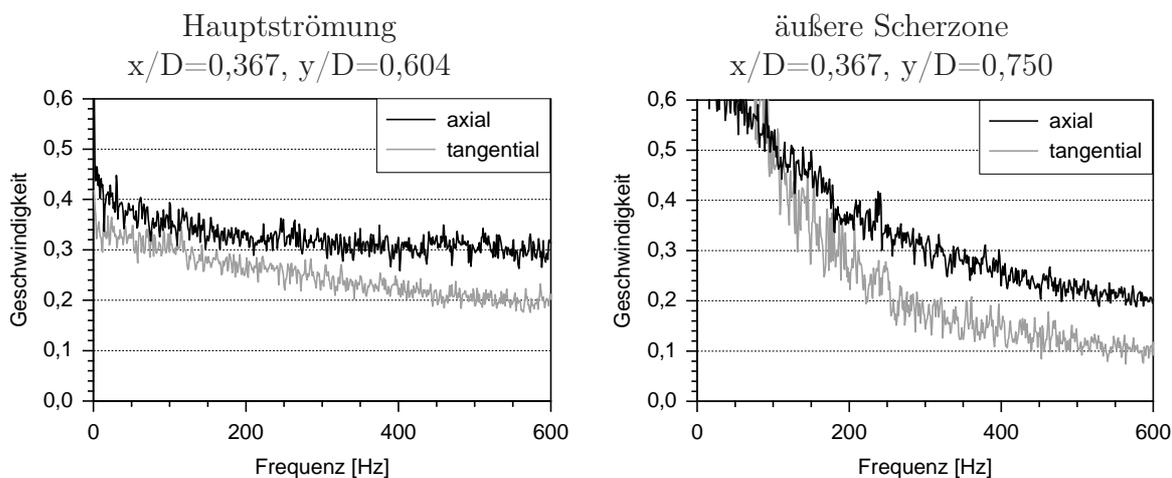


Abb. 7.20: Fourier-Spektren der Geschwindigkeiten bei $\lambda = 2,0$

Zusammenfassend ist zu beobachten, dass bei $\lambda = 1,52$ im Vergleich zum stationären Vormischbetrieb bei $\lambda = 2,0$ periodische Druckschwankungen neben dem Plenum auch in der Brennkammer jeweils im Helmholtz-Mode auftreten. Leichte periodische Geschwindigkeitsschwankungen, vornehmlich in axialer Richtung, beginnen sich in der Brennkammer abzuzeichnen, während Temperaturfluktuationen nicht nachweisbar sind. So können die periodischen Kraftstoffinhomogenitäten, die aus der treibenden Druckdifferenz zwischen Plenum und Brennkammer resultieren, die Flamme allenfalls minimal anregen, wenn nicht schon vor Erreichen der Reaktionszone eine homogene Vermischung aufgrund der Abwesenheit von Temperaturfluktuationen stattgefunden hat. Zudem ergeben die Untersuchungen, dass die Brennkammerschwingungen hauptsächlich durch axiale periodische Geschwindigkeitsschwankungen eingeleitet werden.

Leider verhinderten die geringen Druckamplituden eine phasenbezogene Untersuchung des Strömungsfeldes, die erst ab Luftzahlen $\lambda \leq 1,46$ möglich ist. Dann zeichnen sich erstmals leichte hörbare Brennkammerschwingungen vom turbulenten Verbrennungsrauschen ab. Deswegen wird im folgenden Abschnitt dieser Betriebspunkt analysiert, um einen detaillierten Zusammenhang zwischen den einzelnen thermodynamischen Größen herzustellen. Auf diesem Wege können die Ursachen und die Wirkketten der Verbrennungsinstabilitäten dargelegt werden.

7.3.2 Schwach oszillierende Verbrennung

Wie zuvor wurde die Luft bei der Untersuchung der schwach oszillierenden Strömung auf 673 K vorgewärmt und ihr Volumenstrom zu $\dot{V}/\dot{V}_0 = 1$ gewählt. Das 290 K warme Erdgas wurde zur Vormischung den Düsen in den Diagonalgitterschaufeln zugeführt. Von einer Pilotierung wurde abgesehen, da außer dem Drall keine zusätzliche Stabilisierung erwünscht war. Bei einer Luftzahl von $\lambda = 1,46$ treten leichte hörbare Schwingungen auf, die sich vom turbulenten Verbrennungsrauschen abheben. Abbildung 7.21 zeigt die Fourier-Spektren der Druckoszillationen im Plenum und in der Brennkammer. Während die Schwingungen in Brennkammerwandnähe fast vollständig im Rauschen untergehen, zeichnet sich im Plenum ein moderater Peak bei 251 Hz ab, dessen Frequenz minimal größer als bei einsetzenden Oszillationen (247 Hz) ist. Höhere harmonische Frequenzen werden nicht detektiert.

In Abbildung 7.22 sind die über eine Periode gemittelten Druckschwingungen in der Brennkammer zu sehen. Da die Signale der beiden Druckaufnehmer aufgrund der geringen Druckschwankungen an der Brennkammerwand und im Plenum stark verrauscht waren, wurden sie mit 250 Hz \pm 100 Hz Bandpass-gefiltert. In der Brennkammer liegen in axialer Richtung und in Umfangsrichtung nur minimale Phasenverschiebungen zwischen den Druckverläufen vor, die im Bereich der Messungenauigkeit liegen. Im Vergleich zu dem Betriebspunkt bei einsetzenden Oszillationen (Abb. 7.15) steigt die Amplitude der Druckschwingung an, d. h. der höhere Brennstoffmassenstrom verursacht stärkere Wärme-freisetzungsfuktuationen, die zu größeren periodischen Druckfluktuationen führen. Durch die ebenfalls größere periodisch fluktuierende Druckdifferenz zwischen Plenum und Brennkammer von $\pm 0,00073 \hat{p}/\bar{p}$ bei $\lambda = 1,46$ entstehen stärkere Geschwindigkeitsfluktuationen im Diagonalgitterkanal des Brenners (Abb. 4.6) von $\pm 8 \%$ um den Mittelwert unter der

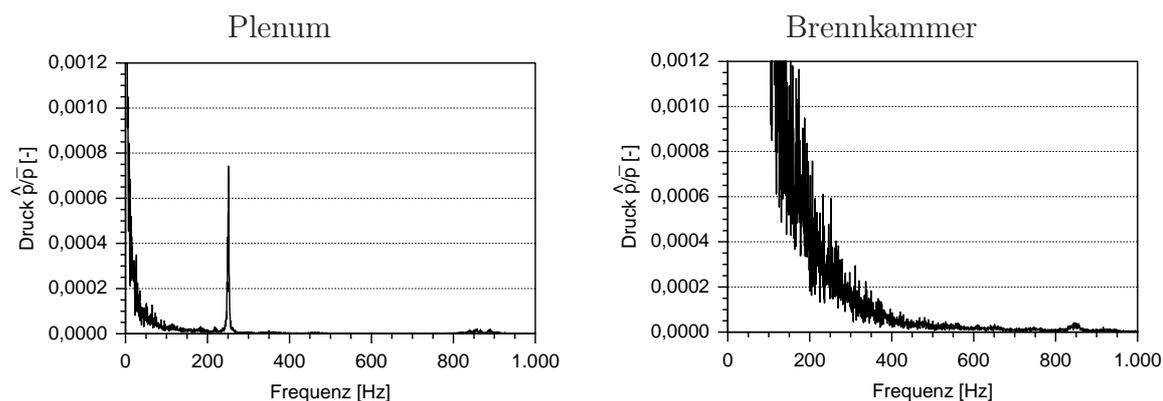


Abb. 7.21: Frequenzspektren im Plenum und in der Brennkammer

Annahme inkompressibler reibungsfreier Strömung. Bei konstantem Brennstoffmassenstrom bilden sich noch größere Kraftstoffinhomogenitäten aus, als bei gerade einsetzenden Oszillationen. Auch die Phasenverschiebung zwischen Plenum und Brennkammer bei $x/D = 0,367$ ist von $47,5^\circ$ bei einsetzenden Oszillationen auf 57° bei leichten Schwingungen angewachsen. Bei der Berechnung der Druckdifferenz wurden nur die periodischen Fluktuationen im Plenum und in der Brennkammer berücksichtigt. Durch den vernachlässigten Druckverlust über den Brenner lassen sich die negativen Druckdifferenzen in Abbildung 7.22 erklären, da dies sonst einen Offset zur Folge hätte.

Wie sich schon bei der Analyse der einsetzenden Flammeninstabilitäten (Kap. 7.3.1) angedeutet hat, liegt ein Helmholtz-Schwingungsmodus in der Brennkammer vor. Eine stehende Viertelwelle scheidet aufgrund der zu geringen Abmessungen des Plenums und der Brennkammer aus. Die nachfolgenden phasenbezogenen Darstellungen sind auf den Druckverlauf im Plenum bezogen, d. h. die Extrema liegen bei exakt 90° und 270° .

Die kleine Amplitude der Druckschwingungen im Plenum bei 251 Hz reicht gerade noch

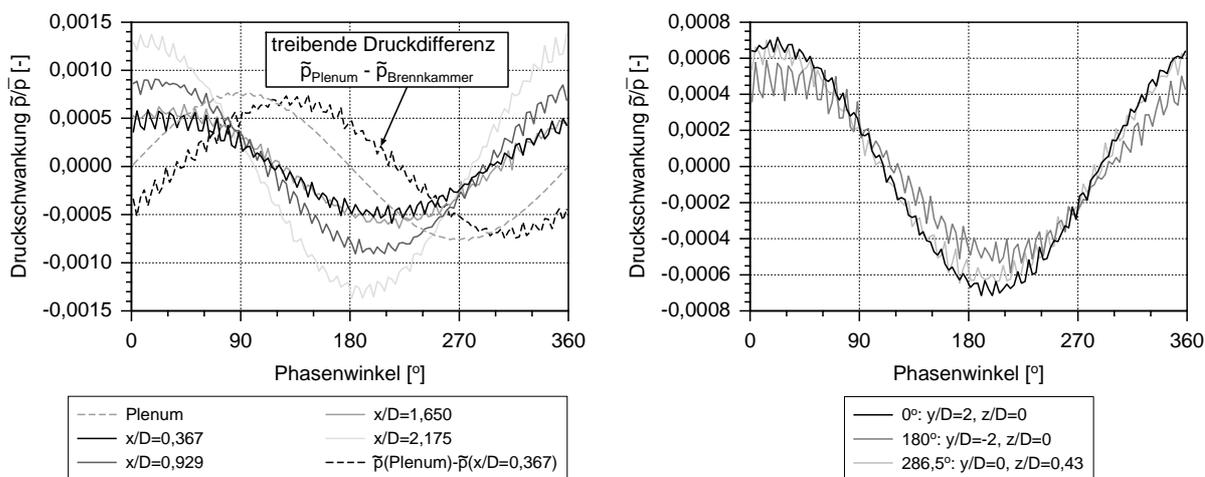


Abb. 7.22: Phasenbezogene Druckverteilung in axialer Richtung (links, $y/D = 2$, $z/D = 0$) und in Umfangsrichtung (rechts, $x/D = 0,367$)

für ein verwertbares Triggersignal zur Synchronisation der Burst Spektrum Analyser des LDA's (Kap. 5.1.4) aus. Deswegen ist eine phasenbezogene Analyse der oszillierenden Strömung unmittelbar nach ihrer Entstehung im Anfangsstadium bei relativ magerer Luftzahl möglich, um die Zusammenhänge zwischen Druck und Geschwindigkeit zu klären und festzustellen, ob relevante Geschwindigkeitsfluktuationen in der Reaktionszone auftreten. Die Geschwindigkeitsschwankungen können aus den periodischen Kraftstofffluktuationen resultieren. Reagiert eine brennstoffreiche Blase steigen die Temperaturen und die NO_x -Emissionen. Durch die niedrigere Dichte erhöht sich lokal die Strömungsgeschwindigkeit.

Wegen der geringen Geschwindigkeitsschwankungen um den Mittelwert ist eine Aufteilung der Darstellung in den phasengemittelten periodischen Anteil und den stationären Mittelwert nach den Gleichungen 6.3 und 6.4, wie schon bei der nicht-reagierenden Strömung, sinnvoll. Der stationäre Mittelwert der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten \bar{u} und \bar{w} mit den dazugehörigen absoluten Standardabweichungen ist in Abbildung 7.23 dargestellt, normiert mit der maximalen mittleren Axialgeschwindigkeit \bar{u}_{max} bei diesem Betriebspunkt, die um 0,4 % unter der bei einsetzenden Oszillationen ($\lambda = 1,52$, Kap. 7.3.1) liegt. Die Null-Geschwindigkeitslinie ist weiß gestrichelt eingezeichnet. Die höchsten Standardabweichungen treten in der Scherzone zwischen Hauptströmung und Rezirkulationsgebiet auf, nahe dem Bereich maximaler Geschwindigkeiten zwischen $x/D = 0,7$ und 1 bei $y/D = 0,8$. Im Vergleich zum Betriebspunkt bei $\lambda = 1,52$, wo nur sehr geringe Fluktuationen detektiert wurden, ist die Standardabweichung der Axialgeschwindigkeit um 15 % angewachsen.

Der periodisch fluktuierende Anteil der Axialgeschwindigkeit \tilde{u} , der dem Mittelwert \bar{u} (Abb. 7.23) überlagert ist, ist in Abbildung 7.24 bezogen auf \bar{u}_{max} (Gl. 6.3) dargestellt. Zusätzlich sind die normierten Standardabweichungen als Isolinien eingezeichnet. Bei der schwach oszillierenden Strömung betragen die Amplituden bis zu 12 % von \bar{u}_{max} . Der Phasenwinkel φ bezieht sich auf den Druckverlauf in Abbildung 7.22. Größere periodische Geschwindigkeitsschwankungen finden nur in der Scherzone im Bereich von $x/D = 0,5$ bis 0,9 und $y/D = 0,3$ bis 0,6 statt und erreichen ihr Maximum bei einem Phasenwinkel $\varphi = 268^\circ$ und ihr Minimum bei $\varphi = 88^\circ$. Demnach eilen die Druckschwankungen den

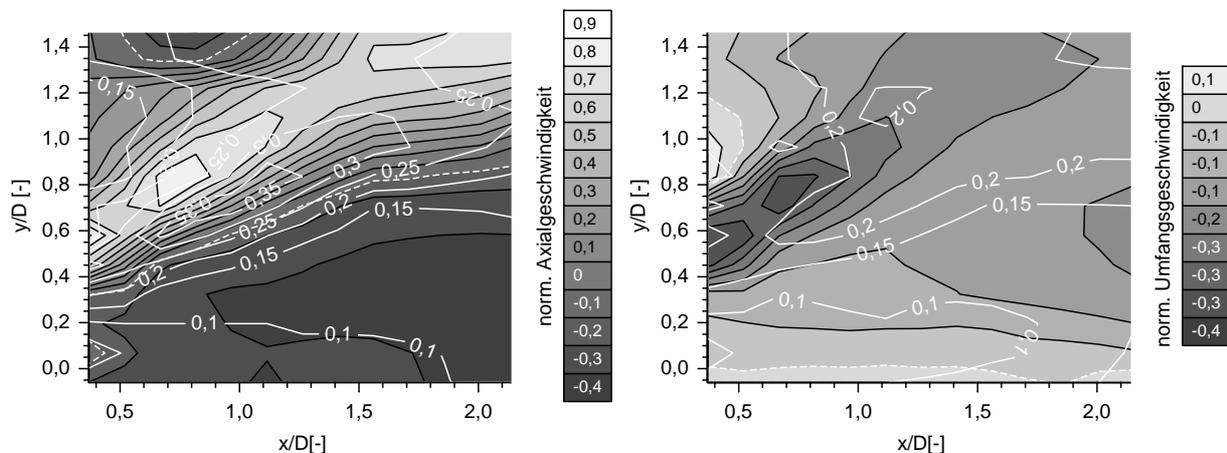
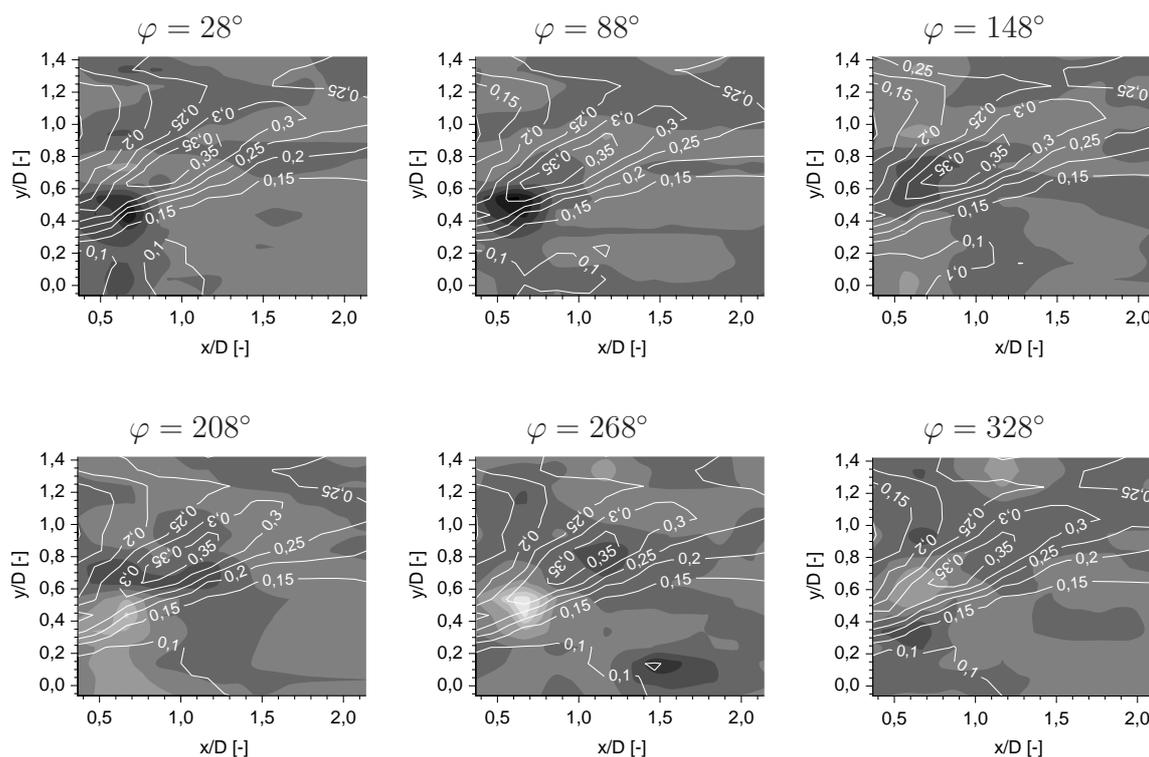


Abb. 7.23: Mittlere Axial- und Umfangsgeschwindigkeit (Konturplot) mit überlagerter mittlerer absoluter Standardabweichung (Isolinien-Plot)



periodische Geschwindigkeitsfluktuationen \tilde{u}/\bar{u}_{max}

0,1	0,075	0,05	0,025	0	-0,025	-0,05	-0,075	-0,1	-0,125
-----	-------	------	-------	---	--------	-------	--------	------	--------

Abb. 7.24: Periodische Fluktuationen der Axialgeschwindigkeit (Konturplot) und deren periodische Standardabweichung (Isolinienplot) bei verschiedenen Phasenlagen

Geschwindigkeitsschwankungen um 120° voraus. Die Standardabweichungen sind weitgehend konstant über dem Phasenwinkel. Innerhalb der Reaktionszone steigen die normierten Standardabweichungen auf bis zu 0,4 an, dem Doppelten der sonst üblichen Werte in der Strömung.

Eine Bewegung der Instabilitäten stromab vom Brennermund mit anschließender Dissipation, wie bei dem präzessierenden Wirbelkern in der nicht-reagierenden Strömung (Kap. 6.2.3), ist nicht zu beobachten, vielmehr ist der Bereich ortsfest, auf den sich die schwachen periodischen Geschwindigkeitsschwankungen bei $\lambda = 1,46$ beschränken.

Die Amplitude der axialen Geschwindigkeitsfluktuationen \tilde{u}_{max} , die dem stationären Anteil \bar{u} (Abb. 7.23) überlagert sind, und deren Phase sind in Abbildung 7.25 dargestellt. Die Phase ist auf die Druckschwungung im Plenum (Abb. 7.22) bezogen. Aus dieser Darstellung ergeben sich die Phasenwinkel, bei denen jeweils die lokalen Geschwindigkeitsmaxima der Fluktuationen auftreten. Die Geschwindigkeitsschwankungen sind mit dem Maximalwert der mittleren Axialgeschwindigkeit \bar{u}_{max} normiert aufgetragen. Beiden Konturplots wurde die normierte mittlere Axialgeschwindigkeit \bar{u} zur besseren Orientierung überlagert. Die größten Geschwindigkeitsschwankungen sind in der Reaktionszone zwischen $x/D = 0,5$,

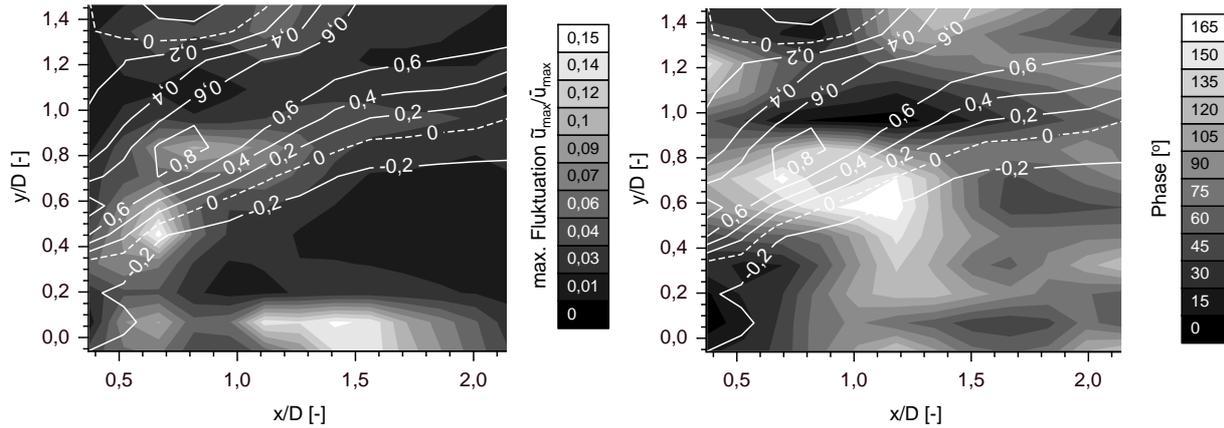


Abb. 7.25: Maximale Geschwindigkeitsfluktuationen und deren Phase (Konturplots) mit jeweils überlagert mittlerer Axialgeschwindigkeit (Isolinien-Plots)

$y/D = 0,3$ und $x/D = 0,9$, $y/D = 0,6$ und im Zentrum des Rezirkulationsgebiets auf der Brennerachse von $x/D = 1$ bis $x/D = 1,7$ zu beobachten. Eine Phasenverschiebung von 180° zwischen den Schwankungen in der Rezirkulationszone und denen in der Reaktionszone bis $x/D = 1,3$ deutet sich an.

In Abbildung 7.26 sind an den ausgewählten Positionen a bis f in der Rezirkulations-, der Reaktionszone, der Hauptströmung und im Außenbereich der Hauptströmung die periodischen Fluktuationen der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten $\tilde{u}(\varphi)$ und $\tilde{w}(\varphi)$ über dem Phasenwinkel φ dargestellt, wiederum normiert mit dem Maximum der gemittelten Axialgeschwindigkeit \bar{u}_{max} (Gln. 6.3 und 6.4). Bei den Geschwindigkeitsverläufen liegen neben der Grundfrequenz keine Einflüsse harmonischer Frequenzen und somit auch keine nicht-linearen Effekte vor, so dass diese Instabilitäten noch mit der linearen Akustik beschrieben werden können.

In Brennernähe bei $x/D = 0,367$ (Messstellen a-d) sind Schwingungen mit nur kleinen Amplituden um $\pm 0,02$ festzustellen. Da stromab in der Reaktionszone $x/D = 0,633$, $y/D = 0,563$ (Messstelle e) die Oszillationen auf $\pm 0,12$ anwachsen und in der Hauptströmung (Messstelle f) $\pm 0,04$ betragen, kann die Ursache der periodischen Geschwindigkeitsfluktuationen nicht alleine in vom Brennermund ausgehenden Störungen liegen. Die Wellenfronten benötigen in der Brennkammer für die Entfernung zwischen den Messstellen c ($x/D = 0,367$, $y/D = 0,563$) und f ($x/D = 0,633$, $y/D = 0,75$) in der Hauptströmung (Abb. 7.26) $0,63$ ms bei $\Delta\varphi = 57^\circ$ und $f = 251$ Hz (Gl. 7.1). Die normierte axiale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellenfront (Gl. 7.2) entspricht der dortigen axialen Strömungsgeschwindigkeit, so dass ein konvektiver Transport der Geschwindigkeitschwankungen vorliegt.

$$t_{konv} = \frac{\Delta\varphi}{360^\circ} \cdot \frac{1}{f_{res}} = 0,63 \text{ ms} \quad (7.1)$$

$$u_{konv} = \frac{\Delta x}{\Delta t_{konv}} = 0,42 \cdot \bar{u}_{max} \quad (7.2)$$

Der Anstieg der Geschwindigkeitsfluktuationen bei $x/D = 0,633$ kann mit der starken Dichteänderung bei Eintreffen der brennstoffreichen Blasen in der Reaktionszone begrün-

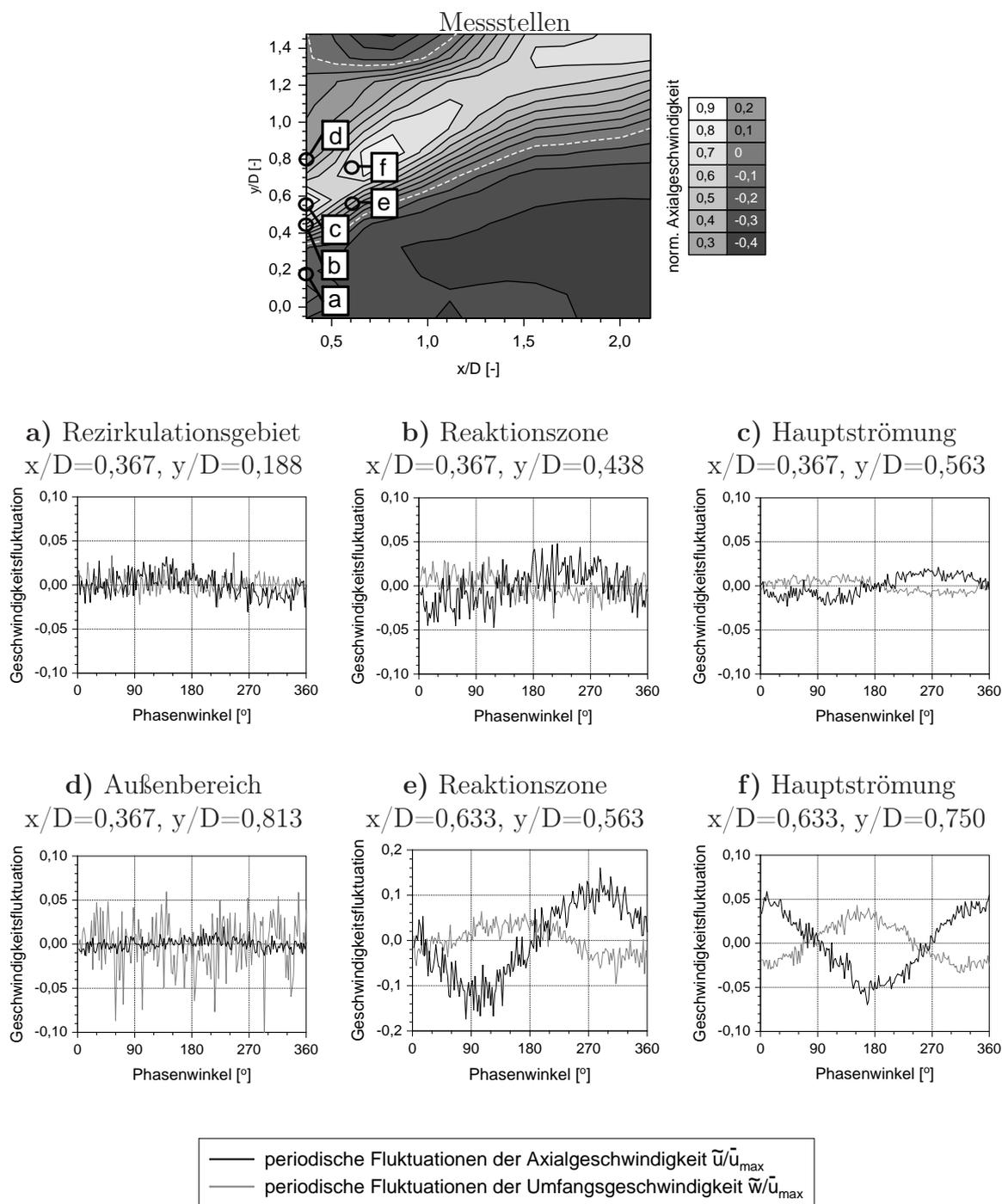


Abb. 7.26: Phasenbezogene normierte Geschwindigkeitsfluktuationen

det werden. Ursache für die brennstoffreichen Blasen ist die treibende Druckdifferenz zwischen Plenum und Brennkammer, aus der Geschwindigkeitsschwankungen der Luft im Diagonalgitter bei konstantem Kraftstoffstrom resultieren.

Zur Klärung der Frage, ob die leichten Verbrennungsinstabilitäten aus periodischen Kraftstoffinhomogenitäten resultieren, werden nachfolgend die zeitlichen Zusammenhänge zwischen der Brennstoffeinbringung, der konvektiven Transportdauer in die Reaktionszone und dem Geschwindigkeitsfeld analysiert. So kann aus der räumlichen Geschwindigkeitsverteilung die Zeitverzögerung berechnet werden, die vergeht, bis ein virtueller Partikel bei konvektivem Transport in der Strömung entlang seiner Bahnkurve vom Startpunkt am Brennermund x_0, y_0 den Punkt x^*, y^* in der Brennkammer erreicht. Diese Zeitspanne wird auch als Verzugs- oder Totzeit bezeichnet (Kap. 4.4). In Abbildung 7.27 sind der mittleren Axialgeschwindigkeit diese Verzugszeiten als Isolinien überlagert.

Weil die Brennstoffballen konvektiv in die Reaktionszone transportiert werden, müssen dort bei deren Eintreffen die Geschwindigkeitsfluktuationen ansteigen, da der vermehrte Brennstoff zu einer stärkeren chemischen Reaktion mit einer Beschleunigung der Strömung aufgrund der Temperatur- bzw. Dichteänderung führt. Ist dies der Fall, werden die schwachen Oszillationen durch Brennstoffinhomogenitäten infolge der treibenden Druckdifferenz zwischen Plenum und Brennkammer angeregt.

Da die treibende Druckdifferenz $p_{Plenum} - p_{Brennkammer}$ zwischen Brennkammer und Plenum bei $\varphi = 310^\circ$ minimal ist (Abb. 7.22), strömt die Luft mit minimaler Geschwindigkeit im Diagonalgitterkanal des Brenners. Weil der dort annähernd mit Schallgeschwindigkeit eingebrachte Brennstoffmassenstrom als nahezu konstant betrachtet werden kann („Choking“), ist zu diesem Zeitpunkt die Brennstoffkonzentration in der Luft im Diagonalgitter maximal und ein fetter Brennstoffballen entstehen (Abb. 7.28a). Diese Ballen erreichen nach 1,43 ms den Brenneraustritt (Abb. 7.28b). Die Totzeit entspricht bei einer 251-Hz-Oszillation einer zusätzlichen Phase von 129° . Die Zeitspanne, die vergeht, bis der Ballen in die Hauptreaktionszone mit den stärksten Fluktuationen gelangt ist, beträgt ca. 2 ms (Abb. 7.27), also weitere 180° . Das heißt, dass die brennstoffreiche Blase bei $\varphi = 619^\circ$ bzw. 259° die Reaktionszone erreicht (Abb. 7.28c), kurz bevor dort die maxi-

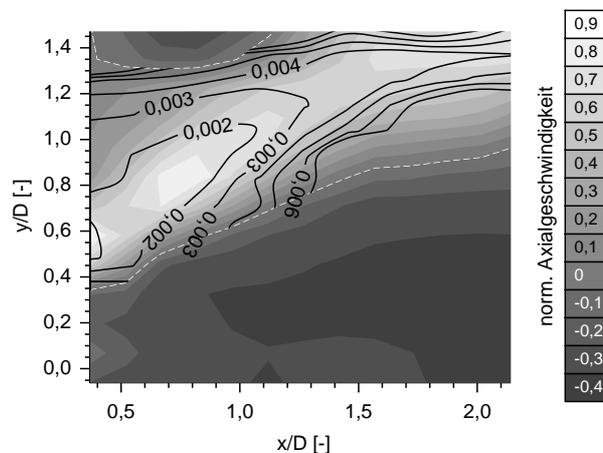


Abb. 7.27: Mittlere Axialgeschwindigkeit (Konturplot) mit überlagelter Konvektionszeit in Sekunden (Isolinien)

malen Geschwindigkeitsfluktuationen bei 268° (Abb. 7.24) auftreten. Diese Fluktuationen entstehen aufgrund des plötzlichen Temperaturanstiegs infolge der heftigeren chemischen Reaktion durch den vermehrten Brennstoff. Demnach werden die leichten Oszillationen durch die Brennstofffluktuationen verursacht.

Durch Messungen an unterschiedlichen Positionen am Umfang kann die räumliche Struktur der Geschwindigkeitsfluktuationen festgestellt werden. Da die Druckverläufe in Umfangsrichtung keine Phasenverschiebung zueinander aufweisen, sollten die Geschwindigkeitsfluktuationen ringförmig ausgebildet sein. Der unter isothermen Bedingungen anzutreffende präzessierende Wirbelkern dürfte dann bei $\lambda = 1,46$ keinen nennenswerten Einfluss mehr ausüben. In Abbildung 7.29 sind für die beiden Messstellen $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ am Umfang bei $x/D = 0,367$, $r/D = 0,5$ (Abb. 7.30) die periodischen Fluktuationen der Axial- und Umfangsgeschwindigkeit \tilde{u} bzw. \tilde{w} , die durch LDA-Messungen ermittelt wurden, über dem Phasenwinkel φ normiert mit \bar{u}_{max} aufgetragen (Gln. 7.3 und 7.4).

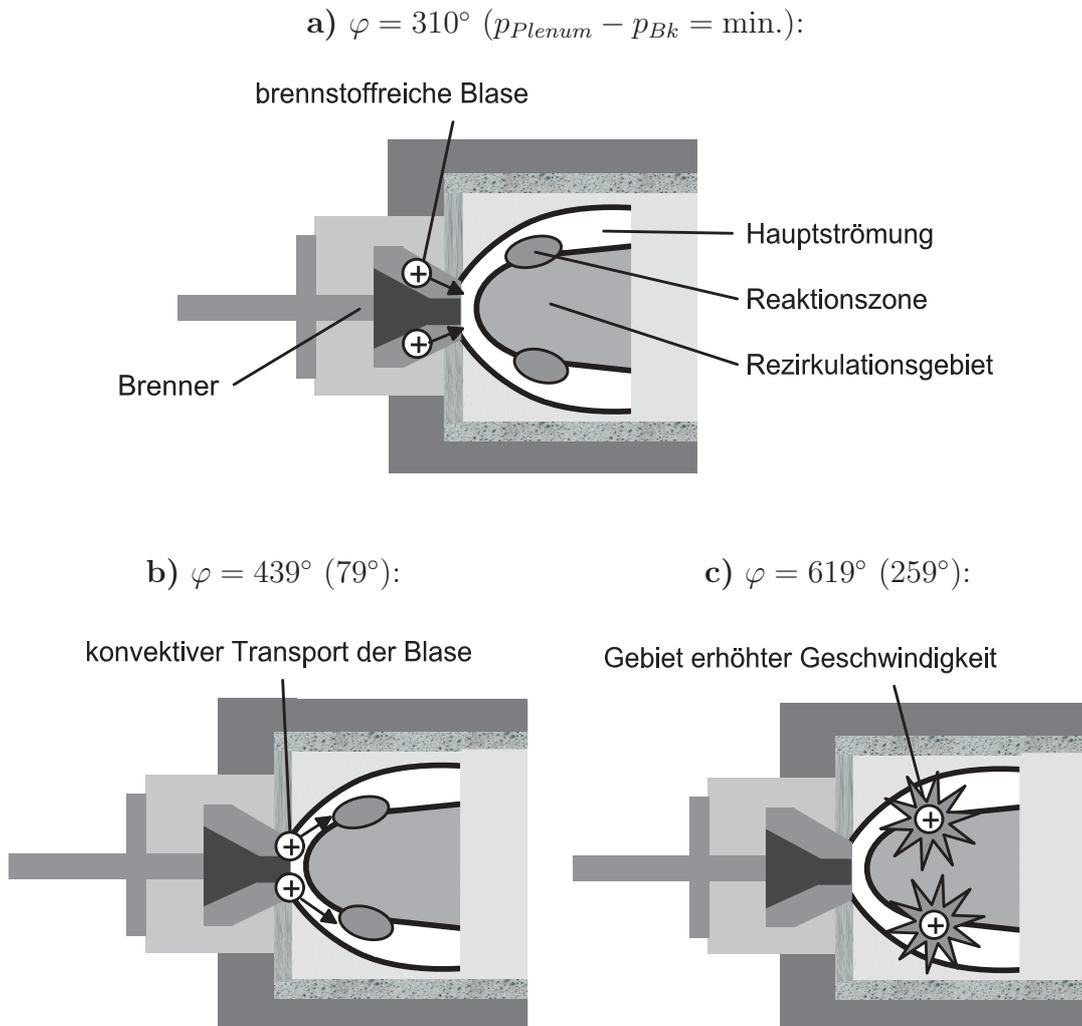


Abb. 7.28: Konvektiver Transport der Brennstoffballen

$$\frac{u(\varphi)}{\bar{u}_{max}} = \frac{\tilde{u}(\varphi) + \bar{u}}{\bar{u}_{max}} \quad (7.3)$$

$$\frac{w(\varphi)}{\bar{u}_{max}} = \frac{\tilde{w}(\varphi) + \bar{w}}{\bar{u}_{max}} \quad (7.4)$$

Die gezeigten vergleichsweise starken Unstetigkeiten in den Geschwindigkeitsverläufen bei $\alpha = 90^\circ$ resultieren aus einer niedrigen Datenrate aufgrund starker Reflektionen an diesem Punkt. Da kein Phasenverzug zwischen den Verläufen an unterschiedlichen Umfangspositionen vorliegt, ist auch kein präzessierender Wirbelkern in Brennernähe, wie in der isothermen Strömung (Kap. 6.2.1), vorhanden. Vielmehr liegen ringförmige Störungen vor (Abb. 7.28), wie sie auch in Untersuchungen von Lohrmann et al. [51] für einen ähnlichen

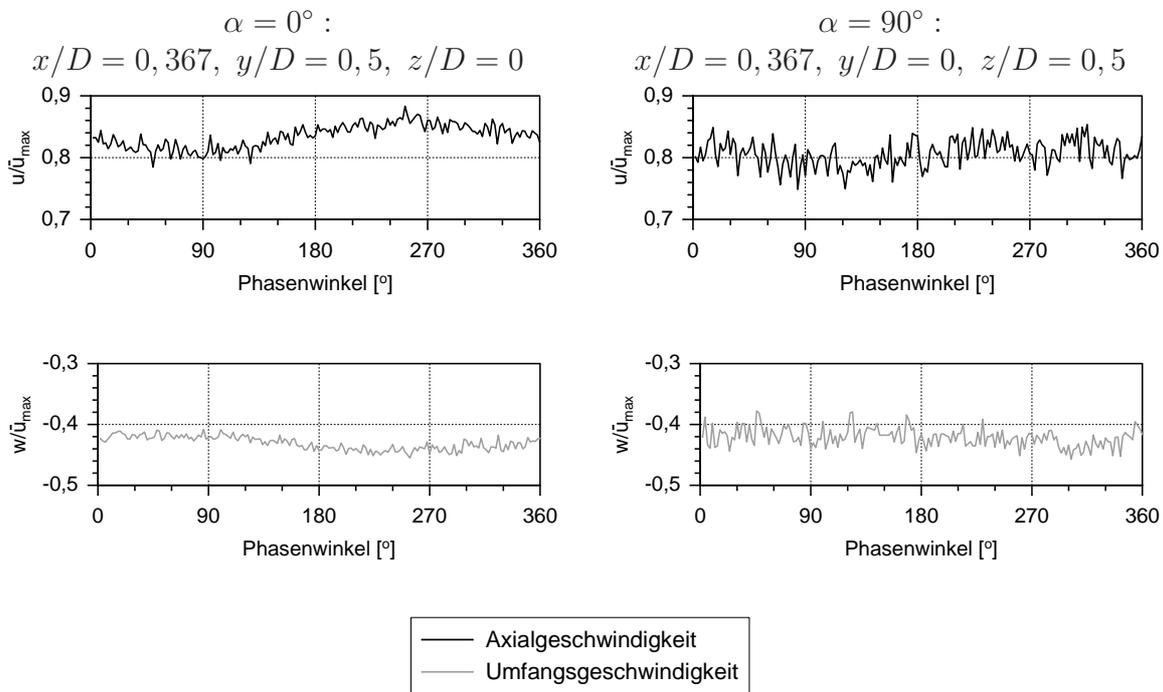


Abb. 7.29: Axial- und Umfangsgeschwindigkeit an unterschiedlichen Positionen am Umfang

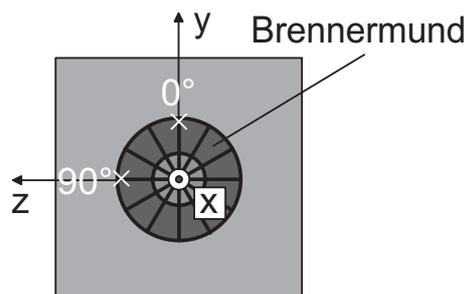


Abb. 7.30: LDA-Messstellen am Umfang bei $x/D = 0,367$

Brenner festgestellt wurden. Nach Laufer und Monkewitz [47] treten Ringwirbel erst bei $St \geq 0,3$ (notwendiges Kriterium) auf. Da die Strouhal-Zahl in der nicht-reagierenden und reagierenden Strömung mit $St \approx 0,295$ sehr nahe an dieser kritischen Strouhal-Zahl liegt, ist es wahrscheinlich, dass schon kleinste Störungen in der reagierenden Strömung einen Umschlag zu Ringwirbeln hin bewirken. Der präzessierende Wirbelkern in der kalten Strömung ist rein aerodynamisch bedingt, während die ringförmigen Instabilitäten unter reagierenden Bedingungen bei $\lambda \geq 1,46$ durch die periodischen Schwankungen der Druckdifferenz zwischen Plenum und Brennkammer und den damit verbundenen Kraftstoffinhomogenitäten verursacht werden.

Nach Hermann [27] erreichen Flammeninstabilitäten, deren Ursache in Strömungsinstabilitäten liegen, wie z. B. Wirbelablösungen am Brennermund oder in Scherschichten, nur moderate Druckamplituden verglichen mit Oszillationen, die aus der Rückkopplung zwischen der fluktuierenden Energiefreisetzung und den periodischen Druckschwankungen resultieren. Untersuchungen von Mueller et al. [66] zeigen, dass Wirbel, die die Flammenfront durchqueren, bereits existierende Instabilitäten anfachen können, wenn diese eine gewisse Wirbelstärke überschreiten. Im Gegensatz zur Strömung mit einsetzenden Oszillationen bei $\lambda = 1,52$ (Kap. 7.3.1) kann eine Verstärkung der Instabilitäten durch die Energiezufuhr in der Reaktionszone erfolgen. Zusätzlich treten die bereits beschriebenen periodischen Brennstofffluktuationen auf.

Die Stabilität der Flamme hängt maßgeblich von der Drallzahl ab, wie die Parallelarbeiten in Kapitel 4.5 ergaben. Nachfolgend wird analysiert, ob die periodischen Geschwindigkeitsschwankungen einen Einfluss auf das örtliche Geschwindigkeitsverhältnis w/u und die Drallzahl haben. Starke Schwankungen des Geschwindigkeitsverhältnisses können sich auf die Form und Lage der Flamme auswirken und ihre Anfälligkeit gegenüber Flammeninstabilitäten erhöhen und somit ihre Stabilität gefährden. In Abbildung 7.31 ist der Betrag dieses Geschwindigkeitsverhältnisses w/u im Rezirkulationsgebiet, in der Reaktionszone und in der Hauptströmung jeweils bei $x/D = 0,367$ und $x/D = 0,633$ über dem Phasenwinkel aufgetragen. Die großen Unstetigkeiten der Kurven resultieren aus der niedrigen Datenrate während der Messung. Da beide Geschwindigkeitskomponenten geringen periodischen Fluktuationen unterworfen sind, schwankt das Geschwindigkeitsverhältnis w/u minimal. Nur in der Reaktionszone bei $x/D = 0,367$ und im Rezirkulationsgebiet bei $x/D = 0,633$ treten größere Fluktuationen zwischen 0,7 und 0,9 bzw. 0,35 und 0,55 auf, die nicht ausreichen, um die Flamme nennenswert zu stören.

Zusätzlich ist in Abbildung 7.32 die Drallzahl über dem Phasenwinkel aufgetragen. Der Berechnung der Drallzahl liegen die Gleichungen 2.1 bis 2.3 zugrunde, jedoch wurden die turbulenten Schwankungsgrößen vernachlässigt und sowohl die Dichte als auch der Druck als konstant angenommen. Das ist zulässig, weil in der untersuchten Strömung diese Terme eine Größenordnung geringer als die Geschwindigkeitsterme sind. Die Drallzahl ist bei $x/D = 0,336$ konstant und unterliegt bei $x/D = 0,663$ nur sehr geringen Schwankungen. Diese Fluktuationen resultieren aus der Dichteänderung in der Reaktionszone, die das radiale Gleichgewicht aus Druck- und Zentrifugalkräften stört. Nach Paschereit und Polifke [68] reagiert das Rezirkulationsgebiet bei stärkeren Störungen mit Größen- und Lageänderungen darauf. Dies wiederum bewirkt eine Änderung des Druckverlusts über den Brenner, der durch die effektive Austrittsfläche, d. h. durch die Lage des Rezirkulationsgebiets, bestimmt wird. Somit schwankt auch der Massenstrom durch den Brenner. Bei

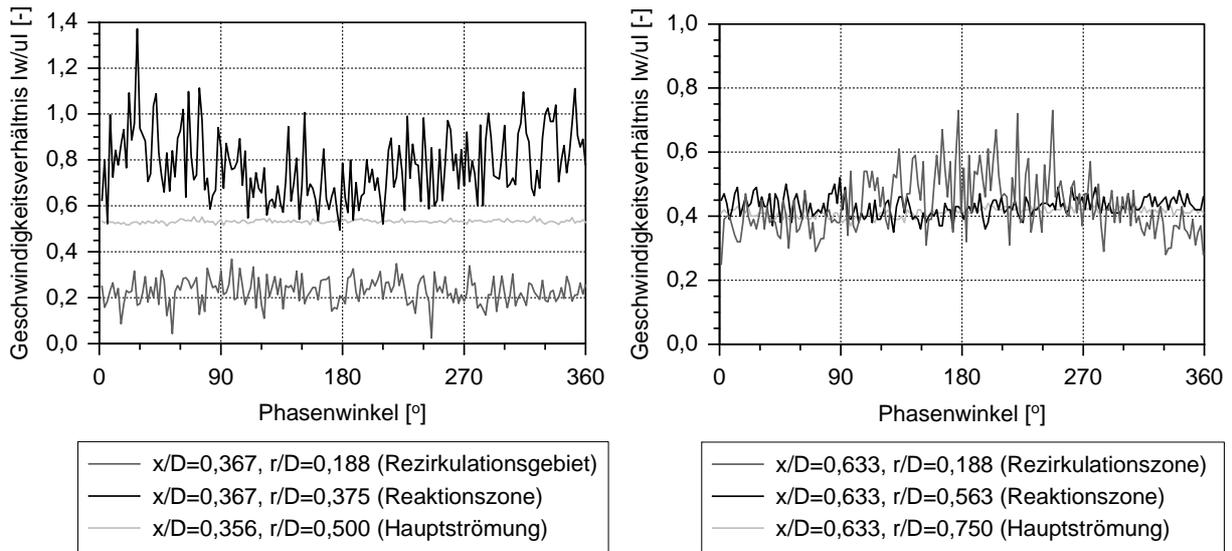


Abb. 7.31: Geschwindigkeitsverhältnis $\left| \frac{w}{u} \right|$

den leichten Oszillationen konnten noch keine nennenswerten Fluktuationen der Rezirkulationsblase beobachtet werden, wie die LDA-Messungen ergaben (Abb. 7.24). Die sehr geringen Schwankungen können noch ausreichend durch die Strömung gedämpft werden, wodurch die Oszillationen in der Brennkammer nur eine niedrige Lautstärke erreichen.

Die kleinen Geschwindigkeitsfluktuationen sollten demnach auch keine größeren Fluktuationen der Lage der Flammenfronten bei schwachen Oszillationen bewirken. Um dies zu überprüfen, werden die Hydroxyl-Intensitäten mittels LIF phasenbezogen analysiert. Da das Hydroxyl-Radikal bei der Oxidation des CH in der Hauptreaktionszone der Flamme entsteht (Kap. 5.4.1) und das Konzentrationsmaximum an der Grenze zwischen Reaktionszone und Abgas liegt, ist es als Flammenfrontindikator bestens geeignet. Die Flammen-

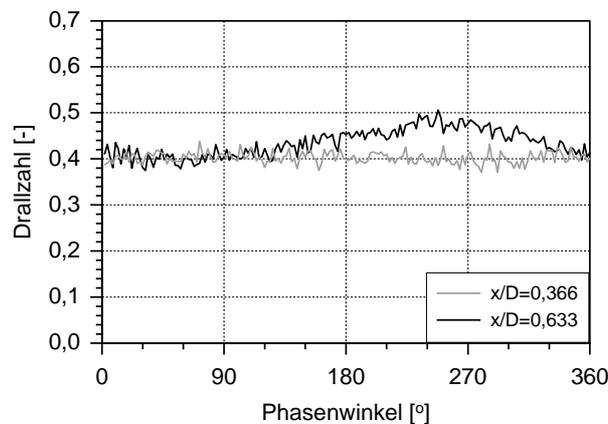


Abb. 7.32: Drallzahl bei leichten Oszillationen

front liegt demnach im Bereich großer OH-Gradienten. Abbildung 7.33 zeigt die phasenbezogenen OH-LIF-Intensitäten.

Den Bildern wurde die phasenbezogene Axialgeschwindigkeit $u(\varphi)$ überlagert, normiert mit ihrem mittleren Maximalwert \bar{u}_{max} . Ein heller Grauton symbolisiert eine hohe OH-LIF-Intensität, ein dunkler hingegen eine niedrige. In allen Bildern ist ein vertikal verlaufendes Artefakt zwischen $x/D = 0,45$ und $x/D = 0,5$ zu erkennen, das von Lichtreflexionen des gegenüberliegenden Fensterrahmens stammt. Bei jedem Phasenwinkel wurden 200 Einzelbilder geschossen und gemittelt. Für eine Berechnung der phasenbezogenen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Flammenfront sind dies jedoch zu wenige Aufnahmen. Mehr Einzelbilder hätten eine längere Messdauer bedeutet, so dass die Transmission der Quarzglasscheiben im ultravioletten Lichtwellenlängenbereich aufgrund der hohen thermischen Belastung zu schlecht geworden wäre, um belastbares Datenmaterial zu erhalten. Bei der Auswertung wurde der Offset durch das gegenüberliegende Fenster und die Intensitätsverteilung des „Lightsheets“ korrigiert. Zusätzlich wurde ein Filter zur Rauschunterdrückung verwendet. Wegen der hohen Temperaturen in der Rezirkulationszone liegt dort noch eine merkliche OH-LIF-Intensität vor. Die geringen periodischen Geschwindigkeitsfluktuationen haben keinen nennenswerten Einfluss auf die Position der Flammenfront. Die Lage der Frischgaszunge vom Brenner, erkennbar am schwarzen Schatten in Abbildung 7.33, ist während einer vollständigen Schwingung fast keinen Schwankungen unterworfen.

Genauen Aufschluss über die Fluktuationen der Energiefreisetzung geben Temperaturmessungen. Das in Kapitel 5.6.2 vorgestellte Messverfahren ermöglicht den Nachweis von periodischen Temperaturfluktuationen bis ca. 300 Hz mittels Feindraht-Thermoelementen. Die radiale Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung für $\lambda = 1,46$ ist in Abbildung 7.34 für die axialen Abstände $x/D = 0,367$ und $y/D = 0,633$ vom Brennermund dargestellt. Die Balken in den Temperaturverläufen symbolisieren den über eine Periode gemittelten unteren und oberen Totpunkt der periodischen Temperaturschwankungen. Die Werte sind um den Einfluss der Strahlung korrigiert (Kap. 5.6.1) und auf die Turbineneintrittstemperatur T_{TET} bezogen. Das Tal im Verlauf zwischen $y/D = 0,35$ und $y/D = 0,7$ bei der brennernen Position $x/D = 0,367$ resultiert aus dem Nachlauf des durch den Brenner eingebrachten kalten unverbrannten Gemisches. In diesem Bereich liegen auch die maximalen Axialgeschwindigkeiten vor. An den Flanken stabilisiert sich die Flamme, wodurch dort Spitzentemperaturen entstehen. Stromab bei $x/D = 0,633$ tritt ebenfalls ein Temperaturtal auf, jedoch in geringerem radialen Abstand zwischen $y/D = 0,15$ und $0,55$ am äußeren Rand des Rezirkulationsgebietes. Diese kalte Zunge resultiert aus dem Nachlauf des Axialgitters, dessen Luft keinen Brennstoff enthält und sich deswegen erst langsam durch turbulente Mischungsprozesse mit dem heißen Abgas erwärmt. Die sich ausdehnenden heißen Gase aus der Reaktionszone drücken die kalte Luft aus dem Axialgitter infolge der schlagartigen Dichteänderung in das Rezirkulationsgebiet. Die so entstandene kühlere Schicht zwischen der Flamme und dem heißen rezirkulierten Rauchgas wirkt als Isolator und begünstigt Flammeninstabilitäten.

Die phasengemittelten periodischen Temperaturschwankungen $\tilde{T}(\varphi) = T(\varphi) - \bar{T}$ sind in Abbildung 7.35 dargestellt. Die Werte sind mit der Turbineneintrittstemperatur T_{TET} normiert aufgetragen. Die Messstellen a bis f entsprechen denen, die für die LDA-Untersuchung gewählt wurden (Abb. 7.26 oben). Der Phasenwinkel ist auf den Druck-

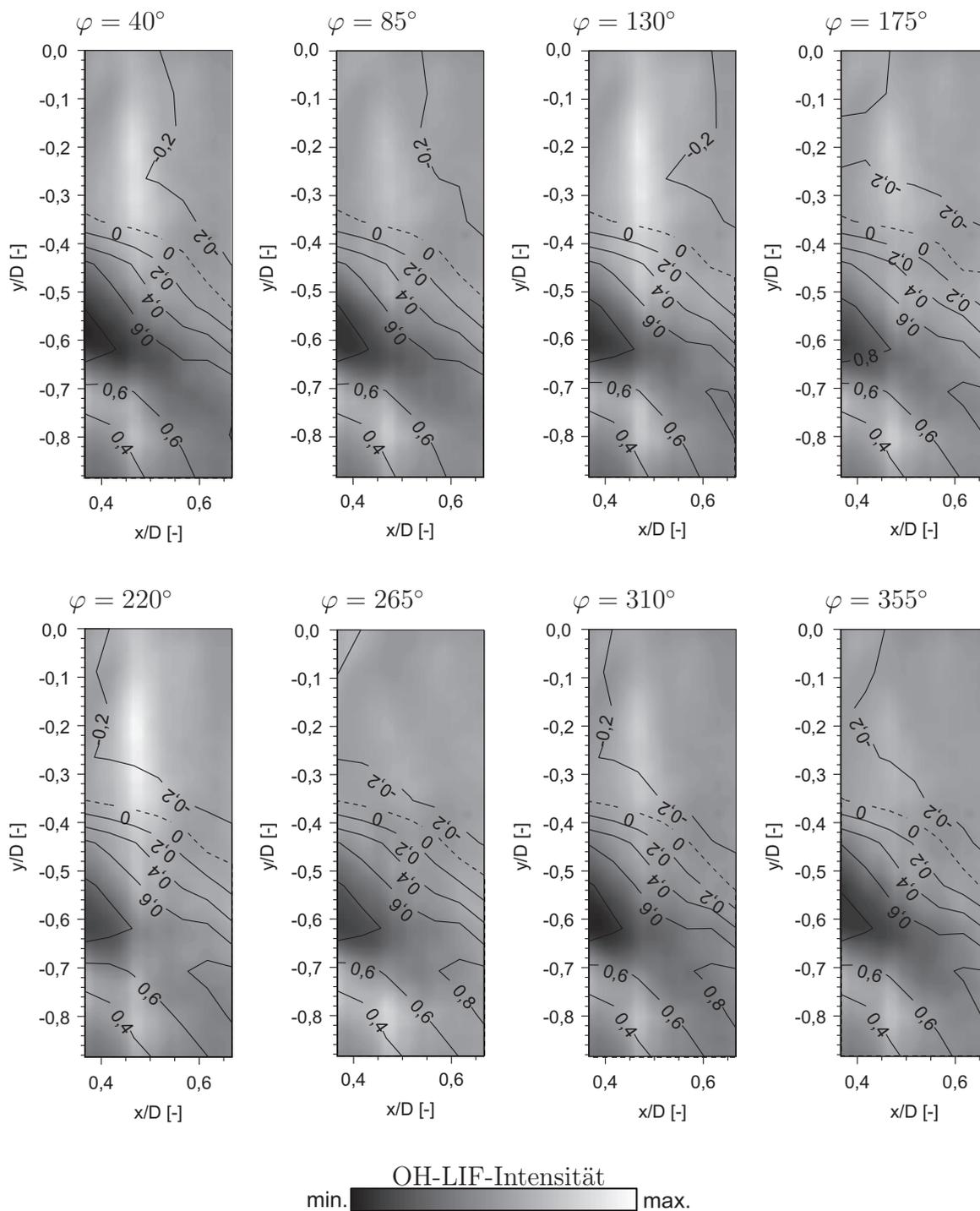


Abb. 7.33: Phasenbezogene OH-LIF-Intensität (Konturplot) mit überlagelter normierter Axialgeschwindigkeit (Isolinien-Plot) bei $\lambda = 1,46$

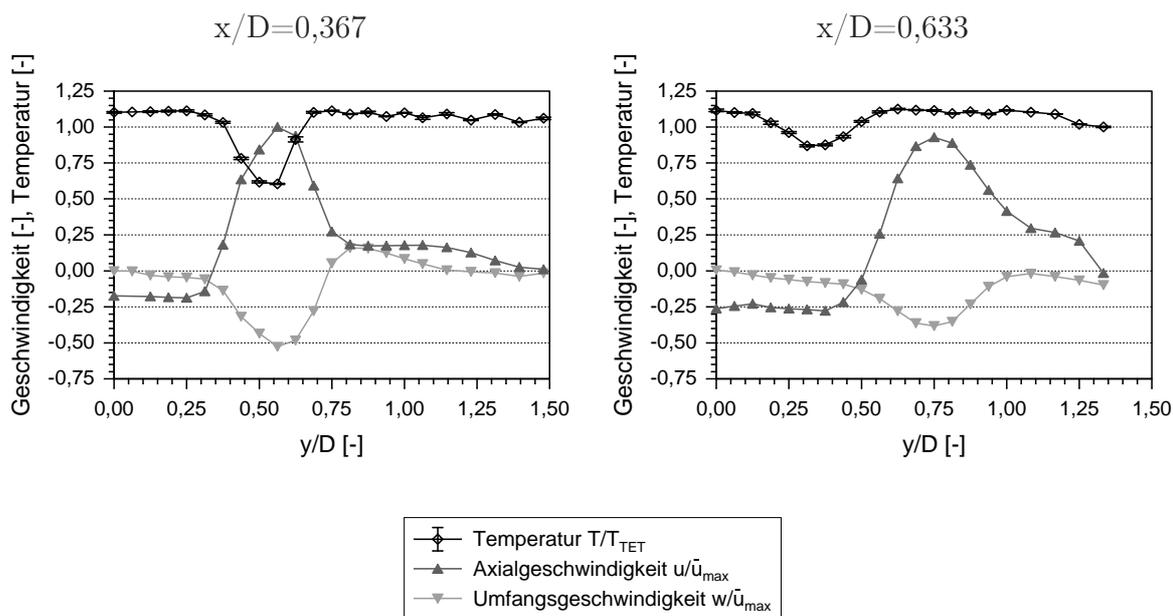


Abb. 7.34: Radiale Temperatur- und Geschwindigkeitsverläufe bei $\lambda = 1,46$

verlauf im Plenum (Abb. 7.22) bezogen, so dass bei 90° ein Druckmaximum und bei 270° ein Minimum anliegen. Die Temperaturen und Phasenlagen wurden um den Trägheitseinfluss des Thermoelements korrigiert (Kap. 5.6.2). Die bei dieser Korrektur einfließenden Fehler in der Annahme der Materialkonstanten zur Berechnung der Zeitkonstanten τ in Gleichung 5.20 gehen nahezu linear in den Fehler der Temperatur (Gl. 5.22) ein. Sie wirken sich jedoch vernachlässigbar gering auf den Phasenwinkel (Gl. 5.23) aus. Periodische Temperaturschwankungen sind für $x/D = 0,367$ im Rezirkulationsgebiet, in der Reaktionszone und in der Hauptströmung (Messstellen a bis c) ohne Phasenverschiebung zueinander zu beobachten. Im Außenbereich (Messstelle d) sind sie nur sehr schwach. Ein Vergleich der Verläufe zwischen $x/D = 0,367$ und $x/D = 0,633$ zeigt, dass die Temperaturfluktuationen konvektiv stromab transportiert werden. Der Grund liegt in den bereits erwähnten brennstoffreichen Blasen, die stromab wandern und somit lokal Spitzentemperaturen verursachen. Dies festigt die Annahme, dass die leichten Oszillationen durch vom Brenner ausgehende konvektiv transportierte Brennstoffinhomogenitäten und Störungen verursacht werden. So treten auch die stärksten Fluktuationen in der Reaktionszone bei $x/D = 0,367$ und $y/D = 0,563$ auf. In radialer Richtung ist keine größere Phasenverschiebung im Gegensatz zur axialen Richtung zu beobachten.

Wird das Rayleigh-Kriterium (Gl. 2.11) zur Erkennung selbsterregter Schwingungen angewandt, so kann wegen des bei leichten Schwingungen vorliegenden Phasenversatzes von über $\pm 90^\circ$ bei $x/D = 0,367$ zwischen den Fluktuationen des Drucks (Abb. 7.22) und der Wärmefreisetzung bzw. der Temperatur in der Reaktionszone nur eine fremderregte Schwingung vorliegen. Ursache sind periodische Kraftstofffluktuationen. Sie entstehen durch die treibende Druckdifferenz zwischen dem Plenum und der Brennkammer, die dem Luftstrom im Diagonalgitterkanal periodische Geschwindigkeitsfluktuationen aufzwingt, während der in die Luft eingebrachte Kraftstoffmassenstrom zeitlich konstant ist. Wird

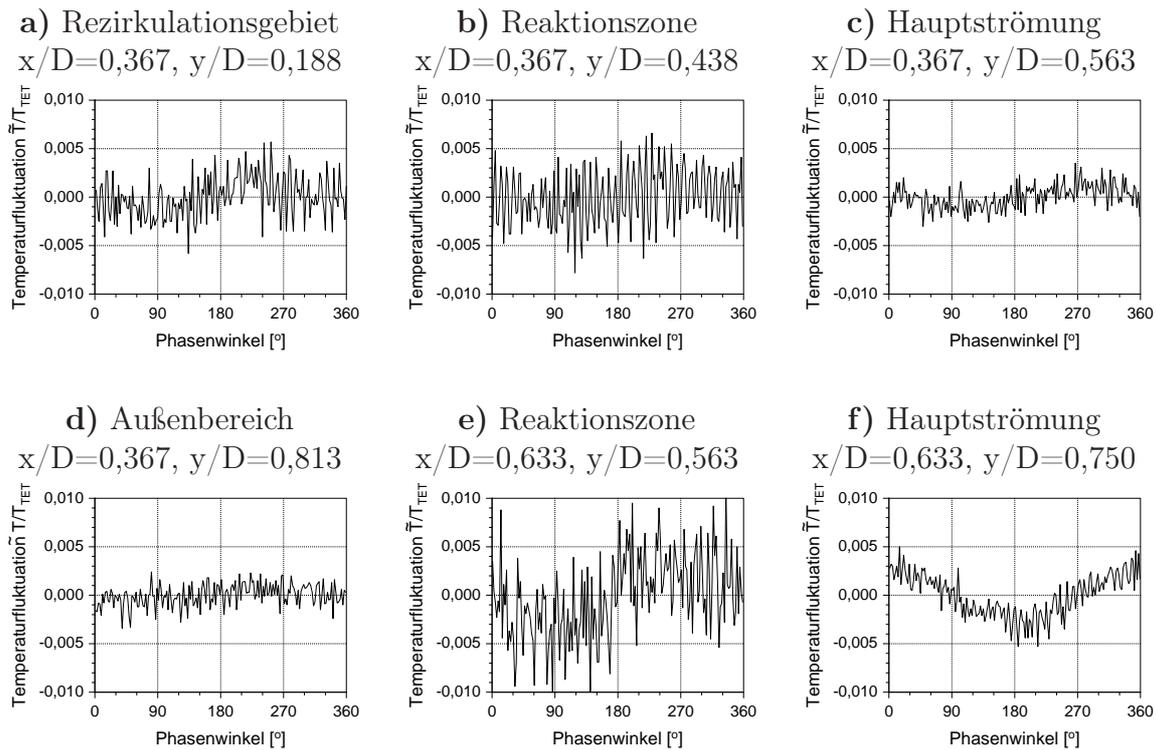


Abb. 7.35: Phasenbezogene Temperaturfluktuationen bei $\lambda = 1,46$

die Strömungsgeschwindigkeit als Transportgeschwindigkeit der Kraftstoffballen zugrunde gelegt, erreichen die Ballen in der Zeit genau die Reaktionszone zu der Phasenlage, bei der die stärksten Geschwindigkeitsfluktuationen auftreten (Abb. 7.28), wie eine eingehende Analyse der zeitlichen Zusammenhänge ergab. Diese Geschwindigkeitsfluktuationen resultieren aus der erhöhten Energiefreisetzung infolge der brennstoffreichen Blase. Somit erfolgt die Anregung durch konvektiv in die Reaktionszone transportierte magere und fette Brennstoffballen, die dort periodische Fluktuationen der Energiefreisetzung bewirken.

Im Gegensatz zur nicht-reagierenden Strömung kann kein präzessierender Wirbelkern nachgewiesen werden, vielmehr treten ringförmige periodisch fluktuierende Strukturen auf. Die Auswirkungen der Oszillationen sind noch sehr gering. Weil keine größeren Fluktuationen der Flammenfronten, der Temperaturen und des lokalen Geschwindigkeitsverhältnisses w/u in der Reaktionszone auftreten, sind nur Druckoszillationen mit niedriger Amplitude in der Brennkammer festzustellen. Dies ändert sich jedoch dramatisch mit Abnahme der Luftzahl von $\lambda = 1,46$ auf 1,2, wie im nächsten Kapitel dargelegt wird.

7.3.3 Stark oszillierende Verbrennung

Neben der Anregung von Flammen durch periodische Strömungsinstabilitäten oder Kraftstoffschwankungen, wie bei den zuvor gezeigten Oszillationen mit geringer Druckamplitude, können Brennkammerschwingungen auch durch eine thermoakustische Rückkopplung innerhalb des Brenner-Flamme-Brennkammer-Systems entstehen. In diesen Fällen liegt eine selbsterregte Schwingung vor, deren Druckamplitude deutlich größer als bei

fremderregten Oszillationen durch Brennstoffinhomogenitäten ist [27]. Dies könnte die Ursache für die lautstarken Brennkammerschwingungen ab $\lambda \leq 1,2$ (Kap. 7, Abb. 7.1) sein. Die große Lautstärke ließe sich aber auch auf noch stärkere Brennstoffschwankungen als bei $\lambda = 1,46$ zurückführen. Hierfür spricht die annähernd gleiche Resonanzfrequenz wie bei den schwachen Schwingungen (Abb. 7.1). Nachfolgend soll die Wirkkette der starken Brennkammeroszillationen zur Klärung deren Ursache in Analogie zu den schwachen Schwingungen analysiert werden.

Der Luftvolumenstrom $\dot{V}/\dot{V}_0 = 1$ wurde bei der Analyse der stark oszillierenden Strömung auf $T_0 = 673$ K elektrisch vorgewärmt, so dass dem Auslegungspunkt des Brenners entsprochen wird, wie bei den vorhergehenden Betriebspunkten auch. Jedoch wurde der Brennstoff mit der Luft bei $\lambda = 1,2$ vorgemischt. Von einer Pilotierung wurde abgesehen, um die Stabilität nicht zu beeinflussen. Bei diesem Betriebspunkt herrschen im Plenum und in der Brennkammer Druckoszillationen mit Amplituden von $0,0148\hat{p}/\bar{p}$ und einer Frequenz von 252 Hz (Abb. 7.1). In Abbildung 7.36 ist der an der Brennkammerwand und im Plenum gemessene Druckverlauf spektral über der Frequenz dargestellt. Neben der erwähnten Grundschwingung sind keine harmonischen Frequenzen zu beobachten.

Eine Untersuchung der Druckverteilung in der Brennkammer an den in Abbildung 7.14 eingezeichneten Messstellen soll Aufschluss über die räumliche Ausbreitung und Form der Wellenfronten geben. Der Versuchsaufbau ist in Kapitel 5.5 beschrieben. In Abbildung 7.37 sind die phasenbezogenen Druckverläufe an der Brennkammerwand in axialer Richtung (links) und in Umfangsrichtung (rechts) dargestellt. Die treibende Druckdifferenz von $\pm 0,0148\hat{p}/\bar{p}$ zwischen Plenum und Brennkammer bewirkt auch hier starke periodische Geschwindigkeitsschwankungen am Brenner (Abb. 4.6), so dass von deutlich stärkeren Fluktuationen des eingebrachten Brennstoffs als bei schwachen Oszillationen aufgrund der 20mal größeren Druckamplitude auszugehen ist. Dadurch dass der Offset aufgrund des Druckverlustes über den Brenner nicht berücksichtigt wurde, ergeben sich negative Werte für die Differenz der Druckfluktuationen zwischen Plenum und Brennkammer, obwohl ein positiver Druckgradient über eine ganze Periode vorliegt. Die gemessenen Amplituden in axialer Richtung streuen um $0,005\hat{p}/\bar{p}$. Die Phasenverschiebung zwischen den Oszillationen im Plenum und in der Brennkammer ($x/D = 0,367$) ist im Vergleich zu den einsetzenden und leichten Schwingungen weiter auf $\Delta\varphi = 77,5^\circ$ angewachsen. Die

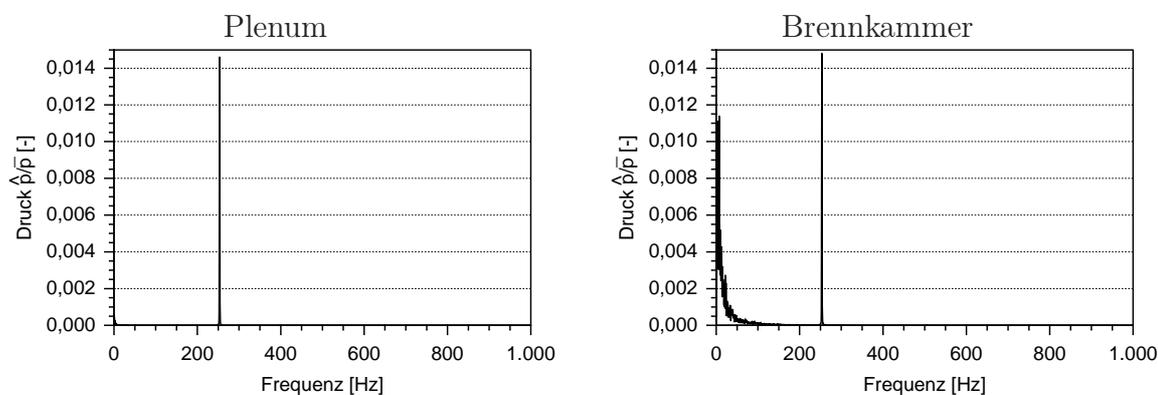


Abb. 7.36: Frequenzspektren im Plenum und in der Brennkammer

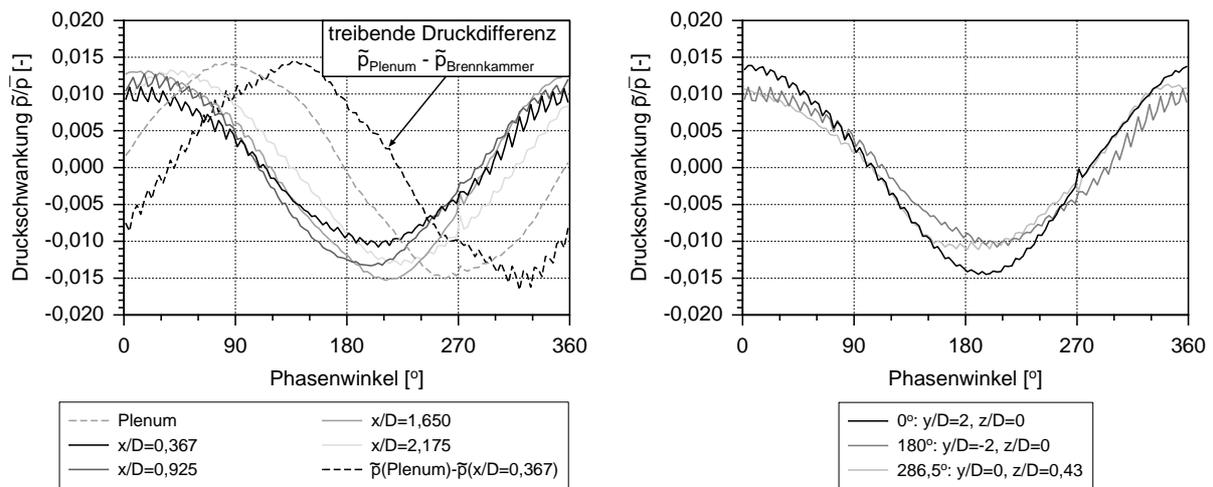


Abb. 7.37: Phasenbezogene Druckverteilung in axialer Richtung (links, $y/D = 2$, $z/D = 0$) und in Umfangsrichtung (rechts, $x/D = 0, 367$)

Kreuzkorrelationen der Verläufe zwischen $x/D = 0,367$ und den weiter stromab gelegenen Positionen $x/D = 0,925$, $x/D = 1,65$ und $x/D = 2,175$ (Abb. 7.38) ergeben eine maximale Übereinstimmung bei einer relativen Verschiebung der Signale zueinander von $\Delta\varphi_{0,367 \rightarrow 0,925} = 0^\circ$, $\Delta\varphi_{0,367 \rightarrow 1,65} = 0^\circ$ und $\Delta\varphi_{0,367 \rightarrow 2,175} = 9^\circ$. In Umfangsrichtung liegen die Extrema der Kreuzkorrelationen bei $x/D = 0,367$, $x/D = 0,925$ und $x/D = 1,65$ jeweils bei einer relativen Verschiebung von 0° , so dass ein Helmholtz-Mode wie auch schon bei geringeren Druckschwankungen vorherrscht.

Waren die Geschwindigkeitsfluktuationen bei den leichten Schwingungen räumlich auf das Gebiet der Rezirkulationszone beschränkt, oszilliert jetzt die gesamte Strömung in der Brennkammer. Auch die Amplituden sind deutlich angewachsen. Die Geschwindigkeitsfelder und ihre absoluten Fluktuationen in axialer Richtung und Umfangsrichtung sind in den Abbildungen 7.39 und 7.40 phasenbezogen dargestellt. Die Geschwindigkeiten sind für beide Komponenten mit dem Maximalwert der mittleren Axialgeschwindigkeit \bar{u}_{max} normiert aufgetragen. Dieser Maximalwert ist um 3,8 % geringer als bei schwach oszillierender Strömung. Im Gegensatz zu den phasenbezogenen Plots bei $\lambda = 1,46$ (Abb. 7.24)

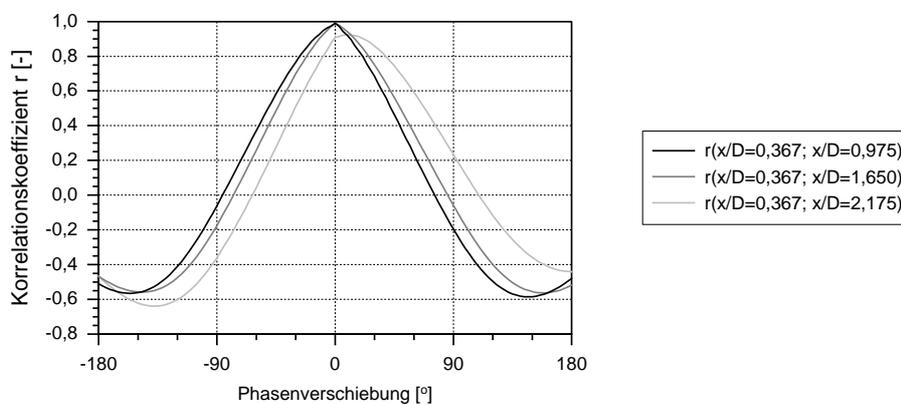
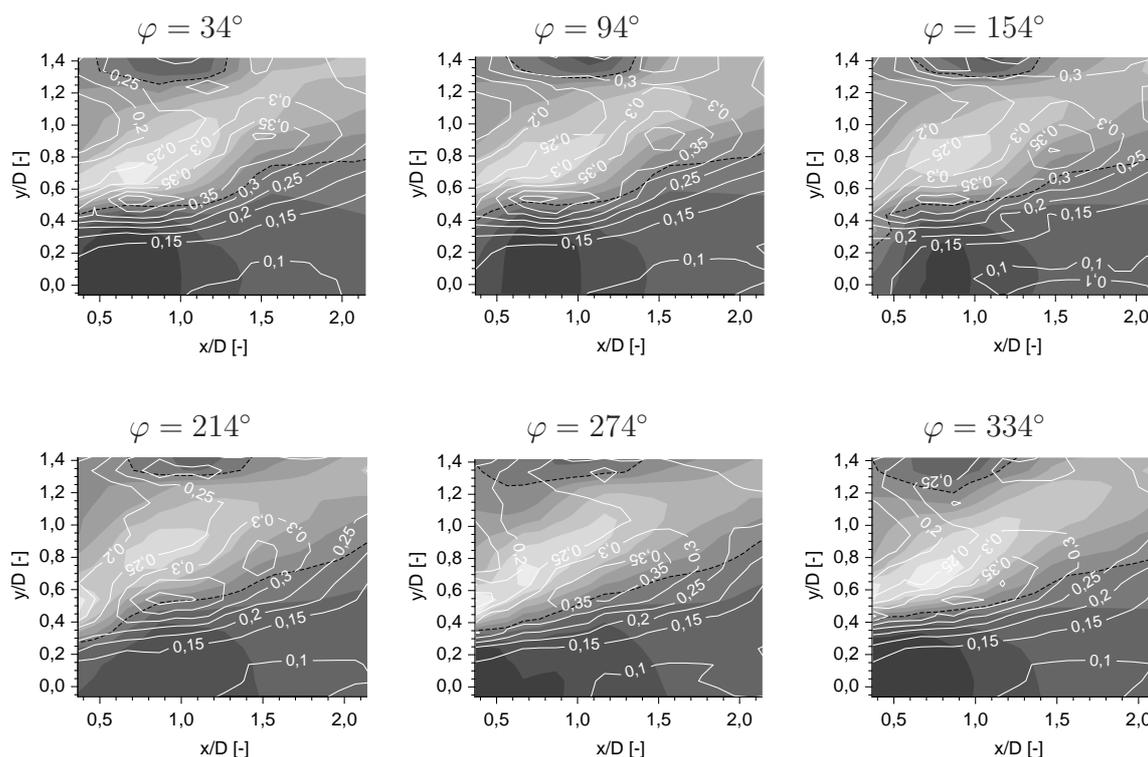


Abb. 7.38: Kreuzkorrelation der axialen Druckverläufe in der Brennkammer



normierte Axialgeschwindigkeit $\frac{\tilde{u} + \bar{u}}{\bar{u}_{max}}$

1	0,8	0,6	0,4	0,2	0	-0,2	-0,4	-0,6	-0,8
---	-----	-----	-----	-----	---	------	------	------	------

Abb. 7.39: Phasenbezogene Axialgeschwindigkeit (Konturplot) und deren absolute Standardabweichung (Isolinienplot)

sind hier nicht nur die periodischen Geschwindigkeitsfluktuationen $\frac{\tilde{u}}{\bar{u}_{max}}$ bzw. $\frac{\tilde{w}}{\bar{u}_{max}}$ aufgetragen, sondern zu diesen Anteilen wurde noch der zeitliche Mittelwert (Gln. 7.3 und 7.4) addiert. Die schwarz-gestrichelte Linie ist die Null-Geschwindigkeitslinie, die das Rezirkulationsgebiet von der Vorwärtsströmung trennt. Die Phasenwinkelangaben beziehen sich auf den Druckverlauf im Plenum (Abb. 7.37), d. h. bei den Phasenwinkeln $\varphi = 90^\circ$ und 270° liegt ein Druckmaximum bzw. ein -minimum vor.

Bei einem Phasenwinkel $\varphi = 334^\circ$ liegt in Brennernähe in der Hauptströmung eine Zone großer Axial- und Umfangsgeschwindigkeiten vor, 6° später als bei $\lambda = 1,46$ (Abb. 7.24). Der Druck eilt der Geschwindigkeit um 54° voraus, bei leichten Oszillationen betrug die Phasenverschiebung hingegen 120° . Dieses Gebiet wandert mit zunehmendem Phasenwinkel stromab und dissipiert bei $\varphi = 214^\circ$, $x/D = 1,5$ entfernt vom Brennermund, bevor wieder eine neue Blase in Brennernähe bei $\varphi = 274^\circ$ gebildet wird. Dasselbe Phänomen lässt sich auch phasengleich im Rezirkulationsgebiet mit Blasen starker Rückströmung beobachten, so dass ein „Pumpen“ in der Brennkammer auftritt. Zwischen beiden Gebieten liegt die Scherzone mit großen Geschwindigkeitsgradienten. Dieser Vorgang ist zur Verdeutlichung in Abbildung 7.41 skizziert.

Auffällig sind die Schwankungen der Lage der Null-Geschwindigkeitslinie der Axialkom-

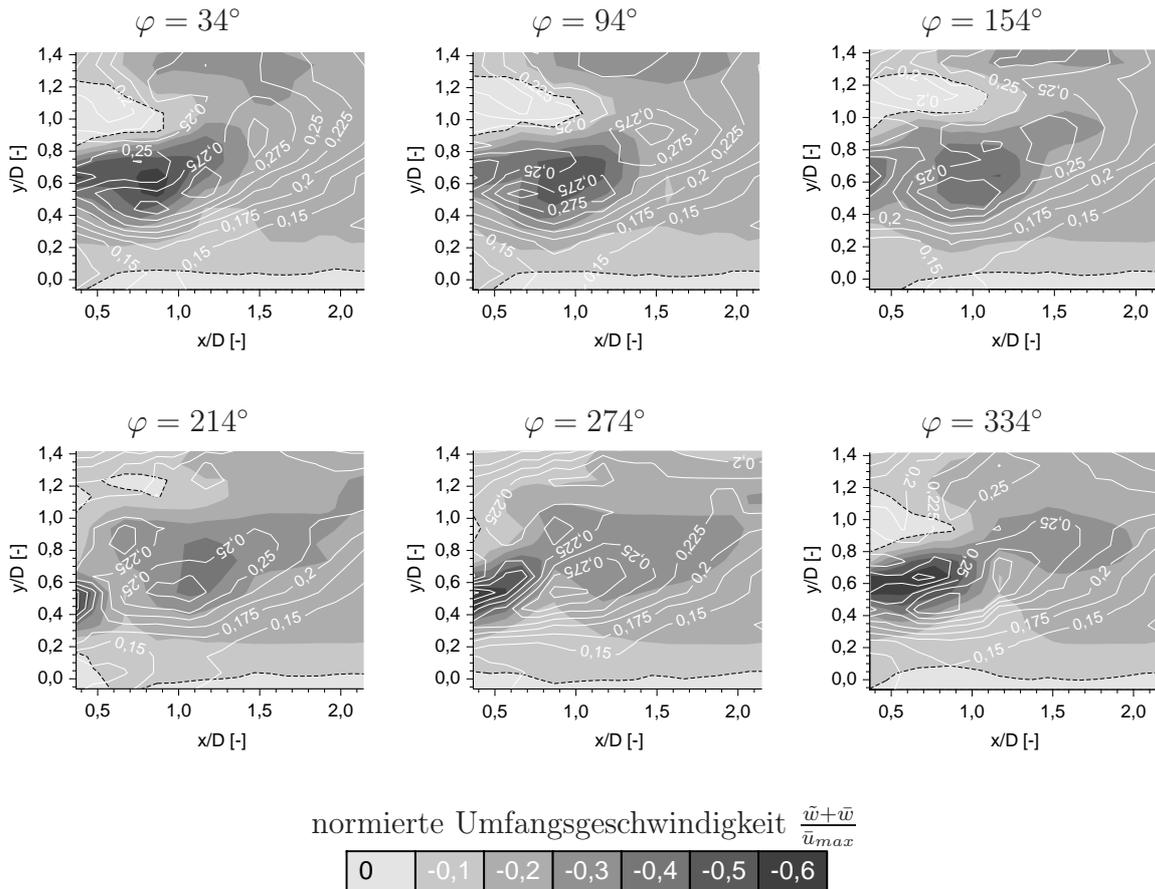


Abb. 7.40: Phasenbezogene Umfangsgeschwindigkeit (Konturplot) und deren absolute Standardabweichung (Isolinienplot)

ponente in Brennernähe in radialer Richtung zwischen $y/D = 0,25$ bei $\varphi = 214^\circ$ und $y/D = 0,45$ bei $\varphi = 34^\circ$ (Abb. 7.39). Gerade in diesem Übergangsbereich zwischen dem Rezirkulationsgebiet und der Hauptströmung, in dem hohe Geschwindigkeitsgradienten vorliegen, stabilisiert sich die Flamme und ist besonders anfällig gegenüber Strömungsinstabilitäten. Die mit \bar{u}_{max} normierten überlagerten Standardabweichungen beider Geschwindigkeitskomponenten in den Abbildungen 7.39 und 7.40 sind nur geringen periodischen Fluktuationen unterworfen. Jedoch die erhöhten Standardabweichungen in der Scherzone am Rand der Blasen zur Hauptströmung weisen auf starke Geschwindigkeitsfluktuationen hin. Gerade bei drallstabilisierten Vormischflammen hängt der Druckverlust über den Brenner besonders von der Lage des Rezirkulationsgebietes ab, das die Flamme stabilisiert [68]. Durch seine Position wird die effektive Austrittsfläche des Brenners beeinflusst. Das Rezirkulationsgebiet reagiert auf eine Lageänderung der Flamme. Die dadurch verursachte Dichteänderung bewirkt ihrerseits eine Änderung der Drallzahl, die das radiale Gleichgewicht zwischen Druck- und Zentrifugalkräften stört. Bei starken Oszillationen konnte sowohl eine Änderung der Drallzahl (Abb. 7.46) als auch der Flammenlage (Abb. 7.47) über der Phase beobachtet werden. Diese Ergebnisse werden im weiteren Verlauf noch ausführlich diskutiert.

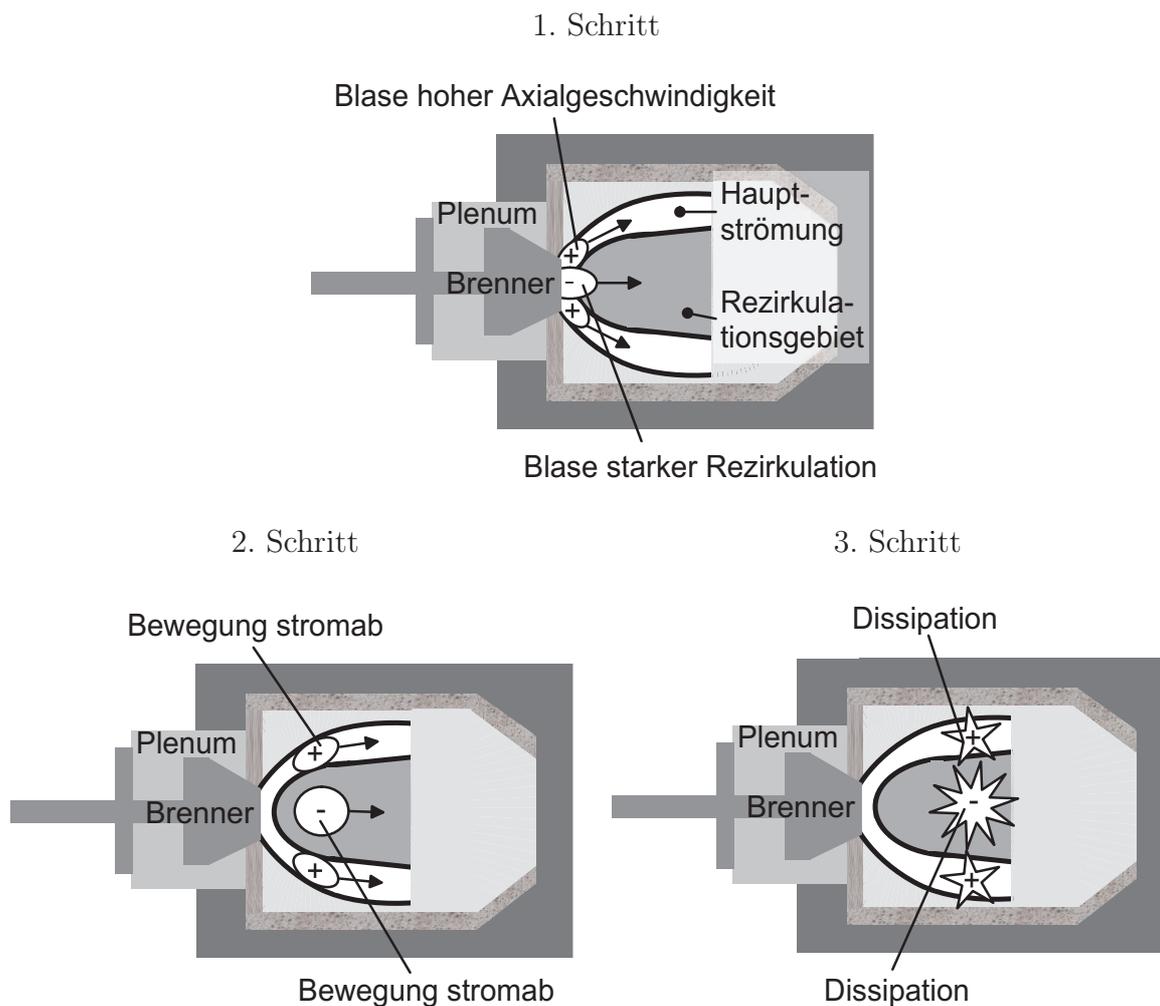


Abb. 7.41: Skizze des Pumpens in der Brennkammer

In Abbildung 7.42 ist links der Betrag der Geschwindigkeitsfluktuationen \tilde{u}_{max} , die mit dem Maximalwert der mittleren Axialgeschwindigkeit \bar{u}_{max} normiert wurden, und rechts die dazugehörige Phase, bezogen auf die Druckfluktuationen im Plenum (Abb. 7.37), aufgetragen. Beiden Konturplots wurde die normierte mittlere Axialgeschwindigkeit überlagert. Die stärksten Geschwindigkeitsfluktuationen treten im Rezirkulationsgebiet auf. Die Phase in der Rezirkulationsblase beginnt bei 0° und steigt stromab auf 180° an. Die Strömung in der Scherzone verhält sich entgegengesetzt. Dies verdeutlicht das „Pumpen“ in der Brennkammer. Da sich die Geschwindigkeitsfluktuationen nicht mehr nur auf die Reaktionszone beschränken, können Kraftstoffschwankungen nicht die alleinige Ursache der Brennkammerschwingungen sein, wie bei den leichten Oszillationen.

Werden die normierten periodischen Anteile der Geschwindigkeitskomponenten in axialer Richtung und in Umfangsrichtung abzüglich dem zeitlichen Mittelwert (Gln. 6.3 und 6.4) für die Messstellen a bis f (Abb. 7.43 oben) in dem Rezirkulationsgebiet, der Reaktionszone und der Hauptströmung über dem Phasenwinkel φ aufgetragen, ergeben sich die in Abbildung 7.43 gezeigten Verläufe. Periodische Geschwindigkeitsfluktuationen in radialer Richtung in der Größenordnung $\pm 0,4$ lassen sich im Rezirkulationsgebiet (Messstelle a,

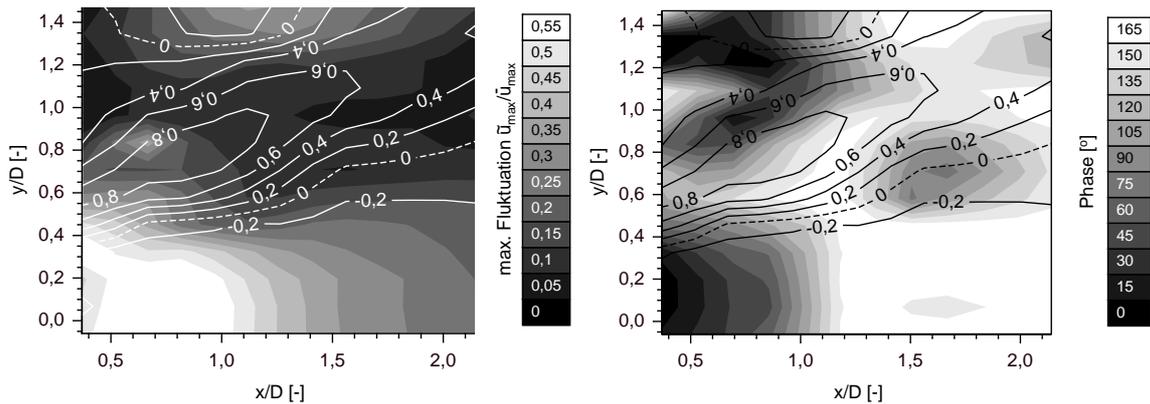


Abb. 7.42: Maximale Geschwindigkeitsfluktuationen und deren Phase (Konturplots) mit jeweils überlagert mittlerer Axialgeschwindigkeit (Isolinien-Plots)

$x/D = 0,367$, $y/D = 0,125$) nachweisen. Mit Ausnahme dieses Gebiets und dem Außenbereich (Messstelle d, $x/D = 0,367$, $y/D = 0,875$) sind die Fluktuationen in Axial- und Umfangsrichtung gegenphasig. In der Reaktionszone zwischen Rezirkulationsblase und Hauptströmung bei $x/D = 0,367$, $y/D = 0,438$ (Messstelle b) werden die Amplituden aufgrund der Energiezufuhr der sich dort stabilisierenden Flamme auf $\pm 0,55$ verstärkt. Stromab 90° bzw. $0,92$ ms später, aber noch in der Reaktionszone (Messstelle e), sind die Schwankungen durch die Dissipation geringfügig kleiner als $0,4\tilde{u}/\bar{u}_{max}$. Diese Fluktuationen breiten sich in radialer Richtung weiter aus. Höhere harmonische Frequenzen aufgrund nicht-linearer Effekte sind nur in der Hauptströmung mit nennenswerter Amplitude gemessen worden, insbesondere die erste Harmonische. Bei $x/D = 0,367$, $y/D = 0,625$ (Messstelle c) und bei $x/D = 0,633$, $y/D = 0,75$ (Messstelle f) sind zwei volle Schwingungen zu beobachten. Im Gegensatz dazu ist bei der schwach oszillierenden Strömung nur die Grundfrequenz festzustellen (Abb. 7.26). Die Ursache für die harmonischen Frequenzen liegen in der sehr großen Amplitude der Oszillation (vgl. Abb. 7.1), weil dadurch zusätzliche kohärente Strukturen, wie z. B. Wirbel in Scherschichten, generiert werden. Am äußeren Rand der Hauptströmung (Messstelle d) treten nur noch geringe Schwankungen um $\pm 0,1$ mit der Grundfrequenz auf. Verglichen mit der schwach oszillierenden Strömung lässt sich sagen, dass eine Verzwanzigfachung der Druckamplitude starke periodische Fluktuationen des Strömungsfelds mit Geschwindigkeitsschwankungen von bis zu $\pm 55\%$ um die mittlere Geschwindigkeit bewirkt.

Wie schon die Ergebnisse der Druckmessung (Abb. 7.37) angedeutet haben, lassen die LDA-Untersuchungen an zwei verschiedenen Positionen am Umfang bei $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ (Abb. 7.30) und nahezu gleichem radialen Abstand von der Brennnachse torusförmige Ringwirbel (Abb. 7.44) erkennen, da beide Geschwindigkeitsverläufe gleichphasig sind. Dies wurde auch bei schwachen Oszillationen mit $\lambda = 1,46$ beobachtet (Abb. 7.29). Die geringen Differenzen in den Verläufen sind auf Messungen an minimal unterschiedlichen radialen Positionen zurückzuführen. Beide Messstellen liegen dennoch in der Zone mit großen Geschwindigkeitsgradienten zwischen Rezirkulationsgebiet und Hauptströmung, in der sich die Flamme stabilisiert.

Wie zu Beginn erläutert, hat der Drall einen maßgeblichen Einfluss auf die Stabilität

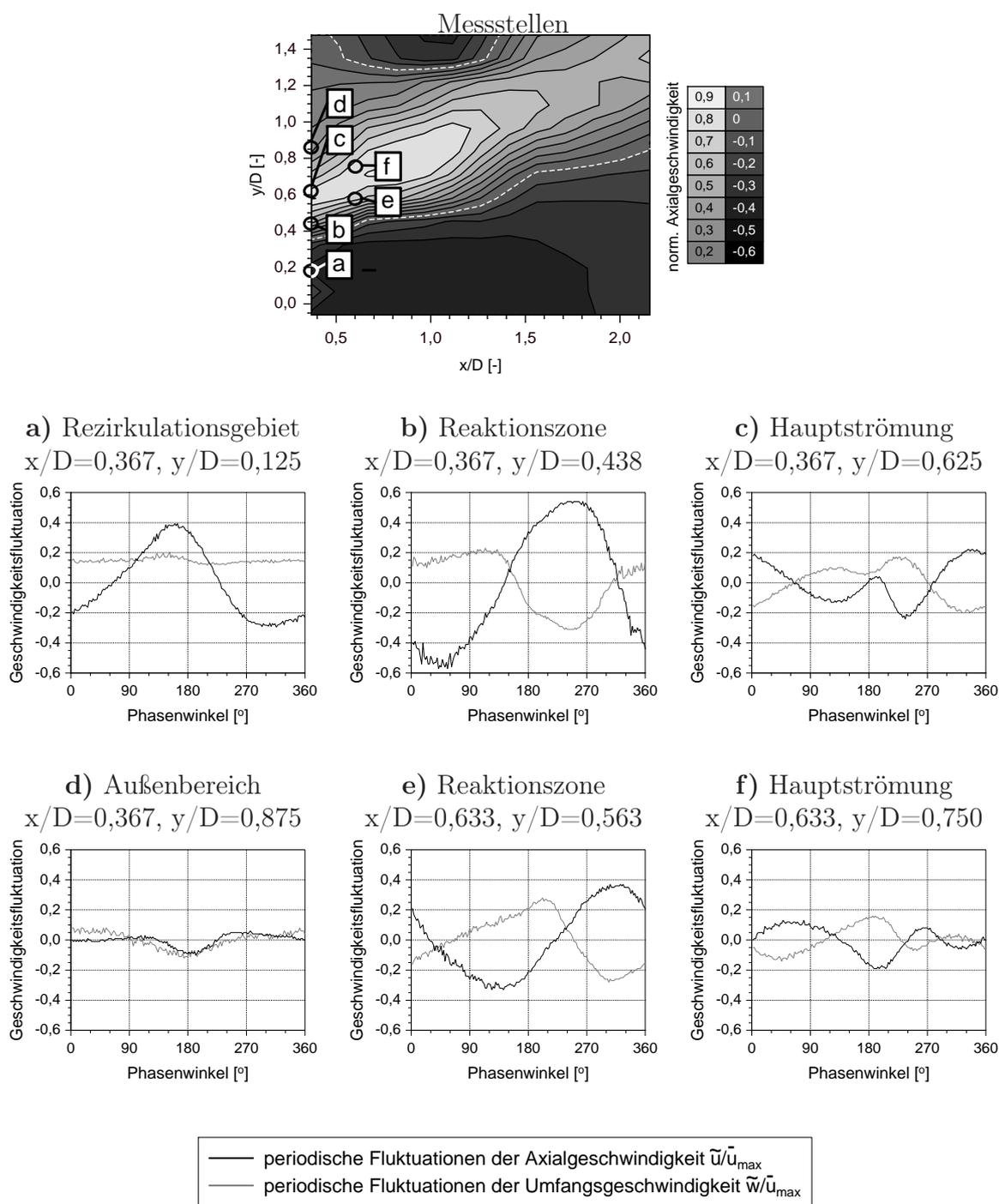


Abb. 7.43: Phasenbezogene normierte Geschwindigkeitsfluktuationen

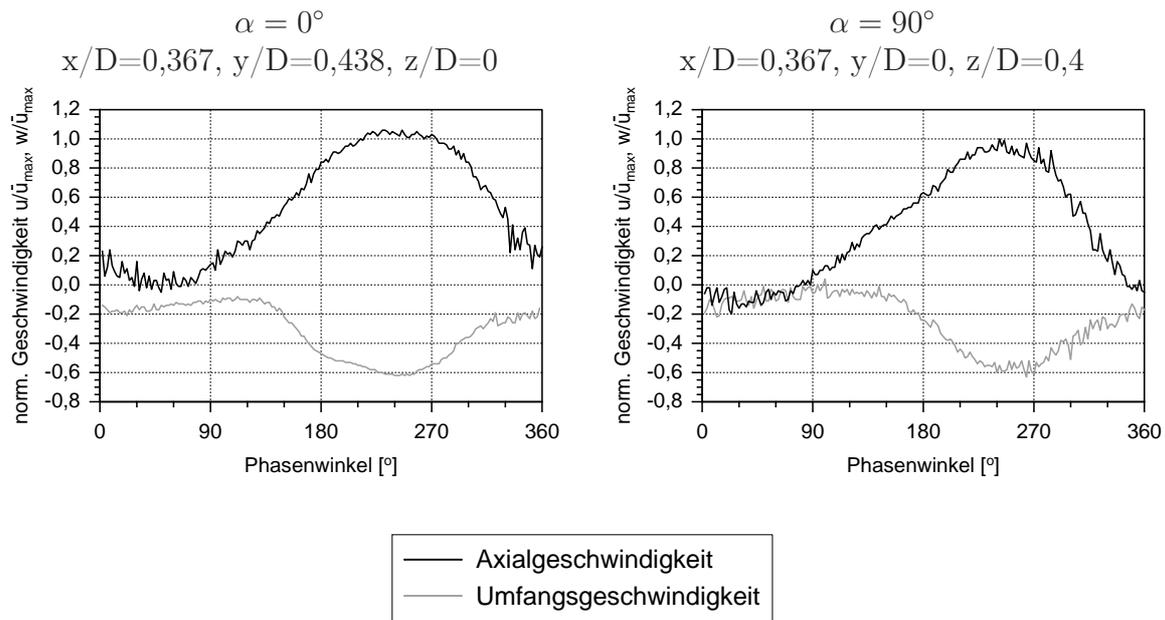


Abb. 7.44: Axial- und Umfangsgeschwindigkeit an unterschiedlichen Positionen am Umfang

der Flamme. Eine Betrachtung des Geschwindigkeitsverhältnisses w/u und der Drallzahl soll klären, ob die Flamme während einer Periodendauer jederzeit noch eine ausreichende Drallstabilisierung erfährt. Der geometrisch ähnliche Brenner aus den vorangegangenen Untersuchungen (Kap. 4.5) zeigte eine große Anfälligkeit gegenüber Brennkammerschwingungen bei Variation der Drallzahl.

Der Betrag des lokalen Geschwindigkeitsverhältnisses w/u ist in Abbildung 7.45 sowohl für $x/D = 0,367$ in der Reaktionszone (Abb. 7.43 oben, Messstelle b, $y/D = 0,438$) und in der Hauptströmung (Messstelle c, $y/D = 0,625$) als auch für $x/D = 0,633$ in dem Rezirkulationsgebiet ($y/D = 0,188$), in der Reaktionszone (Messstelle e, $y/D = 0,563$) und in der Hauptströmung (Messstelle f, $y/D = 0,75$) über der Phase dargestellt. Die Angabe der Phasenwinkel bezieht sich, wie auch schon bei den vorherigen Untersuchungen, auf den Druckverlauf im Plenum (Abb. 7.37). Während in der Rezirkulationsblase und in der Hauptströmung an beiden axialen Positionen das Geschwindigkeitsverhältnis um maximal nur $\pm 0,1$ um den Mittelwert schwankt, treten in der Reaktionszone stromab wandernde starke Fluktuationen auf. Insbesondere bei $x/D = 0,633$ und ab einem Phasenwinkel von $\varphi = 120^\circ$ beginnt das lokale Geschwindigkeitsverhältnis w/u von 0,8 bis auf 0,1 bei $\varphi = 210^\circ$ zusammenzubrechen. Phasengleich erreicht der Brennkammerinnendruck bei $\varphi = 180^\circ$ sein Minimum (Abb. 7.37). Während dieses Zeitraums ist die Anfälligkeit der Flamme gegenüber Instabilitäten deutlich erhöht.

Da die LDA-Messungen eine rotationssymmetrische phasenbezogene Geschwindigkeitsverteilung ergaben, bedeutet der Einbruch des Geschwindigkeitsverhältnisses w/u in der Reaktionszone, dass am ganzen Umfang kurzzeitig bei $\varphi = 210^\circ$ die Drallstabilisierung der Flamme aussetzt. Dadurch sinkt die momentane Wärmefreisetzung in der Reaktionszone und die Dichte steigt. Die Drallzahl (Gl. 2.1), gebildet mit dem Quotienten aus Dreh-

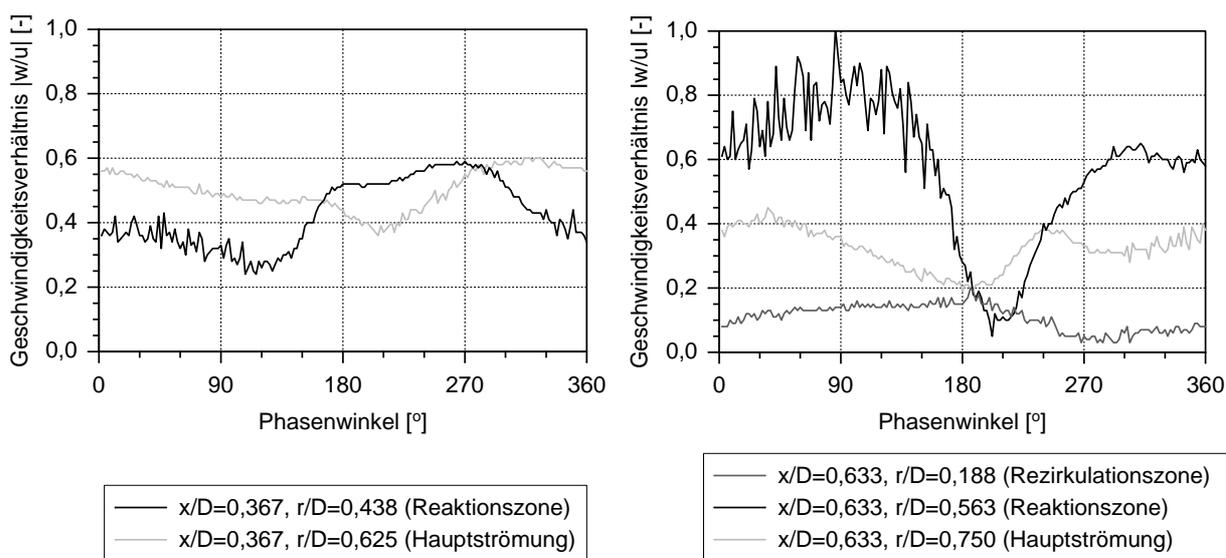


Abb. 7.45: Geschwindigkeitsverhältnis $\left| \frac{w}{u} \right|$

impulsstrom (Gl. 2.2) und Axialimpulsstrom (Gl. 2.3), muss demnach steigen, da der Axialimpulsstrom durch die geringere axiale Geschwindigkeit infolge der größeren Dichte sinkt und der Drehimpulsstrom näherungsweise als konstant angenommen werden kann. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 7.46 die Drallzahl über dem Phasenwinkel aufgetragen. Bei $x/D = 0,633$ unterliegt sie starken periodischen Schwankungen zwischen 0,2 und 0,6. Das Maximum tritt bei $\varphi = 240^\circ$ auf, also 30° später als das Minimum des Geschwindigkeitsverhältnisses w/u , wenn die Flamme nicht ausreichend stabilisiert ist. Demzufolge erlischt sie lokal oder ihre Reaktionsrate fällt dramatisch ab, wodurch ebenfalls der Brennkammerdruck sinkt (Abb. 7.37) bis er phasengleich mit dem Geschwindigkeitsverhältnis w/u sein Minimum bei 210° erreicht. Durch die Temperatur- und Dichteänderung fällt der Axialimpulsstrom und die Drallzahl sinkt (Abb. 7.46). Der wenig später erfolgende Wiederanstieg der Reaktionsrate bewirkt eine Zunahme von w/u und des Drucks in der Brennkammer.

Wegen dieses direkten Zusammenhangs können als Ursache der Brennkammerschwingungen die großen Geschwindigkeitsfluktuationen in der Reaktionszone angesehen werden. Somit ist der kurzzeitige starke Einbruch des Geschwindigkeitsverhältnisses w/u auf annähernd 0 in der Reaktionszone verantwortlich für die Flammeninstabilitäten und damit auch für die lautstarken Brennkammerschwingungen mit der zwanzigfachen Druckamplitude im Vergleich zu $\lambda = 1,46$ [79, 80]. Dies erklärt auch den großen Einfluss der Drallzahl in Kapitel 4.5 auf die Flammeninstabilitäten bei den untersuchten Designvarianten des Brenners. Bei der leicht oszillierenden Strömung (Abb. 7.31) fluktuiert das Geschwindigkeitsverhältnis w/u nur geringfügig über eine Periode mit maximal $0,4 \pm 0,05$ in der Reaktionszone wegen der geringen Stärke der vom Brennermund ausgehenden ringförmigen Störungen. Der Drall reicht noch für eine weitgehende Stabilisierung der Flamme aus und demzufolge sind die Oszillationen auch nur leise.

Die starken Fluktuationen des lokalen Geschwindigkeitsverhältnisses w/u müssen, wenn

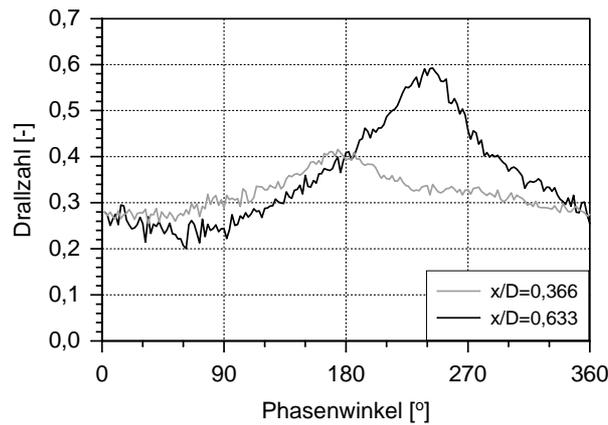


Abb. 7.46: Drallzahl bei starken Oszillationen

lokal in der Reaktionszone die Drallstabilisierung aussetzt, einen Einfluss auf die Lage der Flammenfront haben. Deshalb wurden die mittleren OH-LIF-Intensitäten bei starken Oszillationen abhängig vom Phasenwinkel untersucht. Das OH-Radikal entsteht bei der Oxidation des CH-Radikals in der Flammenfront. An Stellen größter OH-Konzentrationsgradienten verläuft die Flammenfront (Kap. 5.4.1). Da das OH-Radikal ausschließlich in der Hauptreaktionszone der Flamme gebildet wird, kann mit Einschränkungen auf die Lage der Flamme zurückgeschlossen werden. Eine Berechnung der Flammenfronten aus den OH-LIF-Intensitäten konnte nicht durchgeführt werden, da eine größere Anzahl an Einzelaufnahmen hierzu notwendig gewesen wäre. Dies war jedoch durch die nachlassende Transmission der Quarzglasscheiben im ultravioletten Lichtwellenlängenbereich mit zunehmender Messdauer nicht möglich. Abbildung 7.47 zeigt die mittleren OH-LIF-Intensitäten bei $\lambda = 1, 2$ in Abhängigkeit der Phase. Ihnen wurde die normierte Axialgeschwindigkeit $u(\varphi)/\bar{u}_{max}$ überlagert. Eine helle Schattierung entspricht einer hohen Intensität. In schwarzen Zonen wurden keine OH-Radikale detektiert. Die periodischen Geschwindigkeitsschwankungen beeinflussen die Lage der Flamme sehr stark (Abb. 7.47). Zwischen $\varphi = 317^\circ$ und 137° , bezogen auf die Druckoszillationen im Plenum (Abb. 7.37), sind starke OH-LIF-Intensitäten aufgrund der chemischen Reaktion zwischen der mit Kraftstoff vorgemischten unverbrannten Luft (schwarz) und der übrigen Strömung (grau) zu beobachten. Auch die Lage der Frischgaszunge ist abhängig vom Phasenwinkel. Zwischen $\varphi = 182^\circ$ und 272° liegt eine nahezu homogene Hydroxyl-Konzentration im untersuchten Bereich vor. Dies weist auf ein kurzzeitiges Erlöschen der Flamme oder eine schnelle Abnahme der Reaktionsrate hin. Die heißen Abgase mit Resthydroxyl-Konzentrationen und die Frischluft vermischen sich durch die hohe Turbulenz sehr schnell und Gradienten in der Hydroxyl-Konzentration zwischen der Reaktionszone bzw. den heißen Abgasen im Rezirkulationsgebiet und der kalten Frischluft verschwinden.

Die großen Gradienten der OH-LIF-Intensitäten zwischen $\varphi = 317^\circ$ und 137° sind auch ein Indiz für eine erhöhte Wärmefreisetzung. Das Rayleigh-Kriterium (Gl. 2.11) besagt, dass bei einer Phasenverschiebung zwischen Druck- und Wärmefreisetzungsfrequenzen in der Reaktionszone von $-90^\circ \leq \Delta\varphi \leq 90^\circ$ ein notwendiges Kriterium für selbst-

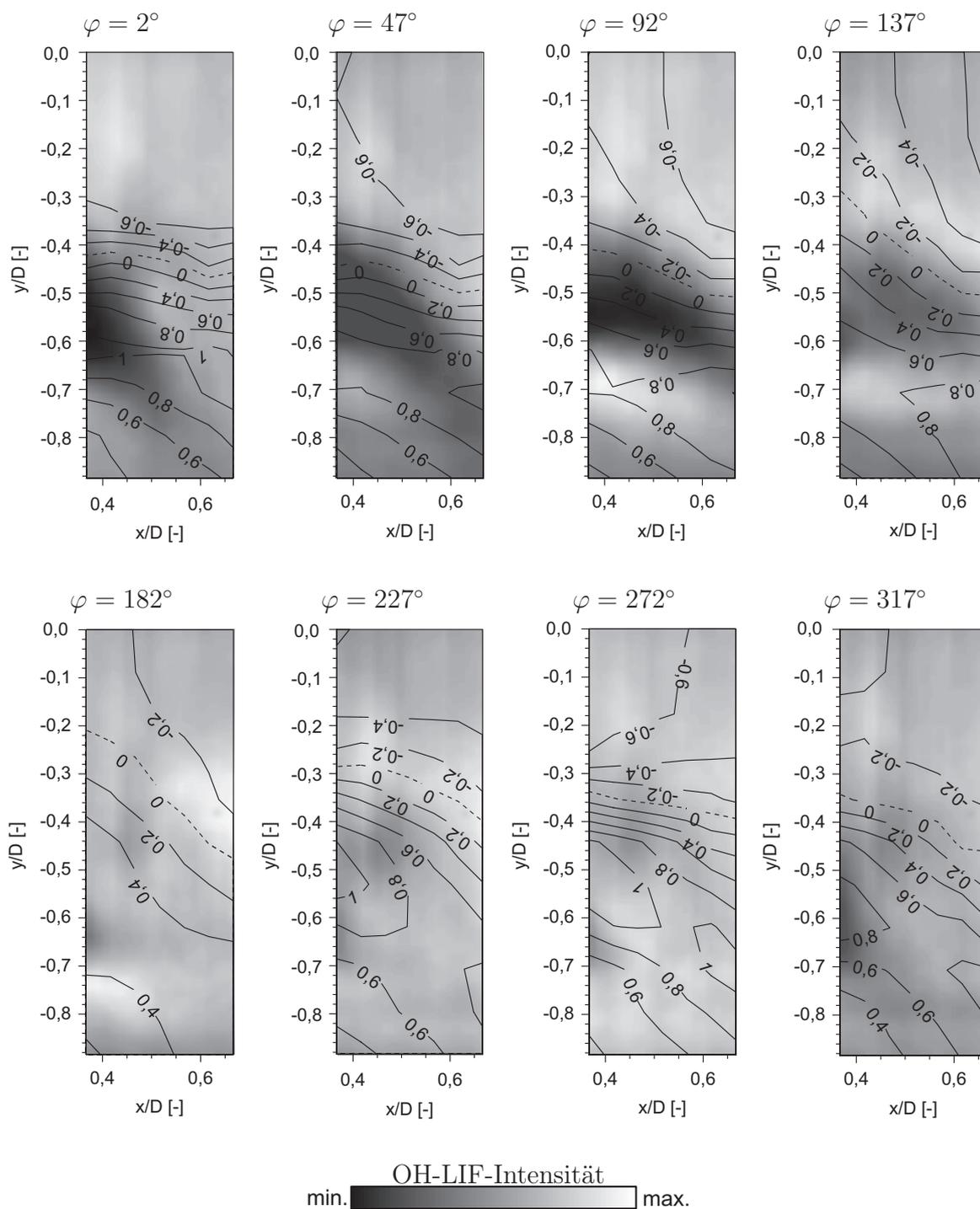


Abb. 7.47: Phasenbezogene OH-LIF-Intensität (Konturplot) mit überlagelter normierter Axialgeschwindigkeit (Isolinien-Plot) bei $\lambda = 1, 2$

erregte Brennkammerschwingungen erfüllt ist. In Abbildung 7.48 ist der Druckverlauf an der Brennkammerwand bei $x/D = 0,367$ dargestellt. Da sich die Druckoszillationen mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten, kann der Druck an der Wand dem in der Reaktionszone annähernd gleich gesetzt werden. Durch die hellgrauen Linien ($\pm 90^\circ_{(\tilde{p})}$) ist der $\pm 90^\circ$ -Bereich um die Druckoszillation ($\tilde{p}/\tilde{p}_{max}$) nach dem Rayleigh-Kriterium markiert, innerhalb dem die Wärmefreisetzungsfluktuationen ($\tilde{q}/\tilde{q}_{max}$) für selbsterregte Brennkammerschwingungen liegen müssen. Die dunkelgraue Linie symbolisiert die Energiefreisetzung unter der Annahme, dass deren Maximum bei $\varphi \approx 80^\circ$ liegt, wie die OH-Verteilung (Abb. 7.47) vermuten lässt. Da die Energiefreisetzungskurve in dem $\pm 90^\circ$ -Bereich um die Druckfluktuationen liegt, können selbsterregte Schwingungen vorliegen.

Eine Anregung der Flamme ausschließlich durch stromab vom Brenner wandernde kraftstoffreiche Ballen ist unwahrscheinlich: Die bei minimaler Druckdifferenz zwischen Plenum und Brennkammer entstehenden kraftstoffreichen Blasen ($\varphi = 330,5^\circ$, Abb. 7.37) erreichen um 129° verspätet bei $\varphi = 459,5^\circ$ bzw. $99,5^\circ$ den Brennermund aufgrund gleicher Strömungsgeschwindigkeiten im Brenner wie bei leichten Oszillationen (vgl. Abb. 7.28). Bei der Reaktion dieser brennstoffreichen Blasen müsste sich lokal die Dichte erhöhen, was zu einem Geschwindigkeitsanstieg führen würde, so dass nahezu gleichzeitig stromab wandernde Gebiete hoher Axialgeschwindigkeit entstünden. Diese können jedoch schon deutlich früher zwischen $\varphi = 334^\circ$ und 34° und nicht erst ab $99,5^\circ$ beobachtet werden. Somit ist eine Anregung der Verbrennungsinstabilitäten nur durch konvektiv transportierte Kraftstoffinhomogenitäten auszuschließen.

Allgemein ergibt die Analyse der Verbrennungsinstabilitäten, dass die Druckfluktuationen an verschiedenen Messstellen in der Brennkammer immer in Phase sind. Somit liegt für $\lambda \leq 1,52$ immer ein Helmholtz-Mode vor. Eine Viertelwelle ist aufgrund gleich großer Amplituden in axialer Richtung und ihrer zu großen Wellenlänge bei Frequenzen um 250 Hz auszuschließen. Die Frequenz der Oszillationen hängt nur minimal von der Luftzahl ab. Bei einer Rückkopplung der Schwingungen über den Schall wäre zu erwarten, dass die Frequenz mit abnehmender Luftzahl und höheren Temperaturen deutlicher steigt, so wie die Schallgeschwindigkeit $a = \sqrt{\kappa R T}$ mit der Temperatur. Deshalb können die Schwin-

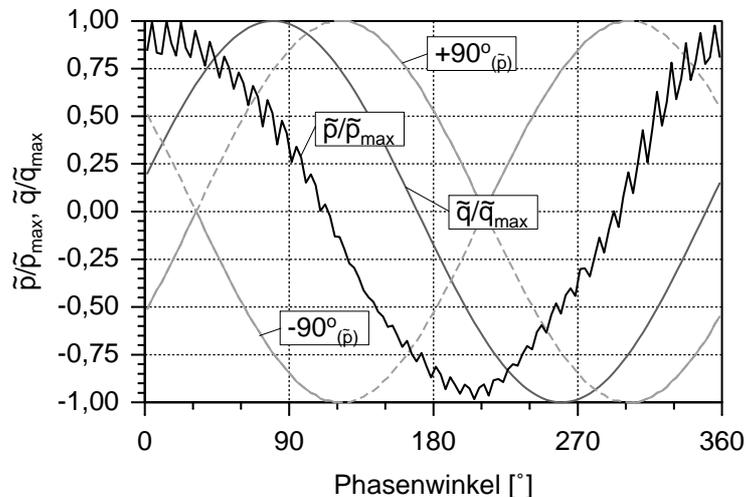


Abb. 7.48: Phase der Druck- und Wärmefluktuationen

ungen in der Brennkammer alleine nicht der primäre Grund der Flammeninstabilitäten sein.

7.3.4 Einfluss des Plenums auf die Instabilitäten

Numerische Berechnungen ergeben [87], dass die Verbrennungsinstabilitäten vorwiegend durch Oszillationen im stromauf des Brenners liegenden Plenums, das als Helmholtz-Resonator wirkt, ausgelöst werden. Um die Annahme zu überprüfen, wird die Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Lufttemperatur im Plenum experimentell untersucht.

Die Eigenfrequenz eines idealen Helmholtz-Resonators (Abb. 7.49a) berechnet sich nach Gleichung 7.5, wenn der Korrekturfaktor für die Halslänge zu 1 gesetzt wird. Wird der konische Diagonalgitterkanal des Brenners (Abb. 3.1) durch einen äquivalenten zylindrischen Kanal angenähert, ergibt sich eine Resonanzfrequenz von 247,9 Hz bei einer Luftvorwärmtemperatur von 673 K. Diese Frequenz fällt somit in den Bereich der Brennkammerschwingungen ($247 \text{ Hz} \leq f \leq 255 \text{ Hz}$).

$$f_{res} = \frac{a}{2\pi} \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{\pi \cdot r_h^2}{(l_h + r_h) \cdot V}}}_{f(\text{Geometrie})} \sim a \sim \sqrt{T} \quad (7.5)$$

Neben den geometrischen Parametern hängt die Frequenz von der Schallgeschwindigkeit $a = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T}$, also von \sqrt{T} linear ab (Gl. 7.5). Um zu prüfen, ob die Instabilitäten durch das als Helmholtz-Resonator wirkende Plenum (Abb. 7.49b) verursacht werden, wird die Luft im Plenum auf 573 K, 623 K und 673 K bei konstantem Volumenstrom \dot{V}_0 und gleicher Luftzahl $\lambda = 1, 2$ vorgewärmt (Tab. 7.1) und die Resonanzfrequenz gemessen.

Nach Gleichung 7.5 muss demnach der Quotient $f/\sqrt{T_{Plenum}}$ konstant sein. Die geringen Abweichungen von maximal 2,5 % bestätigen, dass die Druckoszillationen im Plenum die Flammeninstabilitäten in der Brennkammer auslösen. Somit übt das Plenum einen größeren Einfluss auf die Brennkammerschwingungen aus, als bislang angenommen wurde. Selbst unter nicht-oszillierenden Bedingungen bei $\lambda = 2$ können erste Anzeichen einer Druckfluktuation im Plenum beobachtet werden (Abb. 7.3 Mitte). Die in das Plenum

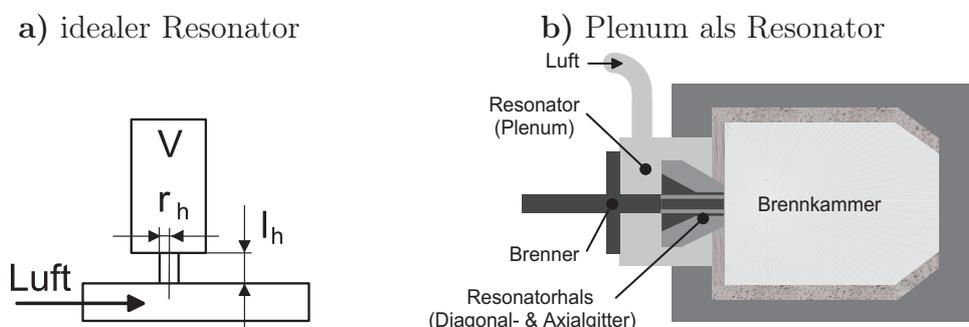


Abb. 7.49: Skizze der Helmholtz-Resonatoren

Temperatur T_{LuVo} [K]	Frequenz ($\dot{V} = \dot{V}_0$) f [Hz]	$f/\sqrt{T_{LuVo}}$ [Hz/ \sqrt{K}]
573	231	9,650
623	247	9,895
673	252	9,714

Tab. 7.1: Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Luftvorwärmtemperatur

strömende hochturbulente Luft beinhaltet Instabilitäten über einen weiten Frequenzbereich. Stimmt eine dieser Frequenzen mit der Eigenfrequenz des Plenums überein und die Dämpfung der Strömung ist nicht ausreichend, wird diese verstärkt und Druckoszillationen treten auf. Bei größeren Luftzahlen reicht die Dämpfung durch die Flamme noch aus, um die sehr schwachen Fluktuationen in der Brennkammer zu unterdrücken. Deswegen sind sie in der Brennkammer auch nicht mehr nachzuweisen (Abb. 7.4 Mitte).

Die in diesem Kapitel dargestellten Ergebnisse zeigen, dass die Frequenzen der Instabilitäten in der nicht-reagierenden und reagierenden Strömung nahezu identisch sind. Dies liegt an der Wahl der jeweiligen Betriebspunkte, da unterschiedliche Wirkketten vorliegen. Der in der isothermen Strömung vorhandene präzessierende Wirbelkern tritt unter reagierenden oszillierenden Bedingungen nicht mehr auf. Die aerodynamisch bedingte Instabilität weicht einem Helmholtz-Mode.

Zusammenfassend lassen sich die Oszillationen auf eine Phasenverschiebung zwischen den Druckschwingungen im Plenum und in der Brennkammer zurückführen, wodurch eine treibende Druckdifferenz entsteht, die die Strömung im Brenner abwechselnd beschleunigt und verzögert. Weil der eingebrachte Brennstoffmassenstrom annähernd konstant ist, entstehen periodische Brennstoffinhomogenitäten, die konvektiv in die Reaktionszone transportiert werden und dort Fluktuationen in der Energiefreisetzung verursachen. Bei den leichten Oszillationen ist dieser Mechanismus dominierend. Bei noch niedrigeren Luftzahlen ist ein „Pumpen“ der gesamten Strömung in der Brennkammer zu beobachten. In Brennernähe in der Hauptströmung und im Rezirkulationsgebiet entstehen Bereiche mit hohen Geschwindigkeiten, die stromab wandern. Die Flammenfront unterliegt deshalb starken periodischen Schwankungen, kurzzeitig setzt sogar die Drallstabilisierung der Flamme aus. Dies ist mit einem lokalen Erlöschen der Flamme oder einem starken Abfall der Reaktionsrate verbunden, so dass lautstarke Schwingungen die Folge sind.

Durch die komplexe Gestaltung des Brenners mit dem Axial- und Diagonalgitter, die sich gegenseitig beeinflussen, sowie der axialen Versperrung im Zentrum ist eine Übertragung der Ergebnisse nur auf geometrisch ähnliche Brenner möglich. Dennoch können bei Brennkammerschwingungen in nicht-ähnlichen Brennern dieselben Phänomene aufgrund identischer Wirkketten beobachtet werden, da auch dort Kraftstofffluktuationen, Helmholtz-Moden oder Rückkopplungen zwischen der Energiefreisetzung und periodischen Druckschwankungen auftreten, wenngleich meistens keine detaillierte Analyse des Strömungsfeldes unternommen wurde [67, 75, 104]. Basierend auf den gewonnenen Kenntnissen aus den Untersuchungen der isothermen und der reagierenden Strömung wird abschließend im folgenden Kapitel ein geometrisch ähnlicher Brenner vorgestellt, dessen Strömung ähnliche Instabilitäten aufweist. Jedoch haben sie aufgrund einer einfachen Modifikation des

Diagonalgitterkanals geringere Amplituden bei vergleichbaren Betriebspunkten. Dadurch wird der Betriebsbereich des Brenners signifikant erweitert, bevor Flammeninstabilitäten auftreten.

8 Überprüfung der geometrischen Einflussgrößen

Eine Skalierung des Brenners auf geometrisch ähnliche Abmessungen soll Voraussagen über die Frequenz des präzessierenden Wirbelkerns in der isothermen Strömung ermöglichen. Die Strouhal-Zahl (Gl. 6.1) beschreibt als charakteristische Größe die Frequenz in Abhängigkeit der Ausströmgeschwindigkeit aus dem Brenner und dem Brennermund-Durchmesser. In der isothermen Strömung war die Strouhal-Zahl beim Originalbrenner konstant ($St \approx 0,295$), während die Frequenz des präzessierenden Wirbelkerns linear vom Volumenstrom, d. h. der Ausströmgeschwindigkeit, abhing (Kap. 6.2.1). Bei einer Verkleinerung des Brennermund-Durchmessers am Austritt des Diagonalgitters sollte die Strouhal-Zahl $St = \frac{f \cdot D}{u_\infty} = \frac{D}{t \cdot u_\infty}$ aufgrund der geometrisch ähnlichen Abmessungen unverändert bleiben, da die Zeit, die ein Fluidteilchen der Geschwindigkeit u_∞ benötigt, um die Strecke D zurückzulegen, in das Verhältnis einer für die instationäre Strömung charakteristischen Zeit t gesetzt wird. Die Austrittsgeschwindigkeit u_∞^* aus dem Brenner steigt durch die Querschnittsverengung infolge des kleineren Durchmessers an, wenn der Luftvolumenstrom dem des Originalbrenners entspricht. So ist ein präzessierender Wirbelkern mit höherer Frequenz zu erwarten.

8.1 Skalierung des Brennermundes

Die Austrittsöffnung des Originalbrenners (Abb. 3.1) wird durch den Einbau eines konischen Rings, der so genannten Brennermundblende, in den Diagonalgitterkanal verkleinert (Abb. 8.1). Da die Steigung des Innenkonus der Blende der unmittelbar stromauf liegenden Kontur gleicht, wird zusätzlich eine Ablösekannte im Brenner beseitigt, die der Strömung im Kanal Instabilitäten aufprägen kann. Die übrige Brennergeometrie bleibt unverändert.

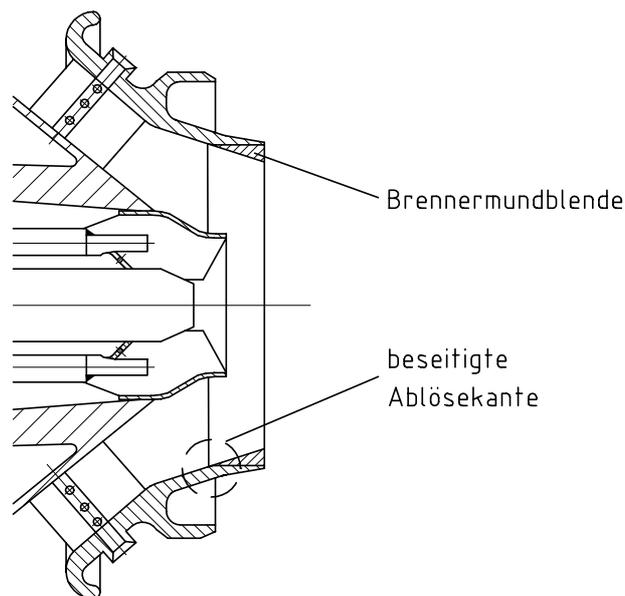


Abb. 8.1: Skizze des modifizierten Brenners mit Blende

Dieser derart skalierte Brenner wird anschließend unter isothermen und reagierenden Bedingungen untersucht.

8.2 Isotherme Strömung

Bei der Untersuchung der isothermen Strömung entsprach der Luftvolumenstrom dem des Originalbrenners im Auslegungspunkt ($\dot{V}/\dot{V}_0 = 1$, $T_0 = 330$ K). Wie eingangs erwähnt, sollte der skalierte Brenner durch den Einbau der Brennermundblende bei gleicher Strouhal-Zahl wie der Originalbrenner $St \approx 0,295$ (Kap. 6.2.1) einen präzessierenden Wirbelkern mit erhöhter Frequenz aufweisen, da der Luftvolumenstrom dem des Originalbrenners entspricht. Deshalb wurde das Strömungsfeld mittels Hitzdraht-Sonden untersucht und die Frequenzen der Instabilitäten mit denen des ursprünglichen Brenners verglichen.

Sowohl beim Originalbrenner als auch beim modifizierten Brenner wurde in einem axialen Abstand von $x/D = 0,002$ zum Austritt und $0,04D$ radial unterhalb der Außenkante des Diagonalgitters die Hitzdraht-Sonde zur Messung positioniert (Abb. 8.2). Durch die verkleinerte Austrittsfläche ergab sich folglich beim modifizierten Brenner ein radialer Abstand von $r/D = 0,42$ zur Brennerachse und beim Originalbrenner von $r/D = 0,46$.

Aufgrund der Verengung des Austrittsquerschnitts erhöht sich die Frequenz des präzessierenden Wirbelkerns von 262 Hz beim Original (Abb. 6.10) auf 385 Hz beim Brenner mit Blende (Abb. 8.3) bei gleichem Volumenstrom. Die resultierende Strouhal-Zahl beträgt $St = 0,297$ und liegt, wie durch das Ähnlichkeitsgesetz prognostiziert, im Bereich der des Originalbrenners ($St \approx 0,295$). Daher ist auch für den modifizierten Brenner ein präzessierender Wirbelkern zu erwarten und die Strouhal-Zahl kann als charakteristische Kennzahl zur Skalierung verwendet werden.

Ein Vergleich des Frequenzspektrums in Abbildung 8.3 mit dem des Originalbrenners (Abb. 6.10) zeigt, dass durch diese einfache Maßnahme auch die Amplitude der Vorzugs-

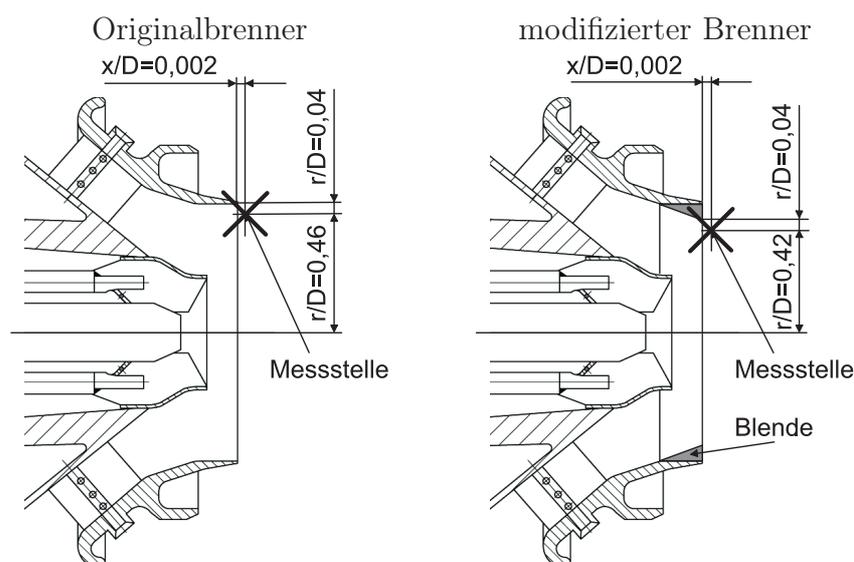


Abb. 8.2: Hitzdraht-Messstellen

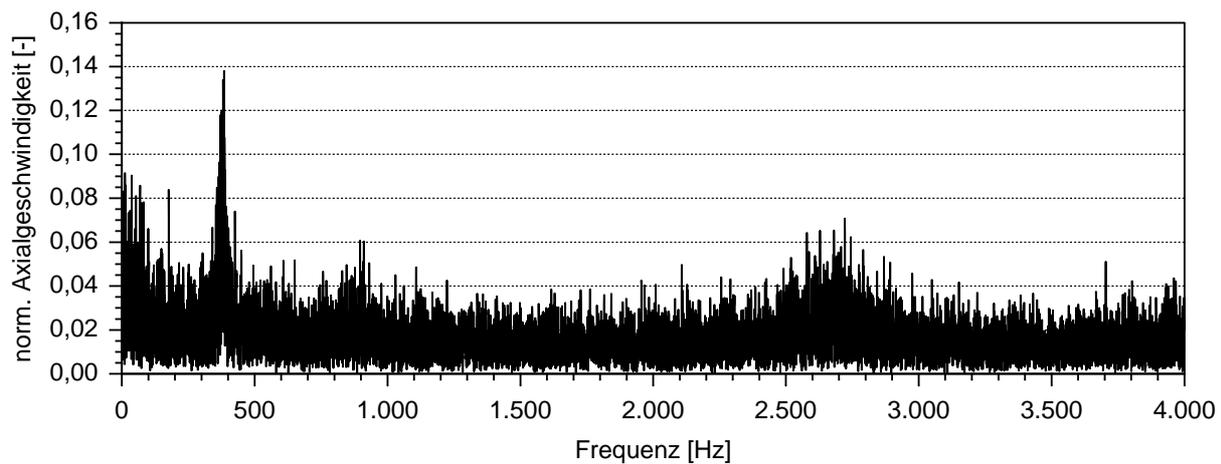


Abb. 8.3: Frequenzspektrum des modifizierten Brennermundes im Auslegungspunkt $\dot{V}/\dot{V}_0 = 1$ bei $x/D = 0,002$, $y/D = 0$, $z/D = 0,42$

instabilität um 40 % reduziert wird [82]. Numerische Untersuchungen am Institut für Thermische Strömungsmaschinen von Jochmann et al. [37] über den Einfluss verschiedener Düsengeometrien an Brennern bestätigen die Reduktion der Amplitude eines präzessierenden Wirbelkerns bei einer verbesserten Strömungsführung. Durch den Einbau der Brennermundblende wird die Ablösekante zu Beginn der zylindrischen Austrittsöffnung beseitigt, da der Innenkonus der Blende die gleiche Steigung wie die stromaufliegende Kontur des Brenners hat (Abb. 8.1). So wird durch die Blende der Diffusor am Austritt des Originalbrenners zu einer Düse, in der die Strömung beschleunigt und nicht verzögert wird. Zusätzlich entsteht eine definierte scharfe Ablösekante am Brenneraustritt, die ebenfalls zur Reduktion der Amplitude der Instabilitäten beiträgt. Dadurch werden vermutlich auch die Fluktuationen der Brennstoffkonzentrationen geringer.

Die vom modifizierten Brennermund ausgehenden aerodynamischen Instabilitäten mit 385 Hz können jetzt nicht mehr in der reagierenden Strömung die thermoakustische Resonanzfrequenz des Plenum-Brenner-Flamme-Brennkammer-Systems von 252 Hz aufgrund des Frequenzunterschiedes anregen, wie dies noch beim Originalbrenner möglich war. Bei dem Originalbrenner fällt der Frequenzunterschied zwischen isothermen (262 Hz) und reagierenden Instabilitäten (252 Hz) deutlich geringer aus.

Bei Strouhal-Zahlen ab 0,3 können nach Laufer und Monkewitz [47] sich anstelle eines präzessierenden Wirbelkerns auch Ringwirbel ausbilden. Somit bestünde beim Originalbrenner in der reagierenden Strömung die Möglichkeit einer Anregung des thermoakustischen Modes durch sich vom Brennermund ablösende ringförmige Instabilitäten und dadurch bedingte Kraftstoffinhomogenitäten. Durch den zusätzlichen Einbau der Blende kann dies verhindert werden und die Brennkammerschwingungen sollten erst bei niedrigeren Luftzahlen einsetzen.

Die anschließende Untersuchung der reagierenden Strömung soll klären, ob durch die Brennermundblende die thermoakustischen Stabilitätsgrenzen positiv beeinflusst werden,

da eine Anregung des akustischen Modes des Plenum-Brenner-Flamme-Brennkammer-Systems durch Brennstoffinhomogenitäten oder Wirbelablösungen aufgrund stark abweichender Frequenzen nicht mehr möglich ist.

8.3 Reagierende Strömung

Die Untersuchungen der reagierenden instationären Strömung (Kap. 7.3) ergaben, dass für die leichten Brennkammerschwingungen im Vormischbetrieb periodische Fluktuationen des Brennstoffes verantwortlich sind, die konvektiv in die Reaktionszone transportiert werden. Die lauten thermoakustischen Oszillationen sind auf periodische Fluktuationen der Energiefreisetzung und des Drucks zurückzuführen, die durch ihre gegenseitige Phasenlage selbsterregte Schwingungen ermöglichen. In beiden Fällen ist die Resonanzfrequenz annähernd identisch, da die Instabilitäten durch den Helmholtz-Mode im Plenum ausgelöst werden.

Die folgende Untersuchung soll klären, ob die vom Brennermund ausgehenden aerodynamischen Strömungsinstabilitäten, die in der nicht-reagierenden Strömung beim Originalbrenner mit annähernd gleicher Frequenz nachgewiesen wurden, den Stabilitätsbereich im unipilotierten Vormischbetrieb einschränken. Durch die Brennermodifikation weicht die Frequenz des aerodynamischen von der des akustischen Modes deutlich ab. Ein erweiterter Stabilitätsbereich des Brenners sollte daraus resultieren, bevor lautstarke Brennkammerschwingungen auftreten.

Ein Vergleich der thermoakustischen Stabilitätsgrenzen zwischen dem Original- und dem mit der Blende modifizierten Brenner ist bei gleichem Luftvolumenstrom ($\dot{V}/\dot{V}_0 = 1$, $T_0 = 673$ K) in Abbildung 8.4 dargestellt. Während beim ursprünglichen Brenner ab einer Luftzahl von 1,36 stärkere Oszillationen beginnen, treten sie bei dem modifizierten erst ab 1,22 auf, so dass der Stabilitätsbereich des Brenners deutlich erweitert wird. Die

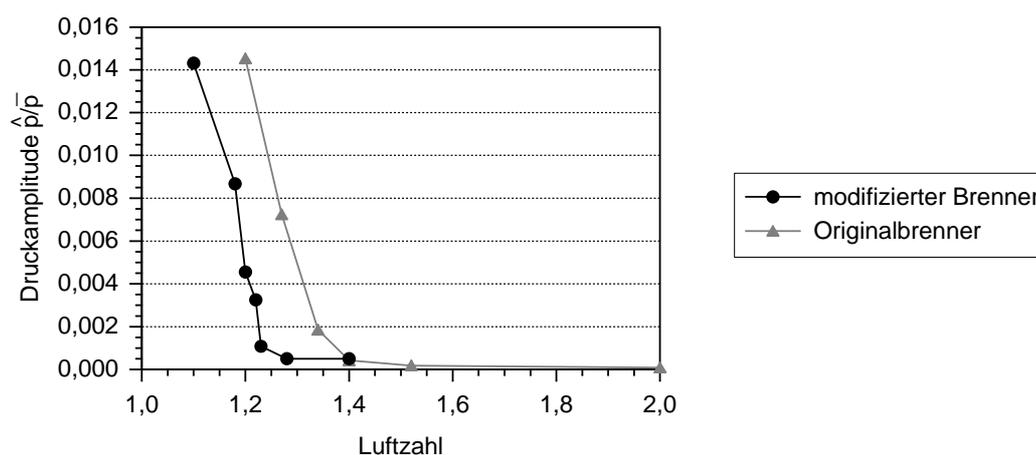


Abb. 8.4: Vergleich der Stabilitätsgrenzen zwischen dem Original- und dem modifizierten Brenner

Resonanzfrequenz der Brennkammerschwingungen liegt wie auch schon beim Originalbrenner im Bereich von 250 Hz. Deshalb wird die Annahme eines Helmholtz-Modus im Plenum als Auslöser der Schwingungen untermauert (Kap. 7.3.4), weil die Luft wie beim Originalbrenner ebenfalls auf 673 K vorgewärmt wurde. Da sich durch die Modifikation die Frequenz der aerodynamischen Instabilität (385 Hz) von der des akustischen Modus (247 Hz bis 255 Hz) in der reagierenden Strömung deutlich unterscheidet, können die vom Brennermund ausgehenden Störungen die Brennkammerschwingungen nicht mehr zusätzlich anfachen, wie noch beim Originalbrenner.

Außerdem führt die Steigerung der Austrittsgeschwindigkeit durch die kleinere Brenneröffnung bei gleichem Volumenstrom zu einer verkürzten Totzeit. So werden die periodischen Brennstofffluktuationen, die aus der treibenden Druckdifferenz zwischen Plenum und Brennkammer resultieren, mit einer höheren Frequenz und größerer Geschwindigkeit in die Reaktionszone transportiert. Diese Zeitspanne ist der entscheidende Parameter im Hinblick auf die Entstehung selbsterregter Oszillationen. Das bedeutet, dass die kraftstoffreichen und -armen Blasen zu einer deutlich früheren Phasenlage in die Reaktionszone eingekoppelt werden. Die Phasenverschiebung zwischen den periodischen Druck- und Energiefluktuationen liegt dennoch innerhalb des $-90^\circ \leq \Delta\varphi \leq 90^\circ$ -Bandes des Rayleigh-Kriteriums (Kap. 2.2.1), so dass selbsterregte Schwingungen entstehen können. Dies geschieht allerdings erst bei niedrigeren Luftzahlen, da der aerodynamische Mode nicht mehr den thermoakustischen anregen kann. Aufgrund der Verschiebung des Einsetzens der starken Brennkammerschwingungen von $\lambda = 1,36$ beim Originalbrenner nach $\lambda = 1,22$ beim modifizierten kann die thermische Leistung um 12 % gesteigert werden, ohne dass nennenswerte Oszillationen auftreten.

Während der Untersuchung des modifizierten Brenners wurden keine negativen Auswirkungen der Blende auf das Betriebsverhalten festgestellt. Jedoch aufgrund der erhöhten thermischen Belastung des Brenners und der Brennkammer unter oszillierenden Bedingungen bei $\lambda < 1,2$, für die der Versuchsstand nicht ausgelegt war, wurde von einer detaillierten Analyse des Strömungsfeldes abgesehen.

9 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Anregungsmechanismen der Verbrennungsinstabilitäten in modernen Gasturbinen-Brennkammern mit Vormischflammen unter maschinennahen Betriebsbedingungen experimentell untersucht. Die phasenaufgelösten Zusammenhänge zwischen Druck-, Geschwindigkeits-, Temperatur- und Flammenfrontfluktuationen, also zwischen den Größen, die an der Entstehung von Flammeninstabilitäten maßgeblich beteiligt sind, wurden umfassend analysiert, um die Ursachen und Wirkketten der Brennkammerschwingungen zu identifizieren.

Die Untersuchung der nicht-reagierenden Strömung ergab aerodynamisch bedingte Strömungsinstabilitäten am Brennermund. Ein präzessierender Wirbelkern wurde festgestellt, dessen Frequenz linear mit dem Luftvolumenstrom bei konstanter Strouhal-Zahl ansteigt. Somit ist durch die Strouhal-Zahl eine Charakterisierung der Frequenz des präzessierenden Wirbelkerns für geometrisch ähnliche Brenner möglich, wie eine Untersuchung an einem skalierten Brenner zeigte. Als Folge dieser periodischen Instabilität sind große Brennstoffschwankungen zu beobachten. Kraftstoffreiche und -arme Blasen wandern vom Brenner stromab in die Scherzone zwischen Hauptströmung und Rezirkulationsgebiet. Unter reagierenden Bedingungen liegt dort die Reaktionszone, in der die fetten und mageren Ballen Energiefreisetzungsfluktuationen der Flamme bewirken und somit die Flamme zum Schwingen anregen. Zudem werden durch die chemische Reaktion der kraftstoffreichen Blasen lokal hohe Spitzentemperaturen in der Reaktionszone erreicht, die zu einer vermehrten Bildung thermischer Stickoxide führen.

Die Analyse der reagierenden Strömung ergab für Oszillationen mit geringer Druckamplitude ($\lambda = 1,52$ und $1,46$), dass die Frequenz der Brennkammerschwingungen mit der des präzessierenden Wirbelkerns unter isothermen Bedingungen im Auslegungspunkt des Brenners übereinstimmt. Jedoch liegt ein anderer Mechanismus zugrunde. Die Instabilitäten in der reagierenden Strömung sind im Gegensatz zur isothermen Strömung durch das als Helmholtz-Resonator wirkende Plenum bedingt. Sich ringförmig vom Brennermund ausbreitende Instabilitäten sind zu beobachten. Das sich stromauf vom Brenner befindende Plenum hat einen größeren Einfluss als allgemein angenommen, da die Luftsäule in ihm ebenfalls im Helmholtz-Mode mit gleich großen Druckamplituden oszilliert, jedoch phasenverschoben zur Brennkammer. Durch die periodischen Fluktuationen der treibenden Druckdifferenz zwischen dem Plenum und der Brennkammer wird die Strömung in dem dazwischen liegenden Brenner abwechselnd beschleunigt und verzögert. Aufgrund des konstant eingebrachten Brennstoffmassenstroms während der Vormischung werden dem Gemisch periodische Kraftstoffinhomogenitäten aufgeprägt, die konvektiv in die Reaktionszone transportiert werden und dort Fluktuationen in der Energiefreisetzung verursachen. Dieser Mechanismus wurde als Ursache der schwachen Brennkammerschwingungen identifiziert, bei denen die Flamme noch ausreichend durch den Drall stabilisiert werden kann.

Oszillationen mit großer Druckamplitude ($\lambda = 1,2$) haben dieselbe Resonanzfrequenz wie die mit kleiner, jedoch setzt periodisch die Drallstabilisierung in der Reaktionszone aus. Dies führt kurzzeitig zu einem Abfall der Energiefreisetzung oder sogar zu einem lokalen Erlöschen der Flamme. Sehr starke Geschwindigkeitsfluktuationen sind zu beobachten,

und die gesamte Strömung in der Brennkammer „pumpt“. In der Hauptströmung und im Rezirkulationsgebiet werden Blasen mit hohen Axialgeschwindigkeiten gebildet, die stromab wandern und dissipieren. Das Plenum hat ebenfalls einen maßgeblichen Einfluss. Die dortigen Druckschwingungen sind zu denen in der Brennkammer phasenverschoben mit ähnlichen Auswirkungen wie bei den leichten Oszillationen. Der konvektive Transport der Brennstoffballen ist jedoch von untergeordneter Bedeutung für die starken Brennkammerschwingungen im Vergleich zu den schwachen Schwingungen. Die Rückkopplung zwischen den Druck- und Energiefluktuationen in der Reaktionszone überwiegt. Deutlich wird das durch die unterschiedliche Phasenlage der Geschwindigkeitsschwankungen.

Im Plenum können bei allen Vormisch-Betriebspunkten unterschiedlich starke Druckoszillationen im Helmholtz-Mode beobachtet werden. Wird jedoch eine kritische Luftzahl von $\lambda \leq 1,52$ unterschritten, lösen die Druckschwingungen im Plenum Verbrennungsinstabilitäten in der Brennkammer aus. Aufgrund identischer Luftvorwärmtemperaturen im Plenum bei allen Untersuchungen schwingt die dortige Luftsäule immer mit derselben Frequenz, so dass den Oszillationen in der Brennkammer auch diese Frequenz aufgeprägt wird.

Durch eine einfache Modifikation des Brennermundes wurde die Amplitude des präziesierenden Wirbelkerns in der isothermen Strömung bei gleichzeitiger Frequenzerhöhung signifikant reduziert. Unter reagierenden Bedingungen bewirkt diese Modifikation eine Einkopplung der Brennstofffluktuationen zu einer früheren Phase in die Reaktionszone, wodurch der stabile Betriebsbereich des Brenners deutlich erweitert werden konnte.

Zusammenfassend wurden im Rahmen dieser Arbeit erstmals Anregungsmechanismen anhand experimenteller Untersuchungen unter gasturbinennahen Betriebsbedingungen identifiziert. Durch eine umfassende phasenbezogene Analyse des Strömungsfeldes wurden unterschiedliche Wirkketten aufgezeigt, die die Ursache der Brennkammerschwingungen sind. Somit konnte in dieser Arbeit ein grundlegendes Verständnis der Zusammenhänge geschaffen werden, das zur Beseitigung thermoakustischer Instabilitäten benutzt werden kann. Allgemein gültige Aussagen werden durch die komplexe Geometrie des Brenners erschwert und bedürfen umfangreicher Parametervariationen. Die Aufstellung eines Skalierungsgesetzes zur zuverlässigen Prognose von Brennkammerschwingungen ist aufgrund der nicht vollständig verstandenen Mechanismen zurzeit noch nicht möglich. Deswegen ist eine allgemeine Quantifizierung der Ergebnisse bei dem momentanen Stand der Forschung kaum möglich, so dass nur qualitative Aussagen zulässig sind und die grundlegenden Zusammenhänge der Verbrennungsinstabilitäten noch weiterer Klärung bedürfen.

Literaturverzeichnis

- [1] Alper, A. und Liu, J. T. C. (1978): *On the Interactions between Large-Scale Structure and Finegrained Turbulence in a Free Sheer Flow - II. The Development of the Spatial Interactions in the Mean*. Proceedings of the Royal Society of London, Bd. 359(A), S. 497–523.
- [2] Büchner, H., Leuckel, W. und Hilgenstock, A. (1995): *Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Entstehungsmechanismen thermoakustischer Druckschwingungen in einem industriellen Vormischbrenner*. VDI-Berichte, Bd. 1193, S. 243–250.
- [3] Büchner, H. (1992): *Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Entstehungsmechanismen selbsterregter Druckschwingungen in technischen Vormisch-Verbrennungssystemen*. Shaker Verlag, Aachen.
- [4] Büchner, H. (2000): *Strömungs- und Verbrennungsinstabilitäten in technischen Verbrennungssystemen*. Habilitationsschrift, Universität Karlsruhe (TH).
- [5] Behrendt, T., Carl, M., Fleing, C., Frodermann, M., Heinze, J., Hassa, C., Meier, U., Wolff-Gaßmann, D., Hohmann, S. und Zarzalis, N. (2000): *Experimental and Numerical Investigation of a Planar Combustor Sector at Realistic Operating Conditions*. ASME-Paper 2000-GT-0123.
- [6] Berenbrink, P. und Hoffmann, S. (2000): *Suppression of Dynamic Combustion Instabilities by Passive and Active Means*. ASME-Paper 2000-GT-0079.
- [7] Bruun, H. H. (1995): *Hot Wire Anemometry : Principles and Signal Analysis*. Oxford Science Publications.
- [8] Camporeale, S. M., Forte, A., Fortunato, B. und Mastrovito, M. (2004): *Numerical Simulation of the Acoustic Pressure Field in an Annular Combustion Chamber with Helmholtz Resonators*. ASME-Paper GT-2004-54139.
- [9] Cano-Wolff, M., Koch, R. und Wittig, S. (2001): *Experimental and Numerical Investigation of the Autoignition of Fuel Sprays in Preheated Flows*. 20. Deutscher Flammentag, VDI-Berichte, Bd. 1629, S. 301–306.
- [10] Carlowitz, O. und Jeschar, R. (1980): *Entwicklung eines variablen Drallbrennkammersystems zur Erzeugung hoher Energieumsetzungsdichten*. Brennstoff-Wärme-Kraft, Bd. 32(11), S. 495–502.
- [11] Coats, C. M. (1997): *Coherent Structures in Combustion*. Prog. Energy Combust. Sci., Bd. 22, S. 427–509.
- [12] Correa, S. M. (1992): *A Review of NO_x Formation under Gas-Turbine Combustion Conditions*. Combustion Science and Technology, Bd. 87(1-6), S. 329–362.
- [13] Durst, F., Melling, A. und Whitelaw, J. H. (1987): *Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie*. G. Braun Verlag Karlsruhe.

- [14] Eckert, E. R. G. (1952): *Distribution of Heat Transfer Coefficients around Circular Cylinders in Cross Flow at Reynolds Numbers from 20 to 500*. Am. Soc. Mec. Engrs. Trans., Bd. 74, S. 343–346.
- [15] Einecke, S., Schulz, C. und Sick, V. (2000): *Measurement of Temperature, Fuel Concentration and Equivalence Ratio Fields using Tracer LIF in IC Engine Combustion*. Appl. Phys., Bd. B71, S. 717–723.
- [16] Escudier, M. P. (1987): *Confined Vortices in Flow Machinery*. Annual Review of Fluid Mechanics, Bd. 25, S. 27–52.
- [17] Escudier, M. P. (1988): *Vortex Breakdown: Observations and Explanations*. Progress in Aerospace Science, Bd. 25, S. 189–229.
- [18] Escudier, M. P. und Keller, J. J. (1985): *Essential Aspects of Vortex Breakdown*. Proc. Colloquium on Vortex Breakdown, Sonderforschungsbereich 25, Wirbelströmungen in der Flugtechnik, RWTH Aachen, S. 119–144.
- [19] Escudier, M. P. und Keller, J. J. (1985): *Recirculation in Swirling Flow: A Manifestation of Vortex Breakdown*. AIAA Journal, Bd. 23(1), S. 111–116.
- [20] Fric, T. F. (1996): *Skewed Shear-Layer Mixing within a Duct (TN)*. AIAA Journal, Bd. 34(4), S. 847–849.
- [21] Gordon, S. und McBride, B. J. (1994): *Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications: I. Analysis*. NASA Reference Publication, Bd. 1311.
- [22] Großmann, F., Monkhouse, P. B., Ridder, M., Sick, V. und Wolfrum, J. (1996): *Temperature and Pressure Dependences of the Fluorescence of Gas-Phase Acetone and 3-Pentanone*. Appl. Phys., Bd. B62, S. 249–253.
- [23] Gupta, A. K., Lilley, D. G. und Syred, N. (1984): *Swirl Flows*. ABACUS Press.
- [24] Gutmark, E. J., Schadow, K. C. und Yu, K. H. (1994): *Methods for Enhanced Turbulent Mixing in Supersonic Shear Flows*. Applied Mechanics Reviews - Including Supplement, Bd. 47(2), S. 188.
- [25] Hall, M. G. (1971): *Vortex Breakdown*. Annual Review of Fluid Mechanics, Bd. 4, S. 195–218.
- [26] Hehle, M., Schäfer, O., Koch, R. und Wittig, S. (2002): *Experimentelle Untersuchung von periodischen Instationaritäten an einem neuartigen Zerstäuber mittels phasen aufgelöster PDA-Messungen*. Spray 2002.
- [27] Hermann, J. (1997): *Anregungsmechanismen und aktive Dämpfung (AIC) selbst-erregter Verbrennungsschwingungen in Fluessigkraftstoffsystemen*, Bd. 364. VDI Fortschrittberichte, Reihe 6: Energietechnik.

- [28] Hermsmeyer, H., Prade, B., Gruschka, U., Schmitz, U., Hoffmann, S. und Krebs, W. (2002): *V64.3A Gas Turbine Natural Gas Burner Development*. ASME-Paper GT-2002-30106.
- [29] Ho, C. M. und Huerre, P. (1984): *Perturbed Free Sheer Layers*. Ann. Rev. Fluid Mech., Bd. 16, S. 206–214.
- [30] Hoffmann, S. (1994): *Untersuchungen des Stabilitätsverhaltens und der Stabilitätsgrenzen von Drallflammen mit innerer Rückströmzone*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- [31] Holzäpfel, F. (1996): *Zur Turbulenzstruktur freier und eingeschlossener Drehströmungen*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- [32] Host-Madsen, A. (1994): *A New Method for Estimation of Turbulence Spectra for Laser Doppler Anemometry*. 7th International Symposium on Applications of Laser Techniques of Fluid Mechanics, Paper-Nr. 11.1.
- [33] Host-Madsen, A. und Caspersen, C. (1981): *Spectral Analysis - A Modern Perspective*. Proceedings of the IEEE, Bd. 69(11), S. 1380–1419.
- [34] Howard, L. N. und Gupta, A. S. (1962): *On the Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability of Swirling Flow*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 14, S. 463–476.
- [35] Incropera, F. P. und DeWitt, D. P. (1996): *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. Wiley, New-York, 4. Aufl.
- [36] Jochmann, P., Sinigersky, A., Hehle, A., Schäfer, O. und Koch, R. (2005): *Numerical Simulation of a Precessing Vortex Breakdown*. eingereicht zur Veröffentlichung im International Journal for Heat and Fluid Flow.
- [37] Jochmann, P., Sinigersky, A., Koch, R. und Bauer, H.-J. (2005): *URANS Prediction of Flow Instabilities of a Novel Atomizer Combustor Configuration*. ASME-Paper GT-2005-68072.
- [38] Keller, J. J., Egli, W. und Exley, J. (1985): *Force- and Loss-Free Transitions between Flow States*. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik, Bd. 36, S. 854–889.
- [39] Kohler, W. (1988): *Turbulenz und Turbulenzstruktur in freien und eingeschlossenen Flammen*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- [40] Krebs, W. (2001): *Thermoacoustic Analysis: Application of Numerical Methods for the Determination of the Flame Response*. VDI-GET Workshop.
- [41] Krebs, W., Flohr, P., Prade, B. und S., Hoffmann (2002): *Thermoacoustic Stability Chart for High Intense Gas Turbine Combustions Systems*. Combustion Science and Technology, Bd. 174(7), S. 99–128.
- [42] Krebs, W., Hoffmann, S., Prade, B., Lohrmann, M. und Büchner, H. (2002): *Thermoacoustic Flame Response of Swirl Flames*. ASME-Paper GT-2002-30065.

- [43] Krüger, U., Hüren, J., Hoffmann, S., Krebs, W. und Bohn, D. (1999): *Prediction of Thermoacoustic Instabilities with Focus on the Dynamic Flame Behavior for the 3A-Series Gas Turbine of Siemens KWU*. ASME-Paper 99-GT-111.
- [44] Krämer, H., Dinkelacker, F., Leipertz, A., Poeschel, G., Huth, M. und Lenze, M. (1999): *Optimization of the Mixing Quality of a Real Size Gas Turbine Burner with Instantaneous Planar Laser-Induced Fluorescence Imaging*. ASME-Paper 99-GT-135.
- [45] Kunugi, M. und Jinno, H. (1959): *Measurements of Fluctuating Flame Temperature*. 7th International Symposium on Combustion, S. 942.
- [46] Kuo, K. K. (1986): *Principles of Combustion*. Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons Inc.
- [47] Laufer, J. und Monkewitz, P. (1978): *The Influence of the Dominant Large Scale Structures on the Initial Instability of a Low-Speed Circular Jet*. Bull. Am. Phys. Soc., Bd. 23(5-10), S. 1004.
- [48] Lefebvre, A. H. (1974): *Pollution Control in Continuous Combustion Engines*. 15th Symposium on Combustion, Pittsburg, S. 1169–1181.
- [49] Leibovich, S. (1978): *Vortex Stability and Breakdown: Survey and Extension*. Annual Review of Fluid Dynamics, Bd. 10, S. 221–246.
- [50] Leuckel, W. (1970): *Untersuchung der Zündstabilität und der Reaktionsverteilung verdrallter, turbulenter Diffusionsflammen*, Bd. 19(12). Gas Wärme International.
- [51] Lohrmann, M., Büchner, H., Zarzalis, N. und Krebs, W. (2003): *Flame Transfer Function Characteristics of Swirl Flames for Gas Turbine Applications*. ASME-Paper GT2003-38113.
- [52] Loseke, K. W. und Gould, R. D. (1991): *A Comparison of Velocity Bias Correction Techniques in Laser-Doppler-Velocimetry*. ASME Fluid Measurements and Instrumentation Forum, Bd. 108, S. 63–68.
- [53] Lozano, A., Yip, B. und Hanson, R. K. (1992): *Aceton: A Tracer for Concentration Measurements in Gaseous Flows by Planer Laser-Induced Fluorescence Imaging of Combustion Gases*. Appl. Phys., Bd. 50, S. 505–513.
- [54] Lucca-Negro, O. und O'Doherty, T. (2001): *Vortex Breakdown: A Review*. Progress in Energy and Combustion Science, Bd. 27, S. 431–481.
- [55] Ludwig, H. (1962): *Zur Erklärung der Instabilität der über angestellten Deltaflügeln auftretenden freien Wirbelkerne*. Z. Flugwiss., S. 242–249.
- [56] Ludwig, H. (1965): *Erklärung des Wirbelaufplatzens mit Hilfe der Stabilitätstheorie für Strömungen mit schraubenförmigen Stromlinien*. Z. Flugwiss., S. 437–442.
- [57] Mahan, J. R. und Karchmer, A. (1991): *Combustion Core Noise*. Aeroacoustics of Flight Vehicles: Theorie and Practice, NASA Reference Publication, Bd. 1258.

- [58] Maier, G. (2000): *Gemischaufbereitung bei der mageren Vormischverbrennung in Gasturbinen: Entwicklungspotential und Grenzen*. Logos Verlag Berlin.
- [59] Malte, P. C. und Pratt, D. T. (1974): *Measurements of Atomic Oxygen and Nitrogen Oxides in Jet-Stirred Combustion*. Proc. Comb. Inst., Bd. 15.
- [60] McAdams, W. H. (1954): *Heat Transmission*. McGraw-Hill Verlag.
- [61] McLaughlin, D. K. und Tiedermann, W. G. (1973): *Biasing Correction for Individual Realization of Laser-Doppler-Anemometer Measurements in Turbulent Flow*. The Physics of Flow, Bd. 16, S. 2082–2088.
- [62] Meisl, J. (1997): *Minderung der Stickoxidemissionen durch Fett-Mager-Verbrennung unter Gasturbinenbedingungen*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- [63] Menne, S. (1986): *Rotationssymmetrische Wirbel in achsparalleler Strömung*. Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen.
- [64] Merkle, K., Meier, R., Maier, G., Zarzalis, N., Leuckel, W. und Wittig, S. (1999): *NO_x-Reduktion durch Homogenisierung des Gemisches: Ergebnisse einer kooperativen Weiterentwicklung eines Airblast-Konzepts im Rahmen des nationalen Luftfahrtforschungsprogrammes Engine 3E*. DGLR-Jahrbuch, S. 621–630.
- [65] Miller, J. A. und Bowman, C. T. (1989): *Mechanism and Modelling of Nitrogen Chemistry in Combustion*. Prog. Energy Combust. Sci., Bd. 15, S. 287–338.
- [66] Mueller, C. J., Driscoll, J. F., Reuss, D. L., Drake, M. C. und Rosalik, M. E. (1998): *Vorticity Generation and Attenuation as Vortices Convect Through a Premixed Flame*. Combustion and Flame, Bd. 112, S. 342–358.
- [67] Nguyen, Q.-V. (2002): *Measurements of Equivalence Ratio Fluctuations in a Lean Premixed Prevaporized (LPP) Combustor and its Correlation to Combustion Instability*. ASME-Paper GT-2002-30060.
- [68] Paschereit, C. O. und Polifke, O. (1998): *Investigation of the Thermoacoustic Characteristics of a Lean Premixed Gas Turbine Burner*. ASME-Paper 1998-GT-582.
- [69] Putnam, A. A. (1971): *Combustion Driven Oscillations in Industry*. American Elsevier.
- [70] Rayleigh, J. W. S. (1878): *The Explanation of Certain Acoustical Phenomena*. Nature, 18. Juli.
- [71] Richards, G. und Straub, D. (2003): *Control of Combustion Dynamics using Fuel System Impedance*. ASME-Paper GT2003-38521, S. 141–171.
- [72] Ripplinger, T., Zarzalis, N., Meikis, G., Hassa, C. und Brandt, M. (1999): *NO_x Reduction by Lean Premixed Prevaporized Combustion*. AGARD-Paper RTO-MP-14, S. 7–1 – 7–10.

- [73] Sarpkaya, T. (1971): *On Stationary and Traveling Vortex Breakdowns*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 45(3), S. 549–559.
- [74] Sarpkaya, T. (1995): *Turbulent Vortex Breakdown*. Physics of Fluids, Bd. 7, S. 2301–2304.
- [75] Sattelmayer, T. (2000): *Influence of the Combustor Aerodynamics on Combustion Instabilities From Equivalence Ratio Fluctuations*. ASME-Paper 2000-GT-0082.
- [76] Scharr, H., Jähne, B., Böckle, S., Kazenwadel, J., Kunzelmann, T. und Schulz, C. (2000): *Flame Front Analysis in Turbulent Combustion*. DAGM 2000, Mustererkennung 2000, Informatik aktuell, S. 325–332.
- [77] Schäfer, M., Dinkelacker, F., Buschmann, A. und Wolfrum, J. (1992): *Simultane Bestimmung momentaner Konzentrations- und Temperaturfelder zur Strukturanalyse turbulenter Erdgasflammen*. Proceedings zum 8. TECFLAM-Seminar, S. 27–38.
- [78] Schäfer, O., Koch, R. und Wittig, S. (2001): *Flashback in Lean Prevaporized Premixed Combustion: Non-Swirling Turbulent Pipe Flow Study*. ASME-Paper 2001-GT-0053.
- [79] Schildmacher, K.-U. und Koch, R. (2005): *Experimental Investigations of the Interaction of Unsteady Flow with Combustion*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 127(2), S. 295–300.
- [80] Schildmacher, K.-U., Koch, R., Krebs, W. und Prade, B. (2003): *Experimental Investigations of the Interaction of Flame Front Fluctuations with Combustion of a Premixing Gas Turbine Burner*. 21. Deutscher Flammentag, VDI-Berichte, Bd. 1750, S. 297–302.
- [81] Schildmacher, K.-U., Koch, R., Wittig, S., Krebs, W. und Hoffmann, S. (2000): *Experimental Investigations of the Temporal Air-Fuel Mixing Fluctuations and Cold Flow Instabilities of a Premixing Gas Turbine Burner*. ASME-Paper 2000-GT-84.
- [82] Schildmacher, K.-U., Koch, R., Wittig, S., Krebs, W. und Hoffmann, S. (2002): *Experimental Investigations of Unsteady Flow Phenomena in High Intense Combustion System*. Proceedings of the 6th European Conference on Industrial Furnaces and Boilers.
- [83] Schlüter, J. (2000): *Large Eddy Simulations of Flow and Mixing in Jets and Swirl Flows: Application to a Gas Turbine*. Dissertation, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- [84] Schlüter, J. und Schönfeld, T. (2000): *LES of Jets in Cross Flow and its Application to Gas Turbine Burners*. Flow, Turbulence and Combustion, Bd. 65(2), S. 177–203.
- [85] Schlüter, J., Schönfeld, T., Poinso, T., Krebs, W. und Hoffmann, S. (2001): *Characterization of Confined Swirl Flows using Large Eddy Simulations*. ASME-Paper 2001-GT-0060.

- [86] Schröder, D., Kuhn, P. und Sucker, D. (1987): *Minderung von Flammenpulsationen durch einfache Einbauten vor dem Brennermund*. 13. Deutscher Flammentag, VDI-Berichte, Bd. 645.
- [87] Selle, L. (2004): *Simulation aux grandes échelles des interactions flamme / acoustique dans un écoulement vrillé*. Dissertation, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- [88] Selle, L., Lartigue, G., Poinso, T., Koch, R., Schildmacher, K.-U., Krebs, W., Kaufmann, P. und Veynente, D. (2004): *Compressible Large Eddy Simulation of Turbulent Combustion in Complex Geometry on Unstructured Meshes*. Combustion and Flame, Bd. 137(4), S. 489–505.
- [89] Sims, G. J. M., Copplestone, R. W. und Tilston, J. R. (2003): *Performance Studies of Passive Damping Techniques Used to Suppress Combustion Oscillations in LPP Combustors*. ASME-Paper GT2003-38194.
- [90] Smith, D. A. und Zukoski, E. E. (1985): *Combustion Instability Sustained by Unsteady Vortex Combustion*. AIAA-85-1248.
- [91] Smith, W. R. und Missen, R. W. (1982): *Chemical Reaction Equilibrium Analysis: Theory and Algorithms*. Wiley-Interscience Publication, New-York.
- [92] Squire, H. B. (1960): *Analysis of the Vortex Breakdown Phenomena, Part 1*. Department Report 102, Imperial College of Science and Technology Aeronautics.
- [93] Stein, C. F. (1999): *Toward a Vortex Breakdown Condition for Swirling Annular Jets*. ASME - Journal of Fluid Engineering, Bd. 121, S. 102–105.
- [94] Syred, N. und Beér, J. M. (1974): *Combustion in Swirling Flows: A Review*. Combustion and Flame, Bd. 25, S. 143–201.
- [95] Tagawa, M. und Ohta, Y. (1997): *Two-Thermocouple Probe for Fluctuating Temperature Measurement In Combustion - Rational Estimation of Mean and Fluctuating Time Constants*. Combustion and Flame, Bd. 109, S. 549–560.
- [96] Touloukian, Y. S. und Dewitt, D. P. (1979): *Thermophysical Properties of Materials*. IFI/Plenum New York-Washington.
- [97] Townend, D. T. A. und Chamberlain, E. A. C. (1936): *The Influence of Pressure on the Spontaneous Ignition of the Inflammable Gas-Air Mixtures. IV. Methane-, Ethane- and Propane - Air Mixtures*. Proc. Roy. Soc. London, Bd. 154.
- [98] Verein Deutscher Ingenieure (Hrsg.) (2000): *VDI-Wärmeatlas: Berechnungsblätter für den Wärmeübergang*. Springer-Verlag.
- [99] Walsh, K. T., Long, M. B., Tanoff, M. A. und Smooke, M. D. (1998): *Experimental and Computational Study of CH, CH*, and OH* in an Axisymmetric Laminar Diffusion Flame*. 27th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institut, S. 615–623.

- [100] Williams, F. A. (1985): *Combustion Theory*. Addison Wesley Publishing Company.
- [101] Wittmer, V. (1980): *Geschwindigkeit und Temperatur in einer turbulenten Freistrahldiffusionsflamme*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- [102] Yu, K. H., Trouve, A. und Daily, J. W. (1991): *Low Frequency Pressure Oscillations in a Model Ramjet Combustor*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 232, S. 47–72.
- [103] Zeldovich, J. (1946): *The Oxidation of Nitrogen in Combustions and Explosions*. Acta Physicochimino USSR, Bd. 21(4).
- [104] Zinn, B. T., Lieuwen, T. und Neumeier, Y. (1998): *Combustion Instabilities in Low NO_x Gas Turbines and their Active Control*. AGARD - AVT, Gas Turbine Engine Combustion Symposium, Proceedings Publication.

Lebenslauf

Name	Kai-Uwe Schildmacher
Geburtsdatum	22. Februar 1972
Geburtsort	Gießen
Familienstand	ledig
1978 - 1982	Rote-Berg-Schule, Grundschule, Dillenburg
1982 - 1991	Wilhelm-von-Oranien-Schule, Gymnasium, Dillenburg
1991	Allgemeine Hochschulreife
1991 - 1992	Grundwehrdienst beim Panzergrenadierbataillon 132 in Wetzlar
1992 - 1997	Studium des Allgemeinen Maschinenbaus an der Technischen Hochschule Darmstadt
1994	Vordiplom
1997	Diplom
1998 - 2005	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH)
seit 5/2005	Mitarbeiter der Firma Siemens Power Generation im Bereich Gasturbinen-Verbrennung, Mülheim an der Ruhr