

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

**Erhöhung der Brennstoffflexibilität von
Vormischbrennern durch Beeinflussung der
Wirbeldynamik**

Janine Sangl

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen
Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Rafael Macián-Juan, Ph.D.

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer

2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Rudolf Schilling

Die Dissertation wurde am 19.09.2011 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 06.12.2011 angenom-
men.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik an der Technischen Universität München von April 2007 bis Juli 2011. Sie wurde von Alstom Power und dem deutschen Forschungsverbund AG-turbo gefördert.

Mein besonderer Dank gilt dabei meinem Doktorvater, Professor Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer, der mir als FH-Absolventin im Alter von 22 Jahren die Tür zu Wissenschaft und Forschung öffnete. Seine Unterstützung, das mir entgegengebrachte Vertrauen sowie das Interesse an meinem Projekt und die gemeinsamen Diskussionen waren unverzichtbar für das Gelingen dieses Vorhabens. Gleichzeitig gewährte er mir aber auch den Freiraum, selbstständig eigene Richtungen zu verfolgen und damit das Konzept dieser Arbeit aktiv zu gestalten.

Herrn Professor Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Rudolf Schilling danke ich für die Übernahme des Koreferates und Herrn Professor Dr.-Ing. Rafael Macián-Juan für die Leitung meiner mündlichen Prüfung.

Ein herzliches Dankeschön geht auch an alle Mitarbeiter des Lehrstuhls, die mir in freundschaftlicher Atmosphäre innerhalb und außerhalb des Lehrstuhls mit Rat und Tat zur Seite standen. Meinem Bürokollegen Christoph Mayer, mit dem ich das dieser Arbeit zugrunde liegende Forschungsprojekt gemeinsam bearbeitete, gilt mein ausdrücklicher Dank ebenso wie Oberingenieur Dr.-Ing. Christoph Hirsch für die vielen fachlichen Anregungen und ausführlichen Diskussionen zu den verschiedensten Aspekten meiner Arbeit. Weiterhin danke ich meinem Kollegen Georg Tautschnig unter anderem für die kompetente Unterstützung bei der Durchführung der Verbrennungsversuche unter erhöhtem Druck sowie den Studenten, die tatkräftig bei den zahlreichen Messkampagnen im Wasserkanal mitwirkten. Einen besonders wertvollen Beitrag zur Auswertung der Experimente leistete mein Bruder und langjähriger HiWi Ralf. Ohne seine Hilfe wäre diese sicher nicht so schnell und reibungslos verlaufen. Ebenso danke ich den Mitarbeiterinnen des Sekretariats für die unermüdliche Unterstützung bei administrativen Aufgaben und der Gestaltung gesellschaftlicher Lehrstuhlaktivitäten. Stark profitiert hat diese Arbeit natürlich auch von der unkomplizierten Zusammenarbeit mit den internen Werkstätten und deren hochwertigen Beiträgen zu Aufbau und Instandhaltung des Versuchsstandes sowie seiner Infrastruktur.

Nicht zu letzt gilt mein herzlicher Dank meiner ganzen Familie, insbesondere meinem Freund Christoph und meinen Eltern Gisela und Sepp, die durch Ihre ausdauernde Unterstützung, ihren Rückhalt, ihr Interesse, ihre Geduld und ihr Verständnis sehr zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Garching, im Dezember 2011

Janine Sangl

Kurzfassung

Mit der steigenden Verfügbarkeit unterschiedlicher Brennstoffe wächst das Interesse, unabhängig von einem spezifischen Brennstoff zu sein. Daher erlangen brennstoffflexible Verbrennungssysteme für stationäre Gasturbinen eine immer größere Bedeutung. Eine Möglichkeit, die aerodynamisch stabilisierte Vormischverbrennung für Erdgase, Synthesegase und reinen Wasserstoff bei gleichzeitig niedrigen Emissionen in einem einzigen Verbrennungssystem zu realisieren, wird in dieser Arbeit präsentiert. Aus den verschiedenen chemischen und physikalischen Eigenschaften der Brenngase resultieren bei gleichbleibender Brennerleistung unterschiedliche Brennstoffvolumenströme. Durch die Nutzung der sich daraus ergebenden unterschiedlichen Brennstoffimpulse kann die Wirbeldynamik eines Drallbrenners gezielt manipuliert werden, um die erforderliche brennstoffspezifische Flammenstabilisierung zu erreichen. Gleichzeitig wird dabei eine für niedrige Emissionen notwendige, homogene Vormischung gewährleistet. Isotherme Experimente zur Bestimmung von Strömungs- und Konzentrationsfeldern sowie Verbrennungsversuche bei atmosphärischem und erhöhtem Druck bestätigen das Potential dieser Idee.

Abstract

Due to the expected increase in available fuel gas variants and the interest in independence of a specific fuel, fuel flexible combustion systems are required for future gas turbine applications. A new approach to achieve fuel flexible, efficient, safe and low-emission combustion for fuels like natural gas, syntheses gas and hydrogen within the same aerodynamically stabilized burner is investigated in this work. Caused by the different physical and chemical properties of these gases different fuel volume flows are necessary to reach the same combustion power. The resulting fuel-dependent momenta provide the opportunity to influence the vortex dynamics of a swirl burner in a favorable way for fuel specific flame stabilization. Simultaneously, homogeneous premixing can be achieved to reach low emissions. Isothermal experiments concerning the aerodynamic and the mixing quality as well as combustion tests under atmospheric and elevated pressure verify the potential of this idea.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	xi
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Zielsetzung und Struktur der Arbeit	3
2 Grundlagen und Designanforderungen	5
2.1 Eigenschaften turbulenter Drallströmung	5
2.1.1 Turbulentes Strömungsfeld	5
2.1.2 Reynolds-Zahl	10
2.1.3 Wirbelform, Strahlform und Drallzahl	10
2.1.4 (Brenner-) Druckverlust und Druckverlustbeiwert	16
2.2 Aerodynamisch stabilisierte Vormischverbrennung	18
2.3 Rückschlagsmechanismen	22
2.3.1 Flammenrückschlag in der Kernströmung	22
2.3.2 Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht	24
2.3.3 Flammenrückschlag durch Verbrennungsschwingungen	27
2.3.4 Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen	28
2.4 Eigenschaften der Brenngase (CH_4 , Syngas, H_2)	30
2.4.1 Heizwert und Wobbe Index	30
2.4.2 Adiabate Flammentemperatur	34
2.4.3 Laminare Flammgeschwindigkeit	35
2.4.4 Turbulente Flammgeschwindigkeit	39
2.5 Drallbrennerbauarten	41
2.5.1 TD_1 -Brenner	41
2.5.2 EV- und AEV-Brenner	42
2.6 Eigenschaften von Vormischbrennern	44
3 Brennerkonzept	47
3.1 Aerodynamikkonzept	47
3.1.1 Verbrennungsluftzufuhr (Plenum)	47
3.1.2 Drallerzeuger	48

3.1.3	Mischrohr	53
3.1.4	Brennkammer	54
3.2	Brennstoffeindüsungstrategie	56
3.2.1	Schlitzdüsung	61
3.2.2	Axiale Düsung	63
3.3	Gesamtkonzept	64
4	Versuchsanlage und Messtechnik	67
4.1	Versuchsstand und Peripherie	68
4.2	Laseroptische Messverfahren	71
4.2.1	Particle Image Velocimetry (PIV)	71
4.2.1.1	Physikalisches Prinzip	71
4.2.1.2	Messtechnische Realisierung	73
4.2.1.3	Auswertung	74
4.2.2	Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)	75
4.2.2.1	Physikalisches Prinzip	76
4.2.2.2	Messtechnische Realisierung	77
4.2.2.3	Auswertung	79
4.3	Wahl der Messebenen	82
4.4	Ähnlichkeitsbedingungen und Übertragbarkeit	83
5	Aerodynamik	93
5.1	Experimentelle Charakterisierung	93
5.1.1	Voruntersuchungen	94
5.1.1.1	Axialsymmetrie der Strömung	94
5.1.1.2	Selbstähnlichkeit der Strömung	96
5.1.2	Drallerzeuger	98
5.1.2.1	Axialeinlass	98
5.1.2.2	Schlitzbreite	103
5.1.3	Mischrohr	106
5.1.4	An- und Abströmbedingungen	111
5.1.4.1	Querschnittssprung Brenneraustritt	111
5.1.4.2	Zylindrisches Hüllrohr	115
5.1.4.3	Diffusor	117
5.1.5	Skalierung	118
5.1.6	Mehrbrenneranordnung	122
5.1.6.1	Querschnittssprung bei Mehrbrenneranordnungen	123
5.1.6.2	Brennerabstand	126
5.1.6.3	Diffusor in Mehrbrenneranordnung	127

5.2	Weitere Analysen der Strömungsfelder	129
5.2.1	Rezirkulierender Volumenstrom	129
5.2.2	Festkörperwirbel und Präzession des Wirbelkerns	132
5.2.3	Schwankungsgeschwindigkeiten	134
5.3	Auswahl der optimalen Brennergeometrie	136
6	Brennstoffeindüsung	137
6.1	Eindüsuungsvarianten	138
6.2	Auswirkung auf die Aerodynamik	140
6.2.1	Referenzmessung	140
6.2.2	Einzeleindüsuungsmethoden	142
6.2.3	Kombinierte Eindüsuungsmethoden	145
6.3	Einfluss auf das Konzentrationsfeld	150
6.3.1	Einzeleindüsuungsmethoden	150
6.3.2	Kombinierte Eindüsuungsmethoden	162
6.3.3	Untersuchungen im Mischrohr	170
6.4	Auswahl der Brennstoffeindüsuung	174
7	Verbrennung	175
7.1	Prüfstand, Messtechnik, Vorgehensweise und Brennermodell	175
7.2	Ergebnisse	181
7.2.1	Erdgas, extern vorgemischt	181
7.2.2	CH ₄ -H ₂ Mischungen und 100% H ₂ , extern vorgemischt	184
7.2.3	CH ₄ -H ₂ Mischungen und 100% H ₂ mit Axialeindüsuung	186
7.3	Diskussion der Ergebnisse	188
8	Zusammenfassung	195
	Literaturverzeichnis	199
	Abbildungsverzeichnis	211
	Tabellenverzeichnis	219
	Anhang	221
A.1	Literaturvergleich zu den laminaren Flammgeschwindigkeiten	221
A.2	Geschwindigkeitsprofile anderer Brennersysteme	222
A.3	Numerische Berechnungen	225
A.4	Vergleichsdaten BK1, BK2 und BK3	227
A.5	Stabilitätskarten anderer Brennersysteme	228

Nomenklatur

Lateinische Symbole

<i>A</i>	m ²	(Ober-) Fläche	S. 39
<i>a</i>	m ² /s	Temperaturleitfähigkeit	S. 25
<i>b</i>	m	Schlitzbreite	S. 103
<i>c</i>	g/l	Konzentration (z.B. Uranin in Wasser)	S. 7
<i>d</i>	m	Abstand	S. 24
<i>d</i>	m	Durchmesser des Axialeinlasses	S. 42
<i>Da</i>	-	Damköhler-Zahl	S. 90
<i>D</i>	m	Brenneraustrittsdurchmesser	S. 42
<i>D</i>	m ² /s	Diffusionskoeffizient	S. 89
<i>\dot{D}</i>	Nm	Drehimpulsstrom	S. 15
<i>Eu</i>	-	Euler-Zahl	S. 89
<i>Fr</i>	-	Froude-Zahl	S. 89
<i>g</i>	1/s	Geschwindigkeitsgradient	S. 24
<i>g</i>	m/s ²	Erdbeschleunigung	S. 89
<i>H</i>	MJ/kg	Heizwert	S. 31
<i>h</i>	m	Höhe	S. 17
<i>I</i>	-	Intensität	S. 81
<i>\dot{I}</i>	N	Axialimpulsstrom	S. 15
<i>K</i>	-	Konstante	S. 11
<i>l</i>	m	Länge / charakteristisches Längenmaß	S. 6
<i>m</i>	kg	Masse	S. 31
<i>\dot{m}</i>	kg/s	Massenstrom	S. 18
<i>n</i>	-	Globale Reaktionsordnung	S. 25
<i>p</i>	Pa; N/m ²	Druck	S. 17
<i>R</i>	J/(kg K)	Spezifische Gaskonstante	S. 32
<i>R</i>	m	Brenneraustrittsradius	S. 15
<i>Re</i>	-	Reynolds-Zahl	S. 10
<i>Sc</i>	-	Schmidt-Zahl	S. 89
<i>S</i>	-	Drallzahl	S. 15

s	m/s	Flammengeschwindigkeit	S. 23
s	m	Freie Schlitzlänge	S. 42
T	K; °C	Temperatur	S. 36
t	s	Zeit	S. 72
u, v, w	m/s	Geschwindigkeiten in Zylinderkoordinaten	S. 7
\dot{V}	m ³ /s	Volumenstrom	S. 18
W	MJ/m ³	Wobbe-Index	S. 32
x, r, φ	m, m, rad	Zylinderkoordinaten	S. 7
x, y, z	m	Kartesische Koordinaten	S. 7
Y	m	Strahleindringtiefe	S. 33

Griechische Symbole

α	°	Strahl-/Öffnungswinkel	S. 12
Δ	-	Differenz	S. 17
δ	m	Flammenfrontdicke	S. 25
ε	J/(kg s)	Dissipationsrate	S. 6
η	Ns/m ²	Dynamische Viskosität	S. 25
γ	-	Volumenanteil	S. 185
λ	-	Luftzahl	S. 18
λ	nm	Wellenlänge	S. 73
μ	m ² /mol	Absorptionskoeffizient	S. 81
ν	m ² /s	Kinematische Viskosität	S. 10
ω	1/s	Winkelgeschwindigkeit	S. 11
ρ	kg/m ³	Dichte	S. 32
σ	(·)	Standardabweichung	S. 8
τ	%	Brennstoffvolumenstrom bezogen auf \dot{V}_{tot}	S. 138
τ	s	Zeitmaß	S. 90
κ	-	Volumenstromaufteilung	S. 88
ξ	-	Massenanteil	S. 31
ζ	-	Druckverlustbeiwert	S. 17
Γ	m ² /s	Zirkulation	S. 11

Tiefgestellte Indizes

0	-	Bezugsgröße/Umgebungsbedingungen	S. 81
A	-	Absorption	S. 81

<i>ad</i>	-	adiabat	S. 36
<i>atm</i>	-	atmosphärisch	S. 26
<i>ax</i>	-	axial	S. 88
<i>Bk</i>	-	Brennkammer	S. 131
<i>Br</i>	-	Brenner/Brenneraustritt	S. 131
<i>Br</i>	-	Brennstoff	S. 85
<i>B</i>	-	Blockprofilgeschwindigkeit	S. 10
<i>char</i>	-	charakteristisch	S. 15
<i>chem</i>	-	chemisch/reaktionsspezifisch	S. 90
<i>D</i>	-	drallbehaftet	S. 14
<i>dyn</i>	-	dynamisch	S. 17
<i>eff</i>	-	effektiv	S. 16
<i>exp</i>	-	Experiment	S. 26
<i>F</i>	-	drallfrei	S. 14
<i>f</i>	%	Relative freie Lochfläche	S. 98
<i>g</i>	-	Gleichgewichtsgröße	S. 24
<i>geo</i>	-	geodätisch	S. 17
<i>ges</i>	-	gesamt	S. 87
<i>i</i>	-	innere	S. 17
<i>krit</i>	-	kritische Größe	S. 10
<i>l</i>	-	laminar	S. 39
<i>L</i>	-	Luft	S. 85
<i>M</i>	-	mittlere	S. 150
<i>max</i>	-	maximal	S. 9
<i>min</i>	-	minimal	S. 9
<i>Mod</i>	-	Modell	S. 84
<i>norm</i>	-	normiert	S. 9
<i>o</i>	-	oberer	S. 31
<i>Orig</i>	-	Original	S. 84
<i>q</i>	-	Quench-	S. 24
<i>ref</i>	-	Referenzgröße	S. 96
<i>rez</i>	-	rezirkulierend	S. 131
<i>S</i>	-	Schlitze	S. 88
<i>skal</i>	-	skaliert	S. 120
<i>stat</i>	-	statisch	S. 17
<i>t</i>	-	turbulent	S. 39
<i>tan</i>	-	tangential	S. 88
<i>th</i>	-	thermisch	S. 17
<i>tot</i>	-	total	S. 17

<i>u</i>	-	unterer	S. 31
<i>U</i>	-	Umfang	S. 94
<i>u</i>	-	unverbrannt	S. 17
<i>v</i>	-	verbrannt	S. 17
<i>Verl</i>	-	Verlust	S. 17
<i>vor</i>	-	vorgeheizt	S. 36
<i>Wk</i>	-	Wirbelkern	S. 11

Hochgestellte Indizes

$()'$	-	Schwankung	S. 7
$\overline{()}$	-	Reynolds-gemittelt	S. 7
*	-	temperaturkorrigiert	S. 26
**	-	temperatur- und druckkorrigiert	S. 26

Abkürzungen

<i>BMWi</i>	-	Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie	S. 1
<i>CIVB</i>	-	Combustion Induced Vortex Breakdown	S. 29
<i>CL</i>	-	Chemilumineszenz	S. 175
<i>FFT</i>	-	Fast Fourier Transformation	S. 155
<i>fps</i>	-	frames per second	S. 79
<i>HS</i>	-	High Speed/Hochgeschwindigkeit	S. 79
<i>IA</i>	-	Interrogation Area	S. 72
<i>ISDV</i>	-	Impulsstromdichteverhältnis	S. 86
<i>LIF</i>	-	Laser Induzierte Fluoreszenz	S. 4
<i>PDF</i>	-	Propability Density Function	S. 9
<i>PIV</i>	-	Particle Image Velocimetry	S. 4
<i>rms</i>	-	root mean square	S. 8

1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Verbundprojekts COORETEC-turbo im Forschungsverbund der AG Turbo. Aufgabe der AG Turbo ist die Entwicklung zukünftiger klimafreundlicher, emissionsarmer, ressourcenschonender Turbomaschinen für marktfähige Kraftwerke. Die Mitglieder aus Industrie, Forschungseinrichtungen und Universitäten werden dabei vom Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) unterstützt. In der Vorhabensgruppe für die Entwicklung innovativer Verbrennungssysteme beschäftigte sich – im Teilverbundprojekt Verbrennung – das Projekt COORETEC-turbo 2.1.6 mit dem Thema „Brennstoffflexibles Verbrennungssystem“. Dieses Projekt ist Basis für die vorliegende und weitere Forschungsarbeiten am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München [BKS06].

1.1 Motivation

Im Bereich stationärer Gasturbinen führten Verbrennungsingenieure in den späten 70ern und den frühen 80ern infolge von Klimaschutzbemühungen die magere Vormischverbrennung ein. Bei diesem Verfahren wird die Luft bereits vor der Verbrennung in der Brennkammer mit dem Brennstoff vermischt. Der dabei hohe und gut vermischte Luftüberschuss reduziert die maximale Flammentemperatur erheblich und vermeidet dadurch erfolgreich die Bildung von thermischen NO_x . Allerdings birgt die Vormischverbrennung vor allem in Kombination mit einer aerodynamischen Flammenstabilisierung auch Nachteile, wie z.B. Flammenrückschlag, Selbstzündung und Flammenlöschen. Im ungünstigsten Fall können diese zu einem drastischen Anstieg der Emissionen oder sogar zum kompletten Ausfall der Gasturbine z.B. durch Überhitzung führen. Zur Vermeidung dieser unerwünschten Auswirkungen müssen zahlreiche Einflussfaktoren aufeinander abgestimmt werden. Dies erfordert einen komplexen Entwicklungsprozess und macht nicht selten Kompromisse notwendig. Für die technisch etablierte Erdgasverbrennung gelingt dies zwar bereits sehr gut, trotzdem besteht auch hier noch weiterer Optimierungsbedarf. So sollen z.B. ein größeres Betriebsfenster, eine verbesserte Flammenstabilisierung und noch niedrigere Emissionen erreicht werden [CRR08].

Im Vergleich zur reinen Erdgasverbrennung erlangen brennstoffflexible Verbrennungssysteme eine immer größere Bedeutung. Einerseits liegt dies an der bereits gestiegenen und künftig noch weiter steigenden Verfügbarkeit unterschiedlicher Brennstoffe. Andererseits wächst das Interesse an Unabhängigkeit von einem spezifischen Brennstoff und den damit verbundenen Preisschwankungen. Bisher wird in stationären Gasturbinen primär Erdgas mit der Hauptkomponente Methan verbrannt. Wasserstoffhaltige Synthesegase (kurz: Syngase) und reiner Wasserstoff stellen vielversprechende Alternativen zur Erweiterung des Brennstoffspektrums dar. Syngase werden durch Vergasung verschiedener Rohstoffe wie z.B. Kohle, Öl, Biomasse, Raffinerierückstände, etc. hergestellt und bestehen im Wesentlichen aus Wasserstoff, Kohlenmonoxid und Inertgasen wie Stickstoff und Kohlendioxid. Die Wasserstoffkonzentration im Syngas hängt dabei stark von dem im Vergasungsprozess verwendeten Rohstoff, vom verwendeten Oxidator (Luft oder reiner Sauerstoff) sowie dem Vergasungsprozess selbst ab. Daher schwankt die Zusammensetzung der Syngase wesentlich stärker als die von Erdgas. Verglichen mit dem eher schwach reaktiven Erdgas haben wasserstoffhaltige Brenngase außerdem eine deutlich höhere Reaktivität (stärkere Selbstzündneigung, höhere Flammgeschwindigkeit, etc.) und einen niedrigeren Wobbe Index (kleinerer volumetrischer Heizwert, niedrigere Dichte). Speziell bei der auf aerodynamischer Flammenstabilisierung basierenden mageren Vormischverbrennung haben diese großen Schwankungen und unterschiedlichen chemischen und physikalischen Eigenschaften einen starken Einfluss auf die Betriebssicherheit des Verbrennungssystems [JDJ10]. Durch eine höhere Flammgeschwindigkeit erhöht sich beispielsweise die Rückschlagsneigung enorm. Aus diesen Gründen stellen unverdünnte, hoch reaktive, wasserstoffhaltige Brenngase eine Herausforderung dar und trotz vieler Bemühungen ist es bislang noch nicht gelungen, zufriedenstellende Lösungen für die magere Vormischverbrennung dieser hoch reaktiven Gase zu finden [LYY10] [CRR08] [LRW10] [LMPS06]. Der Wunsch, darüber hinaus verschieden reaktive Brennstoffe wie Erdgas, wasserstoffhaltiges Syngas und reinen Wasserstoff in nur einem brennstoffflexiblen Verbrennungssystem vorgemischt umzusetzen, erhöht die Komplexität zusätzlich und ist Thema vieler Forschungsprojekte und Publikationen, z.B. [DKP⁺96], [FAB⁺08], [GZRC08] und [LZL⁺08].

Ein neuer, in [SS06] vorgestellter Ansatz soll unter Verwendung einer geeigneten Brennstoffeindüsungsstrategie die geforderte Brennstoffflexibilität ermöglichen. Dieser Ansatz basiert auf der Erfahrung, dass unterschiedliche Brennstoffe und deren jeweiliges Flammenverhalten verschiedene Arten der Flammenstabilisierung erfordern. Methanflammen können beispielsweise gut in einem Strömungsfeld mit hoher Drallzahl und einem stark ausgeprägten, blasenförmigen Wirbelaufplätzen

nahe dem Brenneraustritt stabilisiert werden. Syngas oder Wasserstoff hingegen lassen sich besser mit niedrigerem Drall und einem weiter stromab liegenden Wirbelaufplatzen bzw. einer Jet-ähnlichen Geschwindigkeitsverteilung in der Brennkammer stabilisieren [DEW⁺97] [LCNL08]. Der neue Ansatz nutzt nun die Tatsache, dass bei konstanter Leistung der Brennstoffvolumenstrom hoch reaktiver Brennstoffe wegen des niedrigeren volumetrischen Heizwerts höher ist als der von schwach reaktiven Erdgasen. Durch diesen höheren Brennstoffvolumenstrom ergibt sich ein zusätzlich verfügbarer Brennstoffimpuls. Wird dieser gezielt eingesetzt, könnte die für die Flammenstabilisierung relevante Aerodynamik eines für Erdgas ausgelegten und optimierten Drallbrenners so beeinflusst werden, dass eine für die jeweiligen wasserstoffhaltigen Brennstoffe günstige Flammenstabilisierung realisiert werden kann. Zusätzlich ist dabei allerdings auch eine für niedrige Emissionen notwendige homogene Vormischung zu erzielen. Gelingt beides, wäre dies ein großer Schritt in Richtung sicherer Vormischverbrennung stark unterschiedlich reaktiver Brennstoffe in nur einem einzigen brennstoffflexiblen Verbrennungssystem.

1.2 Zielsetzung und Struktur der Arbeit

Die aerodynamische Auslegung und Optimierung eines für die Erdgasverbrennung geeigneten Basissystems ist die erste Zielsetzung dieser Arbeit. Dabei sollen vielversprechende, bisher teilweise noch nicht realisierte Design- und Verbesserungsvorschläge aus Forschung und Industrie berücksichtigt und mit bereits erfolgreich umgesetzten Lösungsvarianten kombiniert werden. Das zweite darauf aufbauende Ziel besteht darin zu überprüfen, ob die Aerodynamik des neuen Verbrennungssystems durch gezielte Eindüsung des Brennstoffs so beeinflusst werden kann, dass eine stabile Verbrennung unterschiedlich reaktiver Brennstoffe in ein und demselben Verbrennungssystem möglich ist und ob gleichzeitig eine für niedrige Emissionen notwendige homogene Vormischung erreicht werden kann.

Dazu stellt Kapitel 2 zunächst alle für das Verständnis notwendigen Grundlagen vor. Außerdem führt es an bestehende Brennerdesignvarianten, Designregeln und Optimierungsvorschläge heran, die sich für diese Arbeit als essentiell erwiesen haben. Durch Ermittlung und Bewertung der Vor- und Nachteile ausgewählter aktueller Verbrennungssysteme und durch Diskussion verschiedener bereits in der Literatur vorgeschlagener Maßnahmen zur Designoptimierung fiel die Wahl auf das in Kapitel 3 vorgestellte und im Rahmen dieser Arbeit zu untersuchende Designkonzept für Brenner und Brennstoffeindüsung. Die Mehrzahl der in den nachfolgen-

den Kapiteln präsentierten experimentellen Ergebnisse wurden unter Verwendung des in Kapitel 4 beschriebenen Prüfstands (dem Wasserkanal) und der dazugehörigen Messtechnik gewonnen. Neben der Vorgehensweise bei der Auswertung der Messergebnisse wird an dieser Stelle zudem auf die für die Übertragbarkeit der isothermen Wasserkanalstudien auf die reale Verbrennung zu berücksichtigenden Ähnlichkeitsbedingungen eingegangen. Als ersten Schwerpunkt liefern die nach CFD-Simulationen mit Hilfe der laseroptischen Messmethode Particle Image Velocimetry (PIV) gewonnenen Ergebnisse in Kapitel 5 einen detaillierten Überblick über die Beeinflussbarkeit der Brenneraerodynamik. Variationen der Brennergeometrie, der Einbaubedingungen sowie Untersuchungen zur Skalierbarkeit und der Anordnung benachbarter Brenner in Mehrbrennersystemen werden darin an verschiedenen, gemäß dem Designkonzept gefertigten, teilweise transparenten Brennermodellen im Wasserkanal untersucht. Daraus folgend wird in diesem Abschnitt abschließend das für die Erdgasverbrennung optimierte und für das weitere Vorhaben favorisierte Design vorgestellt. Kapitel 6 bildet den zweiten Schwerpunkt, worin zunächst, ebenfalls mittels PIV, der Einfluss der verschiedenen Brennstoffeindüsungsmethoden auf das Strömungsfeld untersucht wird. Dies ermöglicht die Überprüfung des aerodynamischen Potentials des Brennstoffimpulses zur Anpassung der Flammenstabilisierung an die unterschiedlichen Brennstoffe. Weitere Messungen nach dem Prinzip der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) erlauben zusätzlich Aussagen über die Mischungsqualität und die zu erwartenden Emissionen der entwickelten Brennstoffeindüungsstrategien. Abschließende Verbrennungsversuche bei unterschiedlichen Drücken sollen die aus den „kalten“ Experimenten gezogenen Schlussfolgerungen bestätigen. Dazu werden unter anderem Rückschlags- und Verlöschgrenzen in Form von Stabilitätskarten sowie die Flammenposition durch OH^* -Chemilumineszenzmessungen bestimmt. Außerdem soll hier auch der Nutzen der Wasserkanalversuche für die weiteren Entwicklungsschritte zum serienmäßigen Verbrennungssystem aufgezeigt werden, bevor die Arbeit mit einer Zusammenfassung schließt.

2 Grundlagen und Designanforderungen

Bevor das verfolgte Designkonzept sowie dessen Umsetzung und Eignung für die aerodynamisch stabilisierte, brennstofflexible Vormischverbrennung vorgestellt wird, werden in diesem Kapitel zunächst die relevanten Grundlagen eingeführt. Zu Beginn wird allgemein auf die für die Beschreibung, Auswertung und Bewertung von Strömungsfeld und Mischungsqualität eines Verbrennungssystems verwendeten Charakterisierungsgrößen eingegangen. Darauf aufbauend wird das in stationären Gasturbinen bevorzugt eingesetzte Verbrennungsverfahren und die dabei zu bewältigenden Herausforderungen beschrieben. Der nächste Abschnitt befasst sich mit den physikalischen und chemischen Eigenschaften der zum Einsatz kommenden Brennstoffmischungen (Erdgas, Syngas und Wasserstoff) sowie ihren einzelnen Komponenten (CH_4 , CO und H_2) und deren Einfluss auf das Verbrennungssystem. Darüber hinaus werden die bestehenden Drallbrennervarianten (TD_1 , EV und AEV), an denen sich das neue Designkonzept orientiert, näher vorgestellt. Die in den einzelnen Abschnitten zum Teil bereits angesprochenen und von einem vorgemischten Verbrennungssystem zu erfüllenden Eigenschaften werden schließlich noch einmal zusammengefasst und ergänzt.

2.1 Eigenschaften turbulenter Drallströmung

Die Eigenschaften eines turbulenten Strömungsfeld sowie daraus ableitbare Kennzahlen wie z.B. die Reynoldszahl Re , die Drallzahl S und der Druckverlust Δp stellen wichtige Grundlagen bei der Entwicklung eines Verbrennungssystems dar und sind daher Thema dieses Abschnitts.

2.1.1 Turbulentes Strömungsfeld

In einer laminaren Strömung bewegen sich die Fluidteilchen entlang von Stromlinien, ohne dass dabei Verwirbelungen entstehen. Die turbulente Strömung ist dagegen durch das zufällige Auftreten ungeordneter, dreidimensionaler Strukturen (Wirbel) gekennzeichnet. Diese führen zu einem dreidimensionalen, instationären, verlustreichen, durch Verwirbelungen und Querströmungen sowie durch

hohe Diffusion geprägten Strömungsfeld chaotischer Natur. Außerdem zeichnet sich die turbulente Strömung aufgrund der stochastischen Wirbelbewegung durch einen hohen Impuls- und Skalaraustausch normal zur Hauptströmungsrichtung, also zumeist in Richtung großer Geschwindigkeitsgradienten aus.

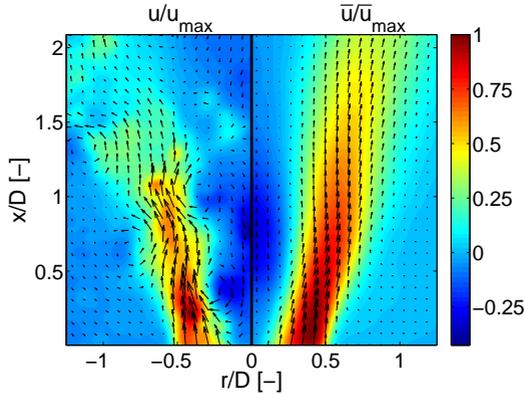


Abb. 2.1: Beispiel zur Wirbelbildung in der Scherschicht eines typischen Geschwindigkeitsfeldes eines Drallbrenners; farblich hinterlegt ist die Axialkomponente (links: instantanes / rechts: mittleres Geschwindigkeitsfeld)

Insbesondere Scherschichten mit Geschwindigkeitsgradienten produzieren durch Instabilitäten große Wirbelstrukturen (Abbildung 2.1), die aufgrund der geringen viskosen Dämpfung (große Re -Zahl) nicht stabil sind, sondern ihrerseits in kleinere Strukturen zerfallen. Bei diesem Prozess werden durch Wirbelfadenstreckung (charakterisiert durch die Dissipationsrate ε) kleinere Strukturen erzeugt, die dabei die kinetische Energie der sich streckenden Wirbelstrukturen aufnehmen. Mit abnehmender Strukturgröße nimmt die Wirkung der molekularen Reibung zu, die die Bewegungsenergie schließlich in innere Energie überführt (Abbildung 2.2).

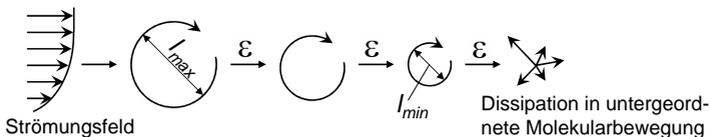


Abb. 2.2: Entstehung und Abbau einer turbulenten Wirbelkaskade [Por03]

In Verbrennungssystemen wird Turbulenz durch Scherung innerhalb des Fluids erzeugt, also in Gebieten großer Geschwindigkeitsgradienten z.B. durch Scherung an der Wand als Folge der Haftbedingung, in Scherschichten um Brennstoffstrahlen oder um Rückströmzonen, beim Durchströmen enger Querschnitte (Brennstoffdüse) oder im Nachlauf von plötzlichen Querschnittserweiterungen. In der Vormischstrecke fördert die Turbulenz die molekulare Mischung von Brennstoff und Luft und unterstützt so die Ausbildung einer homogenen Konzentrationsverteilung am Brennkammereintritt. In der Brennkammer erlaubt die Turbulenz die gezielte Beeinflussung der Flammeneigenschaften. Die Kopplung von Turbulenz und Verbrennung beinhaltet allerdings komplexe thermische, fluiddynamische und chemische Prozesse, die alle zeitlich und räumlich voneinander unabhängig, stochastisch auftreten. Für über diese Arbeit hinausgehende Informationen sei auf die einschlägige Literatur verwiesen (z.B. [Tur96], [Pet00], [Wil85] und [TL87]).

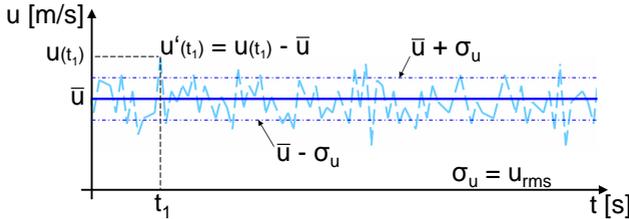


Abb. 2.3: Aufteilung einer zeitlich fluktuierenden Geschwindigkeitskomponente

Das Strömungsfeld einer axialsymmetrischen, turbulenten Drallströmung lässt sich am einfachsten im Zylinderkoordinatensystem (x, r, φ) und durch die Zerlegung des lokalen Geschwindigkeitsvektors in seine axiale u , radiale v und tangentielle Geschwindigkeitskomponente w – analog der drei Raumrichtungen – darstellen. Zur Beschreibung turbulenter Strömungen führte Reynolds die in Abbildung 2.3 dargestellte Aufteilung einer zeitlich fluktuierenden Geschwindigkeitskomponente $u(x, r, \varphi, t)$ in einen zeitlich konstanten, mittleren Anteil $\bar{u}(x, r, \varphi)$ und eine zeitabhängige Schwankungsgröße $u'(x, r, \varphi, t)$ ein. Dieser ebenfalls in Gleichung (2.1) beschriebene Zusammenhang gilt analog für v , w und andere Skalare, wie z.B. p , c sowie T und ist hier nur beispielhaft an der axialen Geschwindigkeitskomponente dargestellt.

$$u(x, r, \varphi, t) = \bar{u}(x, r, \varphi) + u'(x, r, \varphi, t) \quad (2.1)$$

Die zeitlich konstante, lokale mittlere Geschwindigkeit ergibt sich dabei aus der Summe aller lokalen Geschwindigkeiten u dividiert durch die Anzahl der durchgeführten Messungen n :

$$\bar{u}(x, r, \varphi) = \frac{\sum_{i=1}^n u_i(x, r, \varphi)}{n} \quad (2.2)$$

Neben dem Mittelwert ist die Standardabweichung die zweite wichtige Kennzahl zur Beschreibung der Eigenschaften einer Messreihe.

$$\sigma_u(x, r, \varphi) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (u_i(x, r, \varphi) - \bar{u}(x, r, \varphi))^2}{n - 1}} \quad (2.3)$$

Die Standardabweichung ist ein Maß für die Streuung der Werte einer Zufallsvariablen um ihren Mittelwert und lässt daher beispielsweise Aussagen über die Stärke der Geschwindigkeitsschwankung zu. Die Standardabweichung besitzt die gleiche Einheit wie die betrachteten Messwerte und ist daher leichter interpretierbar als die analog verwendbare Varianz (σ^2). Alternativ zur Standardabweichung wird in den Naturwissenschaften auch häufig der rms-Wert (engl. root mean square) verwendet. Dieser stellt entsprechend nachfolgender Gleichung den quadratischen Mittelwert einer zeitlich veränderlichen physikalischen Größe dar.

$$u_{rms}(x, r, \varphi) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n u_i^2(x, r, \varphi)}{n}} \quad (2.4)$$

Wird der Mittelwert einer Größe vorab bestimmt und von der fluktuierenden Größe abgezogen, gilt für große n aufgrund des verschwindenden Mittelwertes, dass der rms-Wert der Schwankungsgröße gleich der Standardabweichung σ ist.

$$u_{rms}(x, r, \varphi) = \sigma_u(x, r, \varphi) \quad (2.5)$$

Ähnlich der oben genannten Zerlegung dienen auch räumliche und zeitliche Verteilungsstatistiken zur weiteren Beschreibung des turbulenten Strömungsfelds. Die Verteilungsfunktion für eine gegebene stochastische Variable, z.B. für eine über die Zeit fluktuierende Geschwindigkeitskomponente oder Konzentration an einem

bestimmten Ort, kann ausgedrückt werden durch ihre Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (engl.: propability density function; kurz: PDF). In der Praxis entsteht eine solche PDF häufig durch die n-malige Wiederholung einer Messung der entsprechenden Größe in demselben Experiment, wodurch die zeitliche Schwankung für einen bestimmten Ort erfasst wird. Die erfassten Messwerte in einer Häufigkeitsverteilung aufgetragen ergibt die PDF. Die ersten zwei ableitbaren, statistischen Momente der PDF sind der Mittelwert und die Standardabweichung σ bzw. Varianz σ^2 . Die Abweichungen der (Mess-)Werte vieler natur-, wirtschafts- und ingenieurwissenschaftlicher Vorgänge vom Mittelwert lassen sich durch die Normalverteilung (auch Gaußverteilung genannt) exakt oder wenigstens in sehr guter Näherung beschreiben (Abbildung 2.4 rechts am Beispiel von Intensitätsverteilungen). Die Form der Gaußverteilung wird ebenfalls durch die zwei Parameter Mittelwert und Standardabweichung bestimmt.

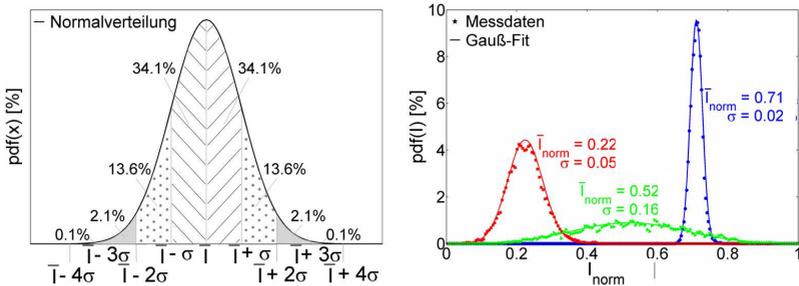


Abb. 2.4: Links: Allgemeines zur Gaußverteilung; Rechts: qualitative Wahrscheinlichkeitsdichte der Intensität zur Konzentrationsbestimmung mit Gauß-Fit

In der Messtechnik wird die Normalverteilung häufig verwendet, um die Streuung der Messwerte zu beschreiben. Dabei ist interessant, wie viele Messpunkte innerhalb einer gewissen Streubreite liegen. Die Standardabweichung beschreibt diese Breite der Normalverteilung. Wie Abbildung 2.4 links zeigt, gilt für eine Gaußverteilung, dass 68.27% aller (Mess-)Werte eine Abweichung von höchstens σ vom Mittelwert haben (gestreift). 95.45% aller Werte eine Abweichung von höchstens 2σ (gestreift + gepunktet) und 99.73% aller Werte eine Abweichung von höchstens 3σ (gestreift + gepunktet + grau) haben. Diese Zusammenhänge sind später in dieser Arbeit vor allem für die Auswertung der Experimente zur Mischungsqualität und für die Abschätzung der zur Vermeidung von Flammenrückschlag zulässigen Minimalgeschwindigkeiten im Strömungsfeld nach dem Kriterium $u_{min} \approx \bar{u} - 3\sigma_u$ interessant.

2.1.2 Reynolds-Zahl

Die Reynolds-Zahl kann physikalisch als das Verhältnis von destabilisierenden Massenträgheitskräften ($\propto u^2$) zu strömungsdämpfenden viskosen Zähigkeitskräften ($\propto u$) im Strömungsfeld bzw. als das Verhältnis von Impulskonvektion zu Impulsdiffusion interpretiert werden. Mit steigender Reynolds-Zahl dominieren die Massenträgheitskräfte über die Reibungskräfte, so dass nach Überschreiten eines systemabhängigen kritischen Reynoldszahlbereichs der Umschlag von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung erfolgt. Re_{krit} hängt dabei stark von der Geometrie des Anwendungsfalls und der charakteristischen Länge ab. Als charakteristisches Längenmaß l wird in Rohrströmung üblicherweise der Innendurchmesser herangezogen und für die Strömungsgeschwindigkeit die über den Querschnitt gemittelte Geschwindigkeit \bar{u} verwendet. Für die hier untersuchten Strömungsfelder des Verbrennungssystems wird die Reynolds-Zahl mit dem Durchmesser am Brenner- oder auch Mischrohraustritt sowie mit der gemittelten axialen Geschwindigkeit in diesem Querschnitt \bar{u} bzw. u_B (Blockprofilgeschwindigkeit) bestimmt.

$$Re = \frac{u l}{\nu} \quad \text{mit} \quad Re_{krit,Rohr} \approx 2300 \quad (2.6)$$

Um den Turbulenzgrad zu charakterisieren, wird die Reynolds-Zahl mit turbulenzbezogenen Größen gebildet (turbulente Reynolds-Zahl Re_t).

$$Re_t = \frac{u_{rms} l_t}{\nu} \quad \text{mit} \quad Re_{t,krit} \approx 1 \quad (2.7)$$

Als charakteristische Größen werden für diesen Fall die Geschwindigkeitsfluktuationen u_{rms} und das integrale turbulente Längenmaß l_t der Strömung verwendet. Das integrale turbulente Längenmaß repräsentiert die mittlere Größe der Wirbel, die den höchsten Gehalt an turbulenter kinetischer Energie aufweisen.

2.1.3 Wirbelform, Strahlform und Drallzahl

Als Wirbelform einer Drallströmung bezeichnet die Strömungslehre die Art der Abhängigkeit der Tangentialgeschwindigkeit w vom Radius r . Eine wichtige, die Wirbelform charakterisierende Größe ist die lokale Zirkulation $\Gamma(r)$, dabei gilt für rotationsymmetrische Strömungen $\Gamma(r) = w(r) \cdot r$. Bei der einfachsten Wirbelform, dem Festkörperwirbel (hellgrün in Abbildung 2.5), bleibt die Winkelgeschwindigkeit ω über den Radius konstant, d.h. $w(r) = K_1 \cdot r$; $\Gamma(r) = K_1 \cdot r^2$, wobei K_1 eben

die konstante Winkelgeschwindigkeit der Starrkörperrotation darstellt. Die Fluidteilchen drehen sich dabei wie bei einem Festkörper um ihre eigene Achse und mit der Strömung um deren Zentrum. Wegen der Haftbedingung an der Wand kann diese Wirbelform in Rohrströmungen allerdings nicht über den gesamten Querschnitt vorliegen. Ab einem maximalen Radius, dem Wirbelkernradius r_{Wk} , fällt die Tangentialgeschwindigkeit daher in Richtung Wand ab. 80%-90% des Querschnitts können aber durchaus diese Starrkörpercharakteristik aufweisen.

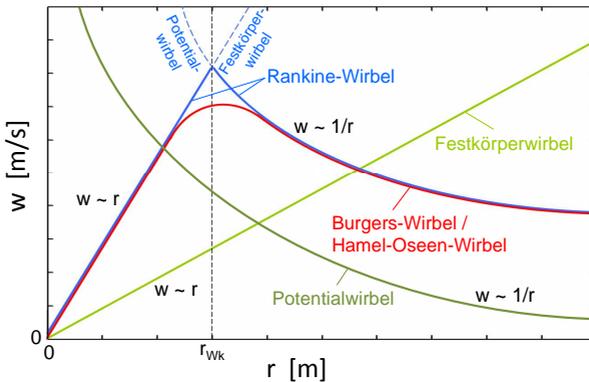


Abb. 2.5: Radialer Verlauf der Tangentialgeschwindigkeit für verschiedene Wirbelarten

Eine weitere idealisierte Wirbelform ist der Potentialwirbel (dunkelgrün in Abbildung 2.5). Dieser zeichnet sich durch eine über dem Radius konstant bleibende Zirkulation aus, wobei die Fluidelemente hier einer helikalen Stromlinie ohne Eigenrotation folgen. D.h. $w(r) = K_2/r$; $\Gamma(r) = K_2$, wobei hier K_2 die konstante Zirkulation Γ darstellt. Da aber mit $\partial w/\partial r = -K_2/r$ die Scherung für kleine Radien sehr groß wird, spielt die Reibung im Zentrum der Wirbelströmung realer Fluide eine erhebliche Rolle. Der Hamel-Oseen-Wirbel oder auch Burgers-Wirbel (rot in Abbildung 2.5) beschreibt die real auftretende Wirbelform treffender. Dieser ähnelt im Bereich der Rotationsachse asymptotisch einem Festkörperwirbel und im Außenbereich asymptotisch einem Potentialwirbel. Zwischen den beiden Wirbelformen bildet sich in der Praxis ein stetiger Übergang aus. Der idealisierte, theoretische Verlauf mit einer Knickstelle zwischen den beiden Wirbelformen wird als Rankine-Wirbel bezeichnet (blau in Abbildung 2.5). Der Radius der höchsten Tangentialgeschwindigkeit, also an der theoretischen Knickstelle, wird auch hier als Wirbelkernradius r_{Wk} bezeichnet [Sig03].

Wie das Tangentialgeschwindigkeitsprofil und damit die gerade beschriebenen Wirbelformen ist auch die Drallintensität abhängig von der Geometrie des Drallerzeugers. Folgt nach dem Drallerzeuger zudem ein Querschnittsprung, bilden sich im stromab gelegenen Strömungsfeld, hauptsächlich abhängig von der Drallstärke, unterschiedliche Strahlformen aus. Die Einflüsse des Dralls auf das Strömungsfeld lassen sich am besten mit Hilfe der Axialgeschwindigkeitsprofile erläutern. Der drallfreie turbulente Freistahl ($Re \gg Re_{krit}$) entsteht, wenn ein Fluid aus einer Öffnung in eine sehr große, ruhende Umgebung strömt. Gemäß Abbildung 2.6 wird der Bereich stromab der Austrittsöffnung in einen Kern-, Übergangs- und Ähnlichkeitsbereich unterteilt. Im Kernbereich existiert ein sich kegelförmig verengender Kern, in dem die Strömung die Geschwindigkeit, die in der Öffnung vorliegt, beibehält. Am Strahlrand kommt es infolge des Geschwindigkeitsunterschieds zur Ausbildung einer Scherschicht und damit zu einer starken Wechselwirkung mit dem umgebenden ruhenden Fluid. Durch den dabei entstehenden turbulenten Impulsaustausch reißt der Freistahl Umgebungsfluid mit, welches, bei gleichzeitiger Verzögerung der ursprünglichen Freistrahlgeschwindigkeit, in Strömungsrichtung des Freistrahls beschleunigt wird. Um das mitgerissene Umgebungsfluid zu ersetzen, strömt Fluid aus der „unendlich“ großen Umgebung nach und es kommt zur „Massenansaugung“ (engl. „entrainment“), also einem vom Strahl angesaugten zusätzlichen Massenstrom. Dadurch vermischt sich das Strahlfluid immer stärker mit dem Umgebungsfluid, wodurch der Strahl ständig breiter wird und seine Geschwindigkeit von außen nach innen abgebaut wird. Haben diese Effekte die Strahlachse erreicht, beginnt der Übergangsbereich, in dem sich die im Kernbereich entstandenen Geschwindigkeitsprofile an die im nachfolgenden Ähnlichkeitsbereich vorherrschenden Profile anpassen. Wie der Name „Ähnlichkeitsbereich“ bereits sagt, sind hier die Verteilungen der Geschwindigkeit in allen Querschnittsebenen senkrecht zur Hauptströmung zueinander affin und gleichen näherungsweise einer Gaußverteilung. Mit zunehmender Entfernung von der Öffnung wird das Geschwindigkeitsprofil im Strahl immer flacher, bis sich der Freistahl letztlich ganz auflöst. Entsprechendes gilt auch für die Konzentrations- und Temperaturverteilung. Für eine ausführliche mathematische Beschreibung der unverdrallten Freistrahlszusammenhänge wird auf die Literatur wie z.B. [Sch82], [RS61], [Sig03] und [Mai68] verwiesen.

Wird dem turbulenten drallfreien Freistahl ein Drall aufgeprägt, fällt der statische Druck auf der Achse ab. In Richtung der Strahlachse kompensieren die durch den Drall entstehenden Druckkräfte einen Teil der axialen Impulskräfte und verzögern damit die axiale Geschwindigkeit. Da die Druckreduzierung auf der Achse ihren Maximalwert erreicht, tritt dort auch die größte Verzögerung auf. Gleich-

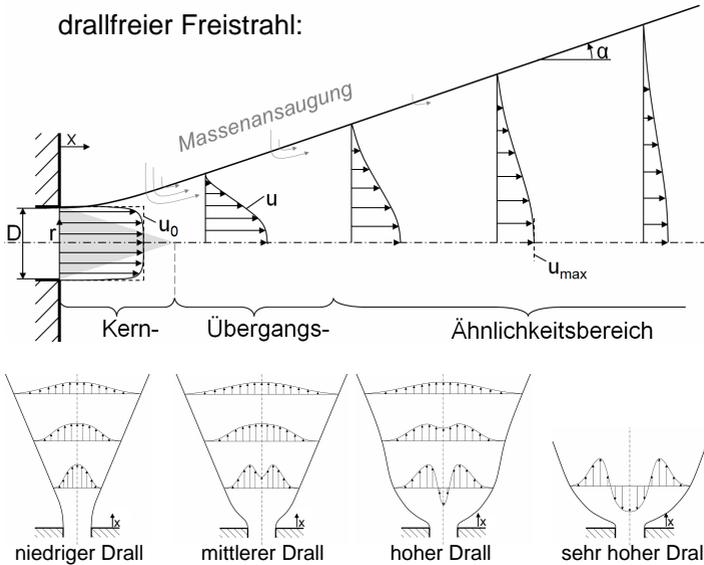


Abb. 2.6: Axialgeschwindigkeitsprofile unterschiedlich verdrehter Freistrahlen

zeitig nimmt der Strahlwinkel unter der Wirkung der Fliehkräfte insbesondere im Anfangsbereich des Strahls zu. Die Geschwindigkeitsverteilungen quer zur Strahlachse verhalten sich aber weiterhin ähnlich zu denen eines drallfreien Strahls. Mit wachsendem Drall wird der Unterdruck in Achsnähe immer größer, bis dort schließlich die Axialgeschwindigkeit kleiner wird als in der unmittelbaren Umgebung. Es entsteht ein ringförmiges Maximum um die Strahlachse oder in anderen Worten ein M-förmiges Geschwindigkeitsprofil, das weiter stromab mit abklingendem Drall wieder in ein Maximum auf der Strahlachse übergeht. Grundsätzlich gilt, dass die Tangentialgeschwindigkeit und damit der Drall mit wachsendem Abstand von der Strahlaustrittsöffnung schneller abnimmt als die axiale Geschwindigkeit auf der Strahlachse. Bei weiterer Drallsteigerung zwingen die hohen Druckkräfte die achsnähe Strömung zur Umkehr und es entsteht eine Rückströmzone. Stromab schließt sich der Strahl wieder und es bildet sich wieder das Freistrahprofil aus. Wird der Drall noch weiter erhöht, dehnt sich die Rückströmzone immer weiter aus, bis sich die Rückbildung zum klassischen Freistrahlnicht mehr beobachten lässt [Mai68] [Gün84].

Aus diesen axialen Geschwindigkeitsprofilen können die durch jeden Querschnitt tretenden Massenströme in jedem beliebigen Abstand zur Austrittsöffnung berechnet werden. In der Verbrennungstechnik ist die Kenntnis des angesaugten Massenstroms längs der Strahlachse sowie der im Inneren rezirkulierende Massenstrom von besonderem Interesse. Diese lassen beispielsweise Rückschlüsse auf die Abgasrezirkulationsrate in der Brennkammer zu. Der axiale Massenstrom ergibt sich aus der Integration der Axialgeschwindigkeit wie folgt.

$$\dot{m} = 2\pi \int_0^{\infty} \rho u r dr \quad (2.8)$$

Häufig wird der durch einen beliebigen Querschnitt tretende Massenstrom \dot{m} allgemein auf den aus der Öffnung austretenden Massenstrom \dot{m}_0 bezogen, so dass sich ein dimensionsloser Wert \dot{m}/\dot{m}_0 ergibt. Der Massenstrom des drallbehafteten Freistrahls nimmt bei sonst gleichen Anfangsbedingungen besonders im Anfangsbereich stärker zu als der eines drallfreien Strahls, da der Drehimpuls zum Impulsaustausch mit der Umgebung beiträgt [Mai68]. Mit dem Abklingen der Tangentialgeschwindigkeit wird dieser Anteil am Austausch kleiner, bis schließlich nur noch die vom Axialimpuls bewirkte lineare Massenstromzunahme¹ des drallfreien Freistrahls \dot{m}_F/\dot{m}_0 (F = drallfrei) entsprechend Gleichung (2.9) verbleibt [RS61].

$$\frac{\dot{m}_F}{\dot{m}_0} = 0.32 \frac{x}{D} \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}} \quad (2.9)$$

Zur Bestimmung der Massenstromzunahme¹ im Anfangsbereich eines Drallstrahls \dot{m}_D/\dot{m}_0 (D = drallbehaftet) wird von Maier [Mai68] zu Gleichung (2.9) ein Term addiert, der die zusätzliche Wirkung des Dralls berücksichtigt.

$$\frac{\dot{m}_D}{\dot{m}_0} = (0.32 \frac{x}{D} + KS) \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}} \quad (2.10)$$

Die Versuche von Maier zeigen, dass K einen konstanten Wert annimmt und damit die durch den Drall hervorgerufenen Änderungen ausschließlich durch die nachfolgend beschriebene Drallzahl S erfasst werden. K stellt also einen Faktor dar, der

¹ Bei inkompressibler Strömung wie beispielsweise in Wasserkanaluntersuchungen oder isothermen Strömungsversuchen in Verbrennungsprüfständen entfällt das Verhältnis aus der Dichte des Strahlfluids in der Austrittsöffnung zur Dichte des Umgebungsfluids.

alle turbulenten und geometrischen Einflussgrößen zusammenfasst und in Versuchen bestimmt werden muss.

Drallströmungen und die sich ausbildenden Strahlformen werden häufig durch die Drallzahl S charakterisiert, welche zumeist am Brenneraustritt ermittelt wird. Wie in Gleichung 2.11 zu erkennen, drückt die Drallzahl S das mit einer charakteristischen geometrischen Länge, wie dem Brenneraustrittsradius $L_{char}=R=D/2$, entdimensionierte Verhältnis des mit dem Radius gewichteten Drehimpulsstroms \dot{D} zum Axialimpulsstrom \dot{I} aus.

$$S = \frac{\dot{D}}{R \cdot \dot{I}} \quad (2.11)$$

Dabei lauten die Gleichungen der Impulsströme wie folgt:

$$\dot{I} = 2\pi \int_0^{r_{max}} (p(r) - p_{ref} + \rho(u^2 + u'^2))rdr \quad (2.12)$$

$$\dot{D} = 2\pi \int_0^{r_{max}} \rho(uw + \overline{u'w'})r^2dr \quad (2.13)$$

In experimentellen Untersuchungen eingeschlossener Strömungen ist das zur Berechnung des Axialimpulses notwendige statische Druckfeld meist unbekannt und nur schwer bestimmbar. Daher wird der Axialimpulsstrom in der Regel unter Vernachlässigung des Druckfelds bestimmt.

$$\dot{I}_x = 2\pi \int_0^{r_{max}} \rho(u^2 + u'^2)rdr \quad (2.14)$$

Häufig erfolgt die experimentelle Bestimmung der Drallzahl außerdem nur mit mittleren Strömungsgrößen ohne die turbulenten Anteile (Schwankungsgeschwindigkeiten) [Fri03]. Diese Näherungen führen in vielen Drallströmungen nur zu kleinen Fehlern und ist daher gängige Praxis.

Generell gilt, je größer die Umfangskomponente des Strömungsfeldes ist, desto größer ist auch die Drallzahl. Wie oben beschrieben, kommt es ab einer bestimmten Drallstärke zur Ausbildung einer internen Rezirkulationszone. In der Literatur

wird häufig versucht, eine kritische Drallzahl S_{krit} für das Wirbelaufplatzen, also das Entstehen der inneren Rückströmzone oder auch das Auftreten von Flammrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (Abschnitt 2.3.4) etc. zu definieren. Allerdings hängt die Drallzahl sehr stark von dem Profil der Axial- und Umfangsgeschwindigkeitsverteilung sowie vom Flächenverhältnis am Querschnittsprung und anderen Einflussfaktoren ab. Daher eignet sie sich als Einzelparameter nicht zur vollständigen Beschreibung des Verhaltens von Drallströmungen. [Krö03] zeigt außerdem, dass verschiedene Brennerkonfigurationen mit gleicher Drallzahl ein deutlich unterschiedliches CIVB-Verhalten aufweisen können. Um zumindest den Einfluss verschiedener Drallerzeugerbauarten und des resultierenden Axialgeschwindigkeitsprofils zu berücksichtigen, wird alternativ auch der effektive Radius R_{eff} zum Entdimensionieren der Drallzahl verwendet [FAH⁺10]. Dieser wird durch eine Wichtung des Massenstromanteils mit den jeweiligen Radien gebildet.

$$R_{eff} = \frac{1}{\dot{m}} \int_{(\dot{m})} r d\dot{m} \quad (2.15)$$

Für Freistrahlen sind der Drehimpulsstrom \dot{D} und der Axialimpulsstrom \dot{I} unter Berücksichtigung des Druckterms Erhaltungsgrößen [Fri03]. Das heißt, die nach Gleichung (2.11) gebildete Drallzahl ist ebenfalls eine Erhaltungsgröße und \dot{D} sowie \dot{I} können somit in der Düsenaustrittsebene oder in unterschiedlichen Abständen x von der Austrittsebene bestimmt werden. In rotationsymmetrischen Kanälen mit veränderlichem Strömungsquerschnitt variiert die Drallzahl allerdings in Drallströmungen, da sich \dot{I} ändert. Studien wie in [CM84] zeigen außerdem, dass die Drallzahl selbst in einem zylindrischen Rohr konstanten Durchmessers mit zunehmender Lauflänge wegen des Abbaus von \dot{D} durch die Wandreibung abnimmt.

2.1.4 (Brenner-) Druckverlust und Druckverlustbeiwert

Aus thermodynamischen Gründen ist es bei Brennkammern von Gasturbinen wichtig, den Brennerdruckverlust zu begrenzen. Typische Gasturbinenanlagen haben einen Druckverlust von 2% bis 5% über das Verbrennungssystem. Zur intensiven Mischung von Luft und Brennstoff, zur Erzeugung eines geeigneten Strömungsfelds, zur Flammenstabilisierung und bedingt durch die Dichteabnahme über die Reaktionszone (Beschleunigung des Volumenstroms) ist ein Druckabfall über das Verbrennungssystem unvermeidlich [Joo06]. Der Druckverlust ist

die Totaldruckdifferenz zwischen zwei Messpunkten ① und ②. Besonders hohe Druckverluste werden durch Strömungsablösungen hervorgerufen, wodurch meist große, mit Wirbeln ausgefüllte Toträume entstehen. Der Druckverlust zwischen einer Position ① und einer Position ② berechnet sich im adiabaten, inkompressiblen Fall allgemein nach der erweiterten Bernoulli Gleichung.

$$\Delta p_{Verl} = (p_2 - p_1) + \rho g(h_2 - h_1) + \frac{\rho}{2}(u_2^2 - u_1^2) \quad (2.16)$$

In isothermen Versuchsständen wie z.B. einem Wasserkanal gilt dabei häufig, dass der Querschnitt vor und nach dem Verbrennungssystem identisch ist. Ohne zusätzliche Eindüisungen innerhalb der Messstrecke und ausreichend kleinen Strömungsgeschwindigkeiten an der Messstelle bedeutet dies, dass der dynamische Druck ($\rho/2 \cdot u^2$) vorher und nachher in guter Näherung identisch ist und somit entfällt. In vertikal durchströmten Strömungskanälen befinden sich die Druckmessstellen allerdings häufig auf unterschiedlichen Höhenniveaus. Speziell bei der Verwendung von Fluiden größerer Dichte als Luft muss daher der geodätische Anteil ($\rho \cdot g \cdot \Delta h$) berücksichtigt werden. Werden die beiden Messstellen allerdings über ein „umgekehrtes“ U-Rohr auf gleichem Höhenniveau miteinander verglichen, kann der geodätische Druckeinfluss ebenfalls eliminiert werden. Damit kann die im Wasserkanal gemessene statische Druckdifferenz mit der Totaldruckdifferenz gleichgesetzt werden. Durch die horizontale Anordnung der meisten Verbrennungsprüfstände entfällt die geodätische Wirkung ohnehin, auch ohne die Vernachlässigung der geringen Dichte der Luft. Wird in einem Verbrennungsprüfstand also die statische Druckdifferenz ohne Zündung und damit ohne Flamme gemessen, so entspricht diese bei gleichen Querschnitten ebenfalls der Totaldruckdifferenz aus dem Wasserkanal. Die in der Industrie häufig verwendete Angabe des Druckverlustes in [%] ist daher in guter Näherung als die mit Hilfe von Bohrungen in der Plenums- und Brennkammerwand leicht messbare, statische Druckdifferenz über den Brenner bezogen auf den absoluten statischen Druck stromauf des Verbrennungssystems bestimmbar.

$$p_{Verl} = \frac{\Delta p_{Stat}}{p_{Stat,1}} = \frac{p_{Stat,2} - p_{Stat,1}}{p_{Stat,1}} \quad (2.17)$$

Aufbauend auf dem Druckverlust wird in der Technik auch häufig der Druckverlustbeiwert ζ angegeben.

$$\zeta = \frac{2\Delta p_{Stat}}{\rho u^2} \quad (2.18)$$

Mit

$$\dot{m} = \rho u A \quad (2.19)$$

und

$$A = \frac{d^2 \pi}{4} \quad (2.20)$$

folgt der messtechnisch vergleichsweise einfach zu erfassende Zusammenhang:

$$\zeta = \frac{\Delta p_{stat} \rho d^4 \pi^2}{8 \dot{m}^2} \quad (2.21)$$

Dabei wird der Druckverlustbeiwert in Gleichung (2.18) in der Regel auf die mittlere Austrittsgeschwindigkeit aus der jeweiligen Geometrie bezogen. In Gleichung (2.20) ist daher entsprechend der Brenneraustrittsquerschnitt zu verwenden. Für Brenner komplexer Geometrie muss der Verlustbeiwert experimentell oder numerisch ermittelt werden.

2.2 Aerodynamisch stabilisierte Vormischverbrennung

In Gasturbinen mit magerer Vormischverbrennung werden Brennstoff und Luft schon vor der eigentlichen Reaktionszone in der Mischstrecke des Verbrennungssystems vermischt. Das technische Vormischverfahren stellt damit einen Zwischentyp zwischen nicht vorgemischten und ideal vorgemischten Systemen dar. Kennzeichnend für die magere Vormischverbrennung ist ein hoher Luftüberschuss, also eine hohe Luftzahl λ . Um eine hohe Lebensdauer, Betriebssicherheit, Lastwechselfähigkeit und niedrige Emissionen (z.B. Stickoxide und Kohlendioxid) zu erreichen, spielt die Flammenstabilisierung in der Vormischverbrennung eine besondere Rolle. Eine stabile Flamme befindet sich möglichst unabhängig vom Betriebspunkt bzw. von Lastwechselforgängen an einer definierten ortsfesten Position in der Brennkammer und ist resistent gegen Flammenrückschlag und Abheben bzw. Flammenlöschen. Ausgehend von der geforderten Flammenposition wird die Verlagerung der Reaktionszone entgegen der Strömungsrichtung als Flammenrückschlag bezeichnet. Folgen einer solch veränderten Flammenposition können gravierende Beschädigungen des Brenners sowie der dazugehörigen Bauteile z.B.

durch Überhitzung sein. Im Gegensatz dazu wird die Verschiebung der Reaktionszone in Strömungsrichtung „Abheben“ genannt. Wenn die Flamme dabei keine feste Position mehr einnehmen kann, wird vom Ausblasen bzw. Flammenlöschen gesprochen.

Zur Flammenstabilisierung werden unter anderem Staukörper, Bypass-Strömungen, plötzliche Querschnittserweiterungen oder Drallströmungen sowie Kombinationen aus diesen eingesetzt. Allen gemein ist, dass Gebiete gebildet werden, in denen die Strömungsgeschwindigkeit des unverbrannten Gasgemisches dem Betrag der entgegengesetzt gerichteten Flammengeschwindigkeit entspricht. Diese Situation entsteht insbesondere in Zonen mit Geschwindigkeitsgradienten, wie sie unter anderem in Grenzschichten, Scherschichten oder Rückströmzonen vorliegen. Bei Verwendung eines Staukörpers (z.B. Lochblech, Scheiben, Stäbe oder Lanzen) [Gün84] [Tur96] bildet sich beispielsweise in dessen Nachlauf eine Rückströmzone aus. Durch einmalige Zündung im Bereich dieser Rückströmzone wird die Reaktion gestartet und die Flamme stabilisiert sich in der Scherschicht der Rückströmzone. Nach Abschalten der Zündung wird die Reaktion ausschließlich durch den Rücktransport der heißen Abgase und der darin enthaltenen Radikale zum unverbrannten Frischgas am Beginn der Scherschicht aufrecht erhalten. Auf diese Weise lassen sich sehr kompakte Flammen mit guter Mischung und hoher Leistungsdichte erzielen. Allerdings werden in diesem Fall die mechanischen Bauteile (Flammenhalter), die die Rückströmzone erzeugen, einer enormen Temperaturbelastung ausgesetzt. Dies schränkt ihre Haltbarkeit deutlich ein und verkürzt die Revisionsabstände. Plötzliche Querschnittserweiterungen in der Strömung bilden ebenfalls Ablösezone, an deren Scherschicht ebenfalls eine Flammenstabilisierung möglich ist. Da diese Gebiete in Gasturbinenbrennkammern jedoch meist in Kontakt mit Wänden stehen, wird die Reaktion auf Grund von Wärmeverlusten und dem weniger intensiven Rücktransport heißer Abgase gebremst. Dies gilt vor allem für Brennstoffe mit niedriger Flammgeschwindigkeit. Für hoch reaktive Brennstoffe wie Wasserstoff kann so jedoch eine ausreichende Flammenstabilisierung erreicht werden. Für schwach reaktive Brennstoffe sind Drallströmungen besser geeignet. Diese bilden nach Überschreiten einer kritischen Drallzahl im Zentrum der Strömung durch den rein aerodynamischen Effekt des Wirbelaufplatzens ein Rückströmgebiet mit geringeren Wärmeverlusten [Lop90] [BL90] [AKHW94]. Außerdem wird durch die Drallströmung zusätzliche Turbulenz im Bereich der Rezirkulationszone generiert, so dass die Reaktionsdichte in der Flamme steigt und kompaktere Flammen resultieren. Um die Position des Wirbelaufplatzens kontrollieren zu können, wird die Drallströmung mit einem plötzlichen Querschnittssprung kombiniert. Dieser

induziert das Wirbelaufplatzen unmittelbar am Brenneraustritt und erhöht somit die örtliche Stabilität der Rückströmzone. Zusammen mit den wesentlich höheren Umsätzen und der deutlich höheren Flexibilität sind dies die ausschlaggebenden Faktoren für die häufige Verwendung dieser rein aerodynamischen Flammenstabilisierungsart in den Verbrennungssystemen stationärer Strömungsmaschinen [Gün84] [Joo06] [Lil77] [SB74] [FJT05]. Das Funktionsprinzip eines solchen Drallbrenners mit Querschnittssprung ist in Abbildung 2.7 dargestellt.

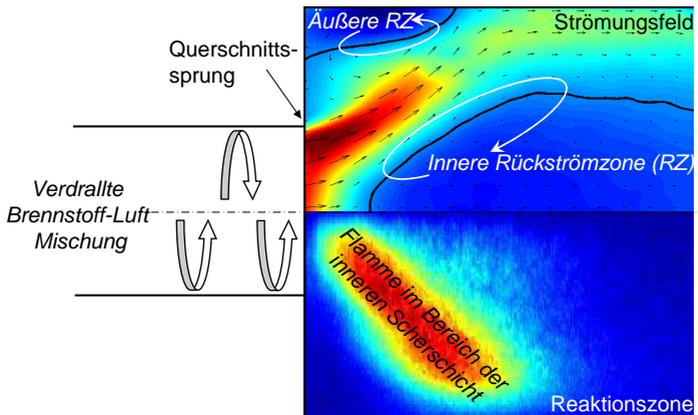


Abb. 2.7: Prinzip aerodynamischer Flammenstabilisierung in der Scherschicht der Rezirkulationszone durch die Kombination von Drallströmung und Querschnittssprung

Die Größe des Querschnittsprungs ist unter anderem durch den verfügbaren Einbauraum für die Brennkammer in der Gasturbinenanlage begrenzt. Mit kleiner werdendem Querschnittsverhältnis gewinnt die dabei stärker werdende äußere Rezirkulationszone zunehmend Einfluss auf die innere Rückströmzone. Da Position, Größe und Stärke der inneren Rückströmzone aber entscheidend für die Stabilität und Effektivität z.B. hinsichtlich des rezirkulierenden Abgasmassenstroms, der aerodynamischen Flammenstabilisierung sind, spielt der aus der Brennkammergeometrie resultierende Querschnittssprung bei der Auslegung eines Verbrennungssystems eine entscheidende Rolle.

Im Gegensatz zu den während der Entwicklungsphase oft eingesetzten Einzelbrennerprüfständen und Rohrbrennkammern orientiert man sich bei modernen Gasturbinenanlagen zu immer kompakteren Bauweisen hin. Häufig werden daher

beispielsweise Mehrbrennersysteme in Ring- oder Silobrennkammern eingesetzt (Abbildung 2.8). Im abgebildeten Beispiel einer Ringbrennkammer münden mehrere Dutzend zweireihig über den Umfang der Gasturbine angeordnete Brenner in einen gemeinsamen ringförmigen Brennraum. In der abgebildeten Silobrennkammer feuern beispielsweise 37, in einem Sechseckmuster angeordnete Brenner von einer Stirnseite aus in einen großen, gemeinsamen, zylindrischen Brennraum. Die Vorteile dieser kompakten Bauweisen wie etwa die höhere Leistungsdichte, weniger zu kühlende Flächen, eine gleichmäßigere Temperaturverteilung am Turbineneintritt sowie ein besserer Ausbrand und damit niedrigere Emissionen stehen allerdings in Konflikt mit den Auswirkungen auf die aerodynamische Flammenstabilisierung, welche im Rahmen von Einzelbrennerversuchen kaum vorhergesagt werden können. Diese Auswirkungen können zu nicht zu vernachlässigenden Abweichungen von der im Einzelbrennerprüfstand optimierten Brenneraerodynamik führen und unerwünschte Instabilitäten mit sich bringen. Daher sind speziell bei der Auslegung von aerodynamisch stabilisierten Drallbrennern die späteren Einbaubedingungen möglichst früh in der Entwicklungsphase, z.B. durch Mehrbrennerversuche, zu berücksichtigen.

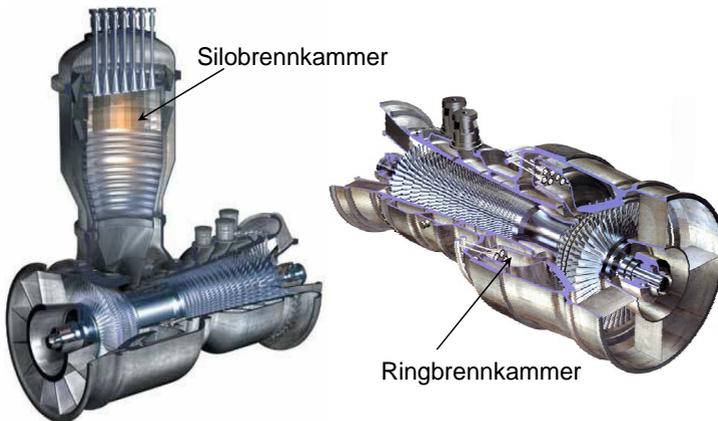


Abb. 2.8: Beispiele für Brennkammerbauweisen stationärer Gasturbinen mit Mehrbrennersystemen: Silobrennkammer (links), Ringbrennkammer (rechts) [LS03]

2.3 Rückschlagsmechanismen

Die bei der vorgemischten Verbrennung typischerweise vorliegende Mischstrecke birgt grundsätzlich die Gefahr einer Flammenbildung in diesem Bereich. Neben den nicht zu vernachlässigenden Selbstzündmechanismen ist der Flammenrückschlag die gefährlichste Variante der Flammenausbreitung stromauf des Brenneraustritts. Die Rückschlagsneigung eines Verbrennungssystems wird dabei unter anderem durch den Betriebspunkt, die Brennstoffzusammensetzung [NZS⁺06] und das spezifische Brennerdesign bestimmt. Die Forderung nach einer hohen Rückschlagssicherheit ist somit eines der bedeutendsten Kriterien während des Designprozesses. In Vormischbrennern können im Wesentlichen die vier im Folgenden beschriebenen und sowohl numerisch ([KHF⁺03]) als auch experimentell ([KSF⁺07]) bereits detailliert untersuchten Mechanismen einen Flammenrückschlag verursachen [LMSS08]. Im Gegensatz zum letzten Mechanismus, stellen die ersten drei kein Spezifikum der Drallströmung dar, können aber in ihren Rückschlagsgrenzen unter Umständen vom Drall beeinflusst werden. Daher werden diese in den nächsten Abschnitten und Abbildungen zunächst an einem drallfreien Vormischsystem erläutert, der Einfluss des Dralls aber zusätzlich aufgezeigt.

2.3.1 Flammenrückschlag in der Kernströmung

Grundsätzlich kann die Flamme in alle Bereiche der Mischstrecke des Brenners vordringen, wenn die lokale Strömungsgeschwindigkeit entlang einer dazugehörigen Stromlinie kleiner ist als die entgegengesetzt gerichtete Flammengeschwindigkeit (Abbildung 2.9). Von der Brenneraerodynamik ist also zu fordern, dass die axiale Gemischgeschwindigkeit im Brenner und der gesamten Mischstrecke möglichst gleichmäßig ist und an keiner Stelle des Strömungsquerschnitts unter die Flammengeschwindigkeit fällt. Zu vermeidende Ursachen dafür sind z.B. Ablösezonen, Stauzonen um Brennstoff- bzw. Kühlluftindüsungen und in deren Lee-Seite, divergente Strömungsberandungen, Gegenströmungen und alle anderen Arten von Strömungsstörungen durch Einbauten oder Eindüsungen [PM78].

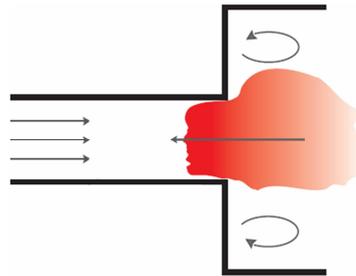


Abb. 2.9: Flammenrückschlag in der Kernströmung [Fri03]

Aufgrund der im Allgemeinen hohen Axialgeschwindigkeiten von $u \approx 80-100 \text{ m/s}$ ist es eher unwahrscheinlich, dass der Rückschlag infolge der Unterschreitung der Flammengeschwindigkeit in der Kernströmung von großer Bedeutung ist. Da aber die im Fokus dieser Arbeit stehende Variation von Brennergeometrie sowie Brennstoffzusammensetzung starken Einfluss auf die Rückschlagsgrenzen hat, sollen die entscheidenden Abhängigkeiten hier dennoch aufgeführt werden. Die in technischen Verbrennungssystemen vorliegende Turbulenz (Abschnitt 2.1), unter anderem abhängig von der Drallstärke und dem spezifischen Brennerdesign, bewirkt axiale Geschwindigkeitsfluktuationen u_{rms} im gesamten Strömungsfeld in der Größenordnung von 10-30% [Krö03]. Diese Turbulenz bzw. Geschwindigkeitsfluktuation unterstützt die Flammenausbreitung über das Maß der laminaren Flammengeschwindigkeit s_l (Abschnitt 2.4) hinaus. Die turbulente Flammengeschwindigkeit s_t berücksichtigt diese Effekte und stellt somit die für diesen Fall relevante Charakterisierungsgröße für die Flammenausbreitung dar. In einer überschlägigen Betrachtung darf s_t die mittlere Axialgeschwindigkeit \bar{u} nicht überschreiten, um diesen Rückschlag zu vermeiden. Als Grenzwert für die maximal in einem Verbrennungssystem zulässige turbulente Flammengeschwindigkeit gilt also²:

$$s_{t,krit} < \bar{u} \quad (2.22)$$

Zur Abschätzung der tatsächlich vorliegenden turbulenten Flammengeschwindigkeit wird häufig der einfache, in Abschnitt 2.4 ausführlicher beschriebene, Zusammenhang herangezogen:

$$s_t \approx s_l + u_{rms} \quad (2.23)$$

Diese beiden Zusammenhänge machen deutlich, dass ein höherer Turbulenzgrad und damit höhere Schwankungsgeschwindigkeiten, wie sie zur Verbesserung der Brennstoff-Luft Mischung und für kompaktere Flammen angestrebt werden, die für ein gegen diesen Rückschlagsmechanismus sicheres Verbrennungssystem mindestens notwendige axiale Geschwindigkeit erhöhen bzw. den Sicherheitsabstand zu diesem Rückschlagsmechanismus verringern. Das gilt insbesondere für Wasserstoff und wasserstoffhaltige Synthesegase aufgrund ihrer im Vergleich zu Erdgas generell deutlich höheren laminaren Flammengeschwindigkeiten. Eine Reduktion

2 Dieser vereinfachten Betrachtung (Gleichung (2.22)) liegt außerdem die Annahme zugrunde, dass sich in dem turbulenten, verdrallten Strömungsfeld in axialer Richtung keine Wirbelröhren bilden. Die niedrige Axialgeschwindigkeit auf der Achse solcher Wirbelröhren bietet der Flamme, unabhängig von der Schwankungsgeschwindigkeit ideale Bedingungen für eine Propagation durch die Mischstrecke.

der Schwankungsgeschwindigkeiten z.B. durch niedrigeren Drall als in typischen Erdgasbrennern stellt daher eine erfolgsversprechende Maßnahme für die Verbrennung hoch reaktiver Brennstoffe dar.

2.3.2 Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht

Die Haftbedingung an der Strömungsbe-
randung führt auch bei grundsätzlich hohen
Strömungsgeschwindigkeiten zu einer
stetigen Reduzierung der Geschwindigkeit
in wandnahen Bereichen des Brenners.
Folglich besteht hier generell die Gefahr,
dass die Flammengeschwindigkeit größer
ist als die Strömungsgeschwindigkeit und
sich die Flamme entlang der Wandgrenz-
schicht stromauf ausbreiten kann (Abbil-
dung 2.10). Dieser Art des Flammenrück-
schlags wirken allerdings die Wärmever-
luste an der Wand (engl.: Quenching) und
die Streckung der Flamme durch den Ge-
schwindigkeitsgradienten in der Wandgrenz-
schicht entgegen. Dabei wird der
Flamme die notwendige Aktivierungsenergie zum
Aufrechterhalten der Reaktion
entzogen und die Flamme erlischt bei
Unterschreiten des Quenchabstands d_q .

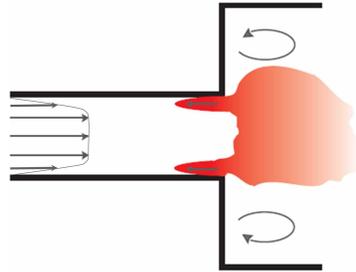


Abb. 2.10: Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht [Fri03]

Abhängig von Brennstoffzusammensetzung, Luftzahl, Druck, Frischgastempe-
ratur und Wandtemperatur wurde in der Vergangenheit ein kritischer Geschwindig-
keitsgradient g_{krit} definiert, bei dessen Unterschreitung (also $g < g_{krit}$) mit Flam-
menrückschlag in der Wandgrenzschicht zu rechnen ist.

$$g_{krit} = \left(\frac{du}{dr} \right)_{krit} \propto \frac{s_l}{d_g} \quad (2.24)$$

An dieser Stabilitätsgrenze ist die lokale Flammengeschwindigkeit der Flammen-
spitze gerade so groß wie die ungestörte Strömungsgeschwindigkeit im gleichen
Wandabstand d_g der Flammenspitze ($d_g \geq d_q$). Da d_g selbst von der Entwicklung
der Flammengeschwindigkeit unter dem Einfluss von Quencheffekten abhängig
ist, kann die Brennstoffabhängigkeit nicht eindeutig aus der oben genannten Gleichung
bestimmt werden. Für eine laminare Flamme und unter der Annahme, dass

d_g in guter Näherung proportional zur Flammendicke δ_l ist ([Woh53] und [Tur96]) und für die Flammendicke wiederum $\delta_l \propto a/s_l$ gilt, kann oben genanntes Kriterium³ wie folgt erweitert werden.

$$g_{krit} \propto \frac{s_l^2}{a} \propto \frac{\left(\frac{p}{p_0}\right)^{(n-1)}}{\left(\frac{p}{p_0}\right)^{-1}} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^n \quad (2.25)$$

Wie in dieser Gleichung zu erkennen ist, hat eine Erhöhung der laminaren Flammengeschwindigkeit einen erheblichen Einfluss auf den kritischen Geschwindigkeitsgradienten und führt zu einer deutlichen Reduzierung der Rückschlagssicherheit. Einfache Überschlagsrechnungen zeigen, dass der zur Vermeidung von Wandrückschlag für Syngas und Wasserstoff nötige Wandgradient aufgrund der höheren Flammengeschwindigkeit um ca. eine Größenordnung höher ist als der von Methan. Damit ergibt sich, dass diesem Flammenrückschlagstyp für wasserstoffhaltige Brennstoffe eine deutlich größere Bedeutung zukommt als für Erdgas.

Eine Erhöhung des Drucks steigert den Wandgradienten bei konstanter mittlerer Geschwindigkeit \bar{u} . Das zeigt beispielsweise Gleichung 2.26 für den Wandgradienten nach Blasius [Sch82] für voll ausgebildete turbulente Strömung.

$$g = \frac{du}{dr} = 0.03955 \bar{u}^{\frac{7}{4}} D^{-\frac{1}{4}} \eta^{-\frac{3}{4}} \rho^{\frac{3}{4}} \quad (2.26)$$

Da die in der Gleichung vorkommende Dichte mit dem Druck ($p \uparrow \rightarrow \rho \uparrow$) korreliert, hat eine Erhöhung des Drucks und damit der Dichte auch eine Erhöhung des vorliegenden Wandgradienten zur Folge. Dieser positive Effekt steht allerdings in Konkurrenz mit der Änderung der Temperaturleitfähigkeit durch erhöhten Druck. Analog den in Gleichung (2.25) dargestellten Druckproportionalitäten⁴ nimmt der zur Vermeidung von Wandrückschlag nicht zu unterschreitende kritische Wandgradient nämlich ebenfalls zu [Hir07]. Somit wird es unter diesen Bedingungen immer schwerer, genügend Sicherheit gegen Wandrückschlag zu gewährleisten, selbst wenn das Verbrennungssystem unter atmosphärischen Bedingungen genügend Abstand zur Wandrückschlagsgrenze aufweist.

3 Angemerkt wird, dass das Konzept des kritischen Wandgradienten auf die Regionen limitiert ist, in denen der Geschwindigkeitsgradient in der Wandgrenzschicht annähernd lineares Verhalten zeigt.

4 n ist hierbei die globale Reaktionsordnung der Brennstoffkinetik, für die in der Regel $n \geq 1$ gilt.

Die Brennstoff-, Druck- und Temperaturabhängigkeit des Wandrückschlags wurde bereits in den 60er Jahren unter anderem in [Lv43], [Woh53], [KMSS65], [Gru58], [Fin58] und [Fin59] detailliert untersucht. [Fin58] und [Fin59] geben in ihren Arbeiten für Wasserstoff-Luft Mischungen unter anderem die folgenden Korrelationen für die Temperatur- und Druckskalierung des kritischen Wandgradienten an.

$$g_{krit}^* = g_{krit} \left(\frac{T_{atm}}{T_{exp}} \right)^{1.52} \quad (2.27)$$

$$g_{krit}^{**} = g_{krit}^* \left(\frac{p_{atm}}{p_{exp}} \right)^{1.35} \quad (2.28)$$

Diese Korrelationen machen deutlich, dass die kritischen Wandgradienten für höhere Vorheiztemperaturen und Drücke deutlich überhalb denen bei Umgebungsbedingungen liegen und passen damit prinzipiell zu den zuvor dargestellten Abhängigkeiten (z.B. Druckskalierung mit $n \geq 1$). Die meisten dieser früheren Arbeiten beruhen allerdings auf schwach turbulenten und unverdrallten Strömungen und die gerade vorgestellte Druckkorrelation außerdem auf Untersuchungen bei Unterdruck. Inwiefern sich dies Korrelationen auf den technisch relevanteren, turbulenten Fall in einer Drallströmungen übertragen lassen, ist Thema aktueller Forschungsarbeiten, z.B. [ES10], [SKW01] und [EBS11]. Darin ergab sich unter anderem, dass der benötigte kritische Gradient, um die Flammenpropagation im Brenner zu unterbinden, ein anderer ist und zudem um ca. eine Größenordnung höher ist, als der Gradient, der den Wandrückschlag einleitet. Daraus folgt, dass es deutlich schwieriger ist, eine bereits an der Wand positionierte Flamme wieder aus dem Brenner zu spülen, als das Vordringen in den Brenner von der stabilen Flammenposition auf der Brennerachse an die Brennerwand selbst zu verhindern.

Generell kann der Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht durch einen möglichst hohen Wandgradienten vermieden werden. Leicht konvergente Geometrien der Mischstrecke, die ebenfalls für die Vermeidung von Flammenrückschlag in der Kernströmung günstig sind, führen in Strömungsrichtung durch die axiale Beschleunigung zu einer stetigen Zunahme der Wandschubspannung und damit des Wandgradienten. Obwohl bei gleichbleibendem Austrittsdurchmesser im Vergleich zu einer zylindrischen Mischstrecke der Wandgradient einer konvergenten Geometrie stromauf des Brenneraustritts eher kleiner ist, fördert die stetige Zunahme des Wandgradienten die Sicherheit gegen Wandrückschlag, besonders an

der für die Einleitung des Flammenrückschlags kritischen Position am Brenneraustritt. Für die Verbrennung von hoch reaktiven Brenngasen mit hohen Flammengeschwindigkeiten kann diese Art des Flammenrückschlags zusätzlich durch Abmagerung der Wandgrenzschicht bis über die magere Löschgrenze hinaus z.B. durch das Einblasen von Luft in den Wandbereich unter Kontrolle gebracht werden [Als09]. Gleichzeitig wird dadurch der effektive Strömungsquerschnitt reduziert und somit eine ähnliche Wirkung erzielt wie mit der konischen Strömungsberandung in der Mischstrecke. Bauteile wie z.B. Diffusoren am Brenneraustritt zur Vermeidung von Flammen-Flammen-Interaktionen in Mehrbrenneranordnungen führen dagegen zu einer deutlichen Vergrößerung der Wandgrenzschicht und sind eher als kritisch zu betrachten.

2.3.3 Flammenrückschlag durch Verbrennungsschwingungen

Bei dieser Art des Flammenrückschlags kann die Flamme durch Verbrennungsinstabilitäten sowohl im Kern der Strömung als auch in der Wandgrenzschicht zurückschlagen. Instabilitäten haben (harmonische) Schnelleschwankungen im Verbrennungssystem zu Folge, die periodisch konvektive Prozesse am Übergang in die Brennkammer auslösen können. Dadurch wird das Brennstoff-Luft Gemisch periodisch in die Flamme transportiert und bewirkt dort Fluktuationen in der Wärmefreisetzung und Expansion. Dies wiederum erzeugt weitere oszillierende Druckschwankungen, die einen ungleichmäßigen Brennstoffeintrag, Luftzahl-schwankungen und in Folge dessen weitere Wärmefreisetzungs- und Expansionschwankungen hervorrufen. So entsteht ein unerwünschter Rückkopplungsmechanismus, der sich unter Umständen selbst verstärken kann. Die durch das Zusammenspiel von Akustik, Aerodynamik und Wärmefreisetzung der Flamme entstehenden Druck- bzw. Schnelleschwankungen können dabei periodische Geschwindigkeitsschwankungen in Höhe der Strömungsgeschwindigkeit hervorrufen. In solchen Fällen kann die effektive Strömung derart verzögert werden, dass die Flammengeschwindigkeit deutlich unterschritten und der Flamme vor allem im niederfrequenten Bereich ein Stromaufwandern in Richtung des unverbrannten Brennstoff-Luft-Gemisches ermöglicht wird.

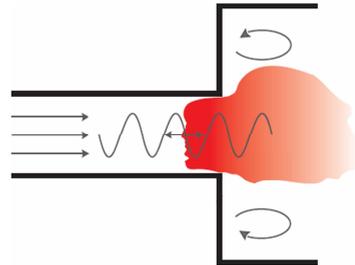


Abb. 2.11: Rückschlag durch Verbrennungsschwingungen [Fri03]

Obwohl dieser Mechanismus sehr stark an die Reaktion gekoppelt ist, sollte in Hinblick auf die Vermeidung von Verbrennungsschwingungen bereits bei der kalten aerodynamischen Auslegung des Brennerdesigns und der Brennstoffinjektion (also in Simulationen und Experimenten ohne Verbrennung) auf eine über die Zeit möglichst stabile Position der Rückströmzone, geringe Schwankungsgeschwindigkeiten sowie eine möglichst gute Brennstoff-Luftmischung geachtet werden. Dadurch können Luftzahl-, Wärmefreisetzungs- und Expansionsschwankungen und die daraus resultierende Zunahme der Druck- bzw. Schnelleschwankungen und deren Folgen schon im Vorfeld minimiert werden.

2.3.4 Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen

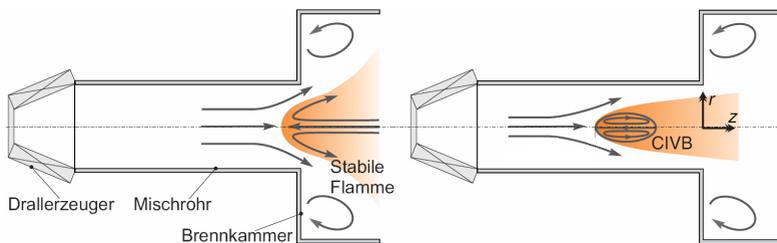


Abb. 2.12: Flammenrückschlag durch CIVB illustriert an einem Dralldröner [Fri03]

Im Gegensatz zu den bisher betrachteten Rückschlagsmechanismen spielt dieser Mechanismus besonders bei drallstabilisierten Brennern eine Rolle und ist auch unter dem Begriff Combustion Induced Vortex Breakdown (CIVB) bekannt. In früheren Arbeiten [Krö03] [Fri03] [Kie05] wurde bereits festgestellt und detailliert untersucht, dass sich Flammenfronten unter bestimmten Voraussetzungen gegen Strömungsgeschwindigkeiten ausbreiten können, die um mehr als eine Größenordnung höher sind als die berechneten (turbulenten) Flammgeschwindigkeiten. Detailliert beschrieben wird dieser komplexe Mechanismus und seine Zusammenhänge mit der Wirbeldynamik, Dichteabnahme und Reaktion (Chemie-Turbulenz Interaktion) in [Bur09] und [Kon10]. Anhand eines generischen Versuchsbrenners leitet [Bur09] in seiner Arbeit zudem Designkriterien für CIVB-resistente Brennergeometrien ab. Das Hauptkriterium ist dabei, eine Stromaufverlagerung der Rückströmzone in die Mischstrecke und somit vor den Querschnittsprung zu vermeiden. Dazu muss die für das Wirbelaufplatzen entscheidende - und durch den Einfluss der Flamme zusätzlich begünstigte - Aufweitung der Stromlinien im

Bereich vor dem Querschnittsprung unterbunden bzw. durch Einschnürung der Stromlinien präventiv entgegen gewirkt werden. Charakterisiert wird die Aufweitung der Stromlinien durch einen negativen und die Einschnürung der Stromlinien durch einen positiven Gradienten der azimuthalen Wirbelstärke $\partial \omega_\phi / \partial x$ in axialer Richtung [Bur09]. Da neben divergenten Strömungsberandungen aber bereits die Wandreibung dazu führt, dass die Umfangsgeschwindigkeit und damit die Drallintensität sowie die azimuthale Wirbelstärke in axialer Richtung abnehmen, gilt es diesen mit einer Stromlinienaufweitung einhergehenden Effekt durch geeignete Maßnahmen zu reduzieren. Durch Verringerung des effektiven Strömungsquerschnitts durch konvergente Strömungsberandungen oder radiale Luft eindüsung gegen Ende der Mischstrecke kann dies gelingen. Diese Maßnahmen bewirken eine Zunahme der Umfangsgeschwindigkeit in axialer Richtung und führen zu einer positiven azimuthalen Wirbelstärke und in Folge dessen zu einer Einschnürung der Stromlinien. Dies ist besonders im Bereich vor dem Querschnittsprung wichtig, da hier eine stromaufpropagierende Flamme zu einem abrupten Absinken der azimuthalen Wirbelstärke führt. Der aus der Strömungsführung resultierende positive Gradient der azimuthalen Wirbelstärke wirkt diesem Absinken entgegen und verhindert somit, dass sich die Flamme in Richtung stromauf fortpflanzt. Weiter unterstützt wird diese Maßnahme zur Erhöhung der CIVB-Resistenz durch eine zusätzlich aufgeprägte, unverdrallte Strömung auf der Brennerachse und die damit einhergehende Totaldruckerhöhung. Ein möglichst großer Wirbelkernradius mit geringer Umfangsgeschwindigkeit im Zentrum des Brenners wirkt sich ebenfalls positiv aus, da der daraus resultierende, geringere radiale Druckgradient den Einfluss der Flamme auf das Strömungsfeld reduziert und die aerodynamische Stabilität erhöht.

Eine weitere, weniger in der Geometrie und Aerodynamik als in der Mischungsqualität begründete zur Erhöhung der CIVB Resistenz beitragende Maßnahme ist die Erhöhung der Luftzahl auf der Brennerachse. Die Abmagerung im Zentrum des Brenneraustritts reduziert den Einfluss der Flamme, bzw. der Reaktion und Wärmefreisetzung auf die bezüglich CIVB besonders sensible Position des Staupunkts. Begünstigt wird CIVB hingegen durch die Erhöhung der adiabaten Flammentemperatur sowie die Erhöhung des Wasserstoffanteils im Brenngas und der damit einhergehenden höheren Flammgeschwindigkeit bei Verwendung alternativer Brennstoffe.

2.4 Eigenschaften der Brenngase (CH₄, Syngas, H₂)

Die stark unterschiedlichen Eigenschaften der im Zuge der Brennstoffflexibilität einzusetzenden Brennstoffe haben großen Einfluss auf die in Abschnitt 2.3 beschriebenen Rückschlags- und Selbstzündmechanismen, deren Beherrschung die wesentliche Herausforderung bei der vorgemischten, aerodynamischen Flammenstabilisierung darstellt. Im Rahmen dieser Arbeit bedeutet „brennstoffflexibel“, dass sowohl das in der Zusammensetzung leicht variiierende und schwach reaktive Erdgas, die in der Zusammensetzung stark variiierenden und deutlich reaktiveren Syngase sowie der hoch reaktive reine Wasserstoff für die aerodynamisch stabilisierte Vormischverbrennung eingesetzt werden sollen. Tabelle 2.1 zeigt die Variationsbreite möglicher Zusammensetzungen von Erdgas und Syngas.

Brennstoff	C _{2→4} [Vol.%]	CH ₄ [Vol.%]	CO [Vol.%]	H ₂ [Vol.%]	CO ₂ [Vol.%]	N ₂ [Vol.%]
Erdgas	0.5 bis 11	76 bis 96	0	0	0 bis 16	0 bis 14
Syngase	0 bis 2	0 bis 25	6 bis 42	1 bis 55	2 bis 25	1 bis 60

Tabelle 2.1: Typische Erdgas- und Syngaszusammensetzungen

Im Experiment oder auch in der numerischen Simulation wird Erdgas häufig durch dessen Hauptbestandteil Methan ersetzt und Syngas durch Mischungen aus Wasserstoff, Kohlenmonoxid und/oder Methan. Das spart Kosten (für Infrastruktur bzw. Rechenzeit) und vereinfacht die Bestimmung der verschiedenen Charakterisierungsgrößen. Die dabei fehlenden inerten Brennstoffbestandteile wie Stickstoff und Kohlendioxid können im betrachteten, vorgemischten Betrieb in guter Näherung durch einen erhöhten Verbrennungsluftstrom abgebildet werden. Im Folgenden werden daher hauptsächlich die Eigenschaften der genannten Brennstoffkomponenten und deren Mischungen zusammengefasst, sowie deren Einfluss auf das Verbrennungssystem und die daraus resultierenden Anforderungen an die Brenneraerodynamik und die Brennstoffeindüsung erläutert.

2.4.1 Heizwert und Wobbe Index

Speziell bei der Entwicklung eines brennstoffflexiblen Verbrennungssystems ist der für eine festgelegte Leistung notwendige Brennstoffvolumenstrom unter anderem aus aerodynamischer und Mischungstechnischer Sicht von großer Bedeutung. Dieser ergibt sich aus dem Heizwert des jeweiligen Brennstoffs. Der Heizwert ist

ausschließlich eine Eigenschaft des Brennstoffs und damit unabhängig von den Bedingungen unter denen die Verbrennung stattfindet wie z.B. Oxidatorzusammensetzung, Druck oder Temperatur. Bei Kenntnis der genauen Zusammensetzung des Brennstoffs und des Heizwerts bzw. der Reaktionsenthalpien der einzelnen Komponenten kann der Heizwert einer Brennstoffmischung folglich leicht durch Summation der einzelnen Heizwerte bzw. Reaktionsenthalpien gemäß ihres Mengenanteils berechnet werden [Sat08].

$$H_{o/u} = \sum_i \xi_{B,i} H_{o/u,i} \quad \text{mit} \quad \xi_{B,i} = \frac{m_{B,i}}{m_B} \quad \text{bzw.} \quad \xi_{B,i} = \frac{\dot{m}_{B,i}}{\dot{m}_B} \quad (2.29)$$

Ist die genaue Zusammensetzung des Brennstoffs nicht bekannt, kann der Heizwert experimentell z.B. nach DIN 5499 mit Hilfe eines (Durchfluss-) Kalorimeters bestimmt werden. Die unteren Heizwerte je kg bzw. m_N^3 für die hier betrachteten Brennstoffe fasst Tabelle 2.2 zusammen.

Brennstoff	chem. Formel	Heizwert H_u [MJ/kg]	Heizwert H_u [MJ/m _N ³]	Wobbe Index W [MJ/m _N ³]
Wasserstoff	H ₂	120.0	10.8	40.9
Kohlenmonoxid	CO	10.1	12.6	12.8
Methan	CH ₄	50.0	35.8	48.1
Erdgase	-	28 bis 50	27 bis 45	32 bis 53
Syngase	-	2 bis 38	2 bis 20	2 bis 26

Tabelle 2.2: Brennstoffeigenschaften

Bei Erdgas besteht der reaktive Anteil überwiegend aus Methan und höheren Kohlenwasserstoffen. Die unterschiedlichen Heizwerte von Erdgas ergeben sich daher vor allem durch die zu Brennstoffmasse bzw. -volumen beitragenden inerten Stoffe CO_2 und N_2 . Im direkten Vergleich aller Brennstoffe fällt der sehr hohe massenbezogene Heizwert von Wasserstoff auf. Aufgrund der geringen Dichte von H_2 ist der volumetrische Heizwert allerdings sehr klein. Der sowohl volumetrisch als auch massenbezogene niedrige Heizwert von CO resultiert vor allem aus dem hohen Sauerstoffgehalt, welcher die Brennstoffmasse erhöht, und der, durch den bereits teilweise voroxidierten Brennstoff, vergleichsweise niedrigen freiwerdenden Wärmemenge bei der Umsetzung zu CO_2 .

Da die Synthesegaszusammensetzung stark von der Quelle und dem Herstellverfahren abhängt, schwankt diese auch entsprechend stark. Der reaktive Teil der Syngase setzt sich hauptsächlich aus H_2 , CO und teilweise CH_4 zusammen. In Kom-

bination mit dem zusätzlich hohen Anteil an zur Brennstoffmasse aber nicht zur freiwerdenden Wärmemenge beitragenden inerten Anteilen ergibt sich für die verschiedensten Syngase ein sehr niedriger volumetrischer Heizwert. In ein und demselben Verbrennungssystem mit gleicher zuzuführender Wärmemenge und gleichem Betriebsdruck führen diese niedrigen Heizwerte zu deutlich höheren Brennstoffvolumenströmen für H_2 und wasserstoffhaltige Brennstoffe im Vergleich zu Erdgas. Dies hat einen erheblichen Einfluss auf das Strömungs- und Konzentrationsfeld im Verbrennungssystem. Außerdem gilt grundsätzlich, dass Brennstoffe mit einem Heizwert unter $5MJ/kg$, z.B. durch Entfernen inerer Bestandteile oder durch Mischung mit Gasen höheren Heizwerts, vorkonditioniert werden müssen, bevor sie an den Verbraucher geliefert werden. Andernfalls treten aufgrund der geringen Reaktivität zunehmend Schwierigkeiten bei der Zündung und/oder der Flammenstabilisierung auf [Sat08].

Für die Beurteilung der Austauschbarkeit eines Brennstoffs innerhalb eines Verbrennungssystems wird häufig der Wobbe Index W in $[MJ/m_N^3]$ herangezogen. Dieser berechnet sich aus dem Quotient des volumetrischen Heizwerts und der Quadratwurzel der relativen Dichte. Letztere stellt den Quotienten aus der Dichte ρ_{Br} des Brenngases und der Dichte ρ_0 trockener Luft unter denselben Druck- und Temperaturbedingungen dar und kann alternativ auch über die jeweiligen, häufig leichter zugänglichen Gaskonstanten ausgedrückt werden.

$$W = \frac{H_u}{\sqrt{\frac{\rho_{Br}}{\rho_0}}} = H_u \sqrt{\frac{R_0}{R_{Br}}} \quad (2.30)$$

Aus überschlägigen Massen- und Impulsbilanzen resultierend besagt der Wobbe Index, dass der Energieumsatz von zwei unterschiedlichen Brennstoffen im selben Verbrennungssystem bei gleichem Gasdruck und gleicher Düsengeometrie genau dann identisch ist, wenn der Quotient aus volumetrischen Heizwert und spezifischer Dichte für beide Brennstoffe gleich ist. Allgemein gilt, dass zwei verschiedene Gase aus Sicht der Wärmefreisetzung mit einer Abweichung von bis zu ca. 10% des Wobbe Index in den meisten industriellen Gasturbinenanlagen gegeneinander ausgetauscht werden, ohne dass eine Anpassung der Brennergeometrie und daraus folgend der Brenneraerodynamik und/oder der Brennstoffeindüsung notwendig ist [CRR08]. Andere mit einem Brennstoffaustausch einhergehende Veränderungen wie beispielsweise die Flammgeschwindigkeiten werden durch den Wobbe Index allerdings nicht berücksichtigt. Bei Vergleich der Wobbe Indizes der hier untersuchten Brennstoffe (Tabelle 2.2) ist aber sofort erkennbar, dass ein einfacher Austausch der Brennstoffe sowieso nicht möglich ist, da sie die 10% Re-

gel deutlich sprengen. Für Gasturbinenanwendungen interessanter ist daher die Möglichkeit, mit dem Wobbe Index auch qualitative Aussagen über die Brennstoffeindringtiefe zu erhalten. Denn die Eindüsung in aktuellen, hauptsächlich für Erdgas ausgelegten Vormischbrennern basiert auf der richtigen Eindringtiefe des Brennstoffs in die Luftströmung mit dem Ziel, eine möglichst homogene Brennstoffverteilung am Eintritt in die Brennkammer zu erreichen. Wie beim, im nachfolgenden Abschnitt 2.5.2, vorgestellten EV-Brenner wird dies häufig durch eine Querstrahleindüsung realisiert, d.h. einer Brennstoffeindüsung im rechten Winkel zur Verbrennungsluftströmung. Bei Brennstoffwechsel führen die Unterschiede im volumetrischen Heizwert bei gleicher Düsengeometrie aber zu unterschiedlichen Eindringtiefen. Dies kann neben der Aerodynamik auch die angestrebten homogenen Brennstoff-Luft-Konzentrationsprofile am Brenneraustritt trotz nachfolgender Mischstrecke negativ beeinflussen. Um zu ermitteln, inwiefern sich die Eindringtiefen ändern, kann für eine definierte Wärmezufuhr gezeigt werden, dass die Strahleindringtiefe Y von zwei Brennstoffen A und B umgekehrt proportional zu deren Wobbe Indizes ist [CRR08].

$$\frac{Y_A}{Y_B} \propto \frac{W_B}{W_A} \quad (2.31)$$

Y_A und Y_B stellen dabei die vertikale Eindringtiefe eines im rechten Winkel zur Luftströmung eingedüsten Brennstoffstrahls dar, wobei jeder Brennstoffstrahl die gleiche Wärmefreisetzung in der Brennkammer ermöglicht. Die Gleichung zeigt, dass die Eindringtiefe des Brennstoffstrahls mit zunehmenden Wobbe Index abnimmt. Mit anderen Worten: für einen Brennstoff mit höherem volumetrischen Heizwert ist ein niedrigerer Brennstoffvolumenstrom nötig und die Brennstoffeindüsungsgeschwindigkeit bzw. der Brennstoffimpuls nimmt bei gleicher Düsengeometrie ab. Daraus resultierend nimmt die Eindringtiefe des Brennstoffstrahls in die Luftströmung ab und verändert das Konzentrationsprofil. Umgekehrt dringt ein Brennstoff mit niedrigem volumetrischen Heizwert tiefer in die Luftströmung ein und beeinflusst das Konzentrationsprofil ebenfalls. Daraus folgt, dass die Mischungscharakteristik sehr sensibel auf die Brennstoffzusammensetzung und die daraus resultierende Variation des Wobbe Index reagiert.

Es gibt verschiedene Wege, diese Sensibilität zu reduzieren. Zum Beispiel kann der Wobbe Index durch Anpassung der Brennstofftemperatur [FAB⁺08] oder durch Verdünnung des Brennstoffs mit Inertgasen angeglichen werden. Diese Möglichkeiten erfordern aber entweder ein komplexes, mit Wirkungsgradeinbußen einhergehendes Mess- und Regelsystem oder eine Anpassung von Verdichter und/oder

Turbine an die höheren Volumenströme. Diese Nachteile motivieren zur Entwicklung eines geeigneten Vormischverbrennungssystems für Erdgas und wasserstoffhaltige Brennstoffe, das ohne die Verdünnung auskommt.

2.4.2 Adiabate Flammentemperatur

Ein weiterer Parameter von technischer Bedeutung ist die adiabate Flammentemperatur T_{ad} . Sie ist definiert als die Gleichgewichtstemperatur der Produkte für den Fall, dass die Reaktanden bei konstantem Druck und ohne Austausch von Wärme mit der Umgebung verbrennen. Sie stellt somit die Obergrenze für die bei der Verbrennung auftretenden Temperaturen dar. Die Flammentemperatur ist aus vielen Gründen ein wichtiger Parameter: So reagiert beispielsweise die NO_x Produktion wegen des über 1800K dominierenden thermischen (Zeldovich) Mechanismus sehr sensibel auf die Temperatur [Sat10].

Grundsätzlich hängt die adiabate Flammentemperatur stark von der für die Verbrennung gewählten Luftzahl und somit vom thermischen Ballast ab. Aus mageren Bereichen her kommend steigt sie also bis zu stöchiometrischen Bedingungen hin an, bevor sie dann im fetten Bereich wieder abfällt. Außerdem sind die bei der Verbrennung mit reinem Sauerstoff auftretenden Temperaturen wegen des fehlenden thermischen Ballastes in Form des Stickstoffs immer höher als bei der Verbrennung mit Luft. Vergleicht man die adiabaten Flammentemperaturen der reinen Gase CH_4 , CO und H_2 , dann weist CO für eine gegebene Luftzahl die höchste adiabate Flammentemperatur und CH_4 die niedrigste auf. Die niedrigere Flammentemperatur von CH_4 im Vergleich zu CO und H_2 resultiert aus dem vier mal höheren Bedarf an molarer Oxidatormenge, um eine stöchiometrische Mischung zu erreichen. CO und H_2 benötigen dagegen die gleiche Menge Oxidator für eine bestimmte Luftzahl. Aufgrund des höheren molaren Heizwerts von CO ist die Flammentemperatur aber etwas höher als die von H_2 . Für eine gewählte Syngasmischung ist die Flammentemperatur wegen des relativ hohen CO_2 Inertgasanteils niedriger als die für reines CO und reines H_2 . Damit ist die Flammentemperatur für in stationären Gasturbinen typische Luftzahlen mit $\pm 100\text{K}$ ähnlich zu der einer CH_4 Flamme. Abgesehen von der Brennstoff- und Oxidatorzusammensetzung wird die adiabate Flammentemperatur auch von der Vorheiztemperatur beeinflusst. Mit zunehmender Vorheiztemperatur steigt die adiabate Flammentemperatur deutlich. Allerdings nimmt die Zunahme der Flammentemperatur sowohl aus magerer als auch aus fetter Richtung kommend in Richtung Stöchiometrie ab. Ursache da-

für ist die höhere thermische Dissoziation⁵ bei hohen Temperaturen, welche in Kombination mit einer stöchiometrischen Brennstoff-Luft Mischungen die Energie zur Erhöhung der Produkttemperatur verringert. Ein höherer Druck fördert dagegen die Rekombination der Verbrennungszwischenprodukte zu ihren Endprodukten, weshalb mit steigendem Druck auch die Flammentemperaturen zunehmen [LYY10].

2.4.3 Laminare Flammengeschwindigkeit

Der für die Flammenausbreitung in vorgemischten Verbrennungssystemen charakteristische Parameter ist die laminare Flammengeschwindigkeit s_l . Sie beschreibt die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Reaktionsfront in einem ruhenden Frischgasgemisch. Im Wesentlichen hängt s_l von den chemischen und physikalischen Eigenschaften des Brennstoffs bzw. der Brennstoffmischung, sowie von Druck, Temperatur, Inertgasanteil und der Luftzahl ab. Umfangreiche Forschungsarbeiten beschäftigen sich mit der Charakterisierung der laminaren Flammengeschwindigkeit für verschiedene Brennstoffe in einem breiten Betriebsbereich, z.B. [NKLS08], [Liu91] und [CD08]. Darin sind für die verschiedenen Brennstoffe die Druck- und Temperaturabhängigkeit, verschiedenste Korrelationen aber auch experimentelle Methoden zur Ermittlung der Flammengeschwindigkeiten erarbeitet und angewandt worden. In diesem Abschnitt soll eine Zusammenfassung des sich aus den zahlreichen Studien ergebenden, generellen Einflusses von Wasserstoffanteil, Druck, Vorheiztemperatur, Verdünnung, Luftzahl und Flammenstreckung auf die laminare Flammengeschwindigkeit gegeben werden. Diese Effekte werden dabei primär anhand verschiedener Syngasmischungen sowie Erdgas und ihren Hauptkomponenten H_2 , CO und CH_4 erläutert.

Wasserstoffanteil: Die Flammengeschwindigkeit von Wasserstoff ist deutlich höher als die von CO und CH_4 . Das liegt unter anderem an der wesentlich höheren Wärmeleitfähigkeit und Diffusivität des Wasserstoffs und an dem in der Wasserstoffkinetik fehlenden, relativ langsamen $\text{CO} \rightarrow \text{CO}_2$ Reaktionsschritt. Dieser behindert bei CH_4 und CO den vollständigen Reaktionsumsatz erheblich, so dass mit zunehmendem Wasserstoffanteil die Flammengeschwindigkeit deutlich steigt.

⁵ Unter der thermischen Dissoziation wird hier der Zerfall der Verbrennungsprodukte aufgrund der thermischen Eigenbewegung (Schwingungen, Rotationen etc.) in ihre molekularen und/oder atomaren Bestandteile bzw. instabile ionisierte Zwischenprodukte verstanden.

Druck: Mit einer Druckerhöhung wird im Allgemeinen die Reaktionsrate erhöht, da die Konzentrationen mit steigendem Druck zunehmen. Dieser Effekt begünstigt eine höhere Flammengeschwindigkeit. Andererseits erfordert die unter steigendem Druck höhere Dichte einen höheren Wärmetransport zur Vorwärmung der Brennstoff-Luft Mischung. Da zudem die thermische Diffusivität umgekehrt proportional zum Druck ist, ist der Netto-Effekt einer Druckerhöhung eine reduzierte Flammengeschwindigkeit.

Vorheiztemperatur: Die Erhöhung der Reaktanden-/Vorheiztemperatur verringert die benötigte spezifische Vorwärmleistung der Flamme, weshalb die laminare Flammengeschwindigkeit deutlich zunimmt. Zusätzlich erhöhen sich die Reaktionsrate und die diffusiven Transportvorgänge bei gleichzeitiger Reduktion der Frischgasdichte. Auch das führt zu einer Zunahme der Flammengeschwindigkeit.

Verdünnung: Brennstoffverdünnungen durch Inertgase wie z.B. CO_2 , N_2 und H_2O beeinflussen die Flammenausbreitung im Wesentlichen durch die Absenkung des Mischungsspezifischen Heizwerts und damit der adiabaten Flammentemperatur; aber auch die chemischen Reaktionsraten und der radiative Wärmetransport spielen eine Rolle. Denn die Zugabe inerter Stoffe erhöht die von der Flamme aufzubringende Leistung für die Vorwärmung bzw. verringert die Reaktionsrate. Daher nimmt die Flammengeschwindigkeit mit zunehmender Verdünnung ab.

Luftzahl: Die Abhängigkeit der Flammengeschwindigkeit von der Luftzahl ist ähnlich der Verdünnung vor allem eine Konsequenz von der aus der Luftzahl resultierenden adiabaten Flammentemperatur. Da die Flammentemperatur generell einen großen Einfluss auf die Flammengeschwindigkeit hat und die Flammentemperatur ihr Maximum für die relevanten Brennstoffe ($H_u > 5 \text{ MJ/kg}$) bei leicht unterstöchiometrischen, also fetten Bedingungen aufweist, ist auch das Maximum der Flammengeschwindigkeit hier zu finden. Wie die Flammentemperatur fällt daher auch die Flammengeschwindigkeit von ihrem Maximum sowohl zu fetteren als auch zu mageren Bedingungen hin ab.

In den nachfolgenden Dreiecksdiagrammen (Abbildung 2.13) sind für verschiedene adiabate Flammentemperaturen, Vorheiztemperaturen und Drücke die laminaren Flammengeschwindigkeiten für CH_4 , H_2 , CO sowie für Mischungen aus diesen drei Brenngasen zusammengestellt (Konturlinien). Die Farbcodierung im Hintergrund gibt die für eine definierte adiabate Flammentemperatur resultierende Luftzahl wieder. Die Berechnungen der Flammengeschwindigkeiten erfolgte mit Hilfe des Programmpaketes Chemkin-II von Sandia National Laboratories [KGS85], welches mit einem Perl-Skripts automatisiert wurde [Bur04]. Das

2.4 Eigenschaften der Brenngase (CH_4 , Syngas, H_2)

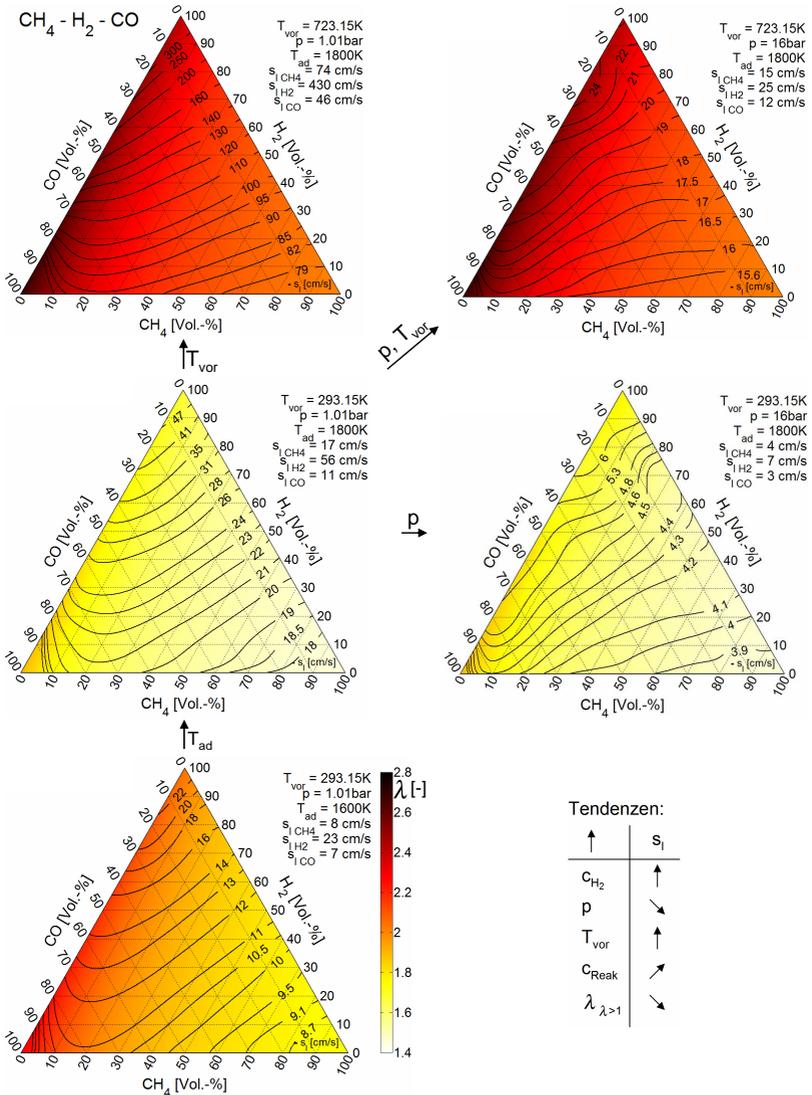


Abb. 2.13: Laminare Flammgeschwindigkeiten und Luftzahlen für die Brennstoffe CH_4 , CO und H_2 und deren Mischungen bei Variation von T_{ad} , T_{vor} und p

Unterprogramm EQUIL bestimmt für ein vorgegebenes Brennstoff-Luftgemisch den Gleichgewichtszustand nach der Reaktion und damit die Gleichgewichtstemperatur, welche mit der adiabaten Flammentemperatur gleichgesetzt wird, sowie die Spezieskonzentrationen. Auf Basis dieser Grunddaten simuliert ein weiteres Unterprogramm (PREMIX [KGS⁺98]) eindimensionale, stationäre, vorgemischte Flammen und berechnet mit Hilfe der Massen-, Spezies- und Energieerhaltungsgleichungen die für den Designprozess wichtige Flammengeschwindigkeit. Für die Simulation des Verbrennungsvorgangs wird der GRI 3.0 Mechanismus genutzt. Burmberger [Bur04] hat in seiner Arbeit nachgewiesen, dass die berechneten Werte für die hier betrachteten Brennstoffe und in den dargestellten Bereichen für Druck, Temperatur und Luftzahl innerhalb der aus Experimenten zu erwartenden Streuung liegen. Ein unter vergleichbaren Bedingungen wie in [Gün84] berechnetes Dreiecksdiagramm (Anhang A.1) zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Literaturdaten und auch die Absolutwerte der Flammengeschwindigkeit liegen im erwarteten Rahmen⁶. Die Diagramme (Abbildung 2.13) zeigen deutlich, wie mit Erhöhung des Wasserstoffanteils die Flammengeschwindigkeit zunimmt. In Folge dessen steigt auch die Rückschlagsneigung eines Verbrennungssystems. Durch den in Syngas enthaltenen Kohlenmonoxidanteil wird diese Zunahme in weiten Bereichen zusätzlich unterstützt. Für die in Kapitel 7 vorgestellten Untersuchungen bedeutet dies, dass sich die Rückschlagsgrenzen der aus Sicherheitsgründen nur mit CH₄-H₂ Mischungen durchgeführten Untersuchungen bei Verwendung von syngasähnlicheren Mischungen aus CO und H₂ weiter verschlechtern werden. Vergleicht man die die Luftzahl repräsentierende Farbcodierung des 1. Diagramms aus der 2. Zeile für atmosphärische Bedingungen mit dem unter gasturbinentypischeren Bedingungen erstellten Diagramm in der 1. Zeile rechts, so zeigt sich aber, dass bei gasturbinenähnlicheren Bedingungen und gleicher adiabaten Flammentemperatur mit höheren Luftzahlen gearbeitet werden kann als unter atmosphärischen Bedingungen. Dies erhöht den Abstand zur Rückschlagsgrenze und hat in der Regel einen positiven Einfluss auf die Emissionen. Interessanterweise zeigen die laminaren Flammengeschwindigkeiten in den gerade betrachteten Diagrammen zudem, dass sich ausgehend von atmosphärischen Bedingungen (1. Diagramm, 2. Zeile) die Effekte einer Druck- und Temperaturerhöhung (2. Diagramm, 1. Zeile) fast aufheben und tendenziell sogar eher niedrigere Flammengeschwindigkeiten resultieren. Das Ergebnis ist interessant, da die Stabilität eines unter atmosphärischen Bedingungen ausgelegten Verbrennungssystems bei

⁶ Die unter erhöhtem Druck zu beobachtende Anomalie bei etwa 25% CO ist auf den Einfluss des hohen Wasseranteils zurückzuführen [RW97]. Bei diesen Brennstoffgemischen lässt sich ein Maximum für die Erhöhung der Flammengeschwindigkeit von CO durch das bei der H₂ Umsetzung entstehende H₂O finden. Dies führt zu dem in den Konturlinien sichtbaren Anstieg der Flammengeschwindigkeit.

Anpassung an die in Gasturbinen vorliegenden Randbedingung in der Regel eher abnimmt. In diesem Fall scheint also die Druck- und Temperaturabhängigkeit anderer Systemparameter wie z.B. der Turbulenz den maßgeblichen Einfluss auf die Stabilität eines Verbrennungssystems zu haben.

2.4.4 Turbulente Flammengeschwindigkeit

Treten in einer reagierenden Strömung turbulente Schwankungen auf, so führt die Interaktion der durch Turbulenz entstehenden Wirbel mit der Flammenfront zur Vergrößerung der momentanen Flammenoberfläche $A_{t,Flamme}$ und damit zur Steigerung der Wärmefreisetzungsrate. In der turbulenten Flammengeschwindigkeit s_t werden diese, im Allgemeinen mit einer höheren Flammenausbreitungsgeschwindigkeit einhergehenden Effekte berücksichtigt. Dabei wird s_t als die negative Frischgasgeschwindigkeit $-\bar{u}$ senkrecht zur mittleren Flammenoberfläche definiert. Ein häufig herangezogenes Modell zur Beschreibung der dazugehörigen Zusammenhänge wird in Abbildung 2.14 gezeigt.

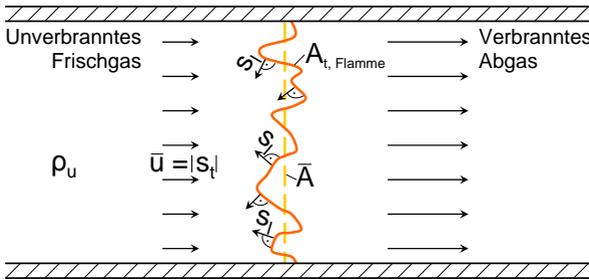


Abb. 2.14: Schematische Darstellung des Modells zum Zusammenhang zwischen Turbulenz und Flammengeschwindigkeit [Tur96]

In einem mit brennbarem Gemisch (in Abbildung 2.14 von links nach rechts) durchströmten Rohr mit dem Querschnitt \bar{A} ist schematisch eine durch Turbulenz vergrößerte Flammenoberfläche $A_{t,Flamme}$ dargestellt, für die $A_{t,Flamme} > \bar{A}$ gilt. Der Massenstrom in dem Rohr ergibt sich zu $\dot{m} = \rho_u s_l A_{t,Flamme} = \rho_u s_t \bar{A}$, wobei ρ_u die Dichte des unverbrannten Gasmisches ist. Daraus folgt, dass s_t größer als s_l und proportional zur Zunahme der Flammenoberfläche ist:

$$\frac{A_{t,Flamme}}{\bar{A}} = \frac{s_t}{s_l} \quad (2.32)$$

Das Verhältnis der Flammenoberflächen quantifiziert die Zunahme der Wärme-freisetzung durch die Vergrößerung der Flammenoberfläche. Andererseits zeigt das Geschwindigkeitsverhältnis, dass die Strömungsgeschwindigkeit im Rohr und damit der resultierende Volumenstrom für eine im Mittel ortsfeste Flammenfront im Vergleich zum laminaren Fall ebenfalls erhöht werden muss, um die höhere Brennstoffumsetzungsrate in der, durch Turbulenz vergrößerten Flammenoberfläche zu kompensieren. Außerdem bleibt anzumerken, dass in der Realität die lokale Flammengeschwindigkeit s_l der Flammenfront keinen konstanten Wert annehmen wird und auch der Grad von Flammenstreckung bzw. -krümmung eine zusätzliche Rolle spielt.

Aufbauend auf dem gerade vorgestellten Modell wurden verschiedene Theorien entwickelt, die die turbulente Flammengeschwindigkeit mit Strömungseigenschaften in Beziehung setzen. Neben zwölf weiteren in [ABL75] vorgestellten Theorien wurde die wohl bekannteste von Damköhler eingeführt. Seine Theorie besagt, dass das Verhältnis der durch Turbulenz vergrößerten Flammenoberfläche $\Delta A = A_{t,Flamme} - \bar{A}$ zur Ausgangsfläche \bar{A} gleich dem Verhältnis der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit u_{rms} zur laminaren Flammengeschwindigkeit s_l ist.

$$\frac{\Delta A}{\bar{A}} = \frac{u_{rms}}{s_l} \quad (2.33)$$

Die Kombination dieser Abschätzung für großskalige Turbulenz mit Gleichung (2.32) und $\bar{u} \approx s_l$ führt zu dem bereits in Kapitel 2.3 verwendeten einfachen Zusammenhang.

$$s_t \approx s_l + u_{rms} \quad (2.34)$$

Weitere, hauptsächlich theoretische Arbeiten zur turbulenten Flammengeschwindigkeit sind unter anderem in [Tur96] zusammengefasst. Auch wenn diese Theorien überwiegend anhand der Erdgasverbrennung entwickelt worden sind, werden sie im Allgemeinen auch für andere Brennstoffe herangezogen und stellen eine gute Basis zur Abschätzung der turbulenten Flammengeschwindigkeit dar. Aktuelle Forschungsarbeiten wie z.B. [LC05], [JDB09] und [KNNH02] zeigen allerdings, dass die turbulente Flammengeschwindigkeit eine starke Abhängigkeit vom Brennstoff bzw. der Brennstoffzusammensetzung aufweist. In Experimenten mit Brenngasen ähnlicher laminarer Flammengeschwindigkeit in einem Strömungsfeld mit vergleichbarer Turbulenz unterschieden sich die gemessenen turbulenten Flammengeschwindigkeiten um ein Vielfaches. Die Ursachen für diesen Effekt

sind noch nicht vollständig geklärt. Es wird jedoch vermutet, dass die unterschiedliche thermische Diffusivität der verschiedenen Brennstoffe eine Rolle spielt. Speziell bei dem sehr diffusiven Wasserstoff könnte dies eine enorme Zunahme der turbulenten Flammgeschwindigkeit zur Folge haben.

2.5 Drallbrennerbauarten

Bei der in stationären Gasturbinen überwiegend eingesetzten Erdgasverbrennung wird zur Erzielung niedriger Emissionen und hoher Leistungsdichten häufig die drallunterstützte, aerodynamische Flammenstabilisierung in Vormischsystemen eingesetzt. Um das in dieser Arbeit zu untersuchende Brennerdesign besonders hinsichtlich Aerodynamik und Stabilität der Verbrennung mit bestehenden Brennervarianten vergleichen zu können, werden in diesem Abschnitt der TD₁-Laborbrenner und die technisch eingesetzten EV- und AEV-Brenner näher vorgestellt.

2.5.1 TD₁-Brenner

Der in Abbildung 2.15 dargestellte TD₁ Brenner wurde am Lehrstuhl für Thermodynamik entwickelt. Dieser modular aufgebaute, generische Versuchsdrallbrenner wurde in der Vergangenheit, erstmals in [Fis04], detailliert untersucht. In den ersten Varianten wurde die Flammenstabilisierung noch durch einen Flammenhalter in Form einer Lanze auf der Achse des Brenners unterstützt. Burmberger [Bur09] und Konle [Kon10] verzichteten bei ihrer Weiterentwicklung auf den thermisch hoch belasteten Zentralkörper und nutzten die rein aerodynamische Stabilisierung der Flamme durch eine am Brenneraustritt infolge des Dralls und eines Querschnittsprungs generierte Rückströmzone.

Der Drallerzeuger besteht im Wesentlichen aus einem dickwandigen, zylindrischen Rohr (Drallregister) mit acht direkt integrierten tangentialen Schlitzen konstanter Breite (rechter Schnitt in Abbildung 2.15) und einem in der stromauf liegenden Rückwand positionierten Axialeinlass. Der Hauptteil des Brennstoff-Luft-Gemischs gelangt über die Schlitze in den Brenner, wobei diesem eine tangentiale Geschwindigkeitskomponente aufgeprägt wird. Durch verschiedene Einsätze kann die freie Schlitzlänge s variiert werden. Mit zunehmender Versperrung der Schlitze wird der Drehimpuls und damit die Drallzahl erhöht. Der restliche, weit geringere Teil des Brennstoff-Luft-Gemischs tritt über den möglichst großflächig gestalteten

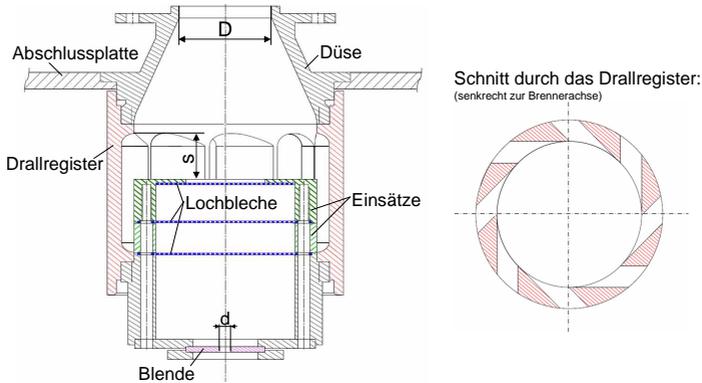


Abb. 2.15: Skizze des TD1-Brenners [Bur09]

Axialeinlass ein. Über eine vor dem axialen Einlass positionierte Drosselscheibe und die nachfolgenden, zur Homogenisierung verwendeten drei Lochbleche wird der axial eintretende Massenstrom über den Druckverlust reguliert. Die Variation des Kernlochdurchmessers d in der Drosselscheibe hat einen beträchtlichen Einfluss auf den Totaldruckverlust entlang der Brennerachse und die Position der Rückströmzone. Nach dem Drallerzeuger folgt eine kurze konische Düse, bei der der Brenneraustrittsdurchmesser D und somit der Flächensprung zur Brennkammer durch zusätzliche Einbauten variiert werden kann (hier nicht dargestellt). Durch Veränderung der Kernlochbohrung, der freien Schlitzlänge und des Brenneraustrittsdurchmessers kann Einfluss auf die Entwicklung des Wirbelkernradius, die Drallstärke, die Größe und Position der Rückströmzone und damit auf die gesamte Aerodynamik genommen werden. Die bisherigen Untersuchungen an diesem generischen Versuchsbrenner wurden ausschließlich im extern vorgemischten Betrieb durchgeführt. Daher gibt es hier kein Brennstoffeindüsungskonzept.

2.5.2 EV- und AEV-Brenner

Von Alstom Power (früher ABB) wurde um 1990 der sogenannte EV-Brenner entwickelt, welcher bis heute auch nach weiteren Entwicklungsstufen (z.B. AEV-Brenner) erfolgreich eingesetzt wird [DHK05]. Bei diesem Brenner handelt es sich ebenfalls wie bei dem TD₁-Brenner um einen drallstabilisierten Vormischbrenner.

Allerdings basiert der EV-Brenner auf zwei parallel zur Mittelachse radial versetzten Kegelhälften, wodurch zwei tangentielle Schlitze entstehen (Abbildung 2.16).



Abb. 2.16: EV-Brenner mit Brennstoffeindüsuingsvarianten

Im Zentrum des spitzen Endes des Kegelstumpfs kann eine Öldüse oder eine Brenngaslanze positioniert werden. Um diese Düse oder Lanze herum kann außerdem unverdrallte Verbrennungsluft, so genannte Kopfluft eingebracht werden. Dem weit größeren Teil der durch die zwei Schlitze einströmenden Verbrennungsluft wird ein Drall aufgeprägt, dessen relative Drallstärke entlang der Achse aufgrund des größer werdenden Eintrittsradius stromab zunimmt. Durch diese Anordnung entsteht im stromaufliegenden Teil des Drallerzeugers ein Strömungsfeld mit axialem Jet auf der Achse. Nach dem Wirbelaufplatzen im letzten Drittel des Drallerzeugers folgt in der Nähe des Brenneraustritts die frei in der Strömung stehende innere Rückströmzone, welche damit weit weg von thermisch gefährdeten Brennerbauteilen positioniert ist. Die Weiterentwicklung des EV-Brenners zum AEV-Brenner [JRS⁺98] verfolgt das gleiche Grundkonzept, besteht aber aus einem Drallerzeuger mit vier versetzten Kegelvierteln und folglich auch vier Einlassschlitzen. Zusätzlich wurde eine zylindrische Mischstrecke über ein Distanzstück an den Drallerzeuger angeschlossen. Eine mit dieser Variante sehr verwandte Geometrie wurde von [Fri03] und [Krö03] im vorgemischten Betrieb ebenfalls am Lehrstuhl für Thermodynamik detailliert untersucht.

Die Erdgaseindüsung erfolgt in beiden Varianten durch Bohrungen entlang der Außenseite der Schlitze senkrecht zur einströmenden Verbrennungsluft, wodurch sich im Brenner ein gleichmäßiges Gemisch ausbildet. Für den EV-Brenner wurde wegen der erhöhten Rückschlagseigenschaften bei der Verbrennung von Syngas die

Eindüsung in die Nähe der Flammenstabilisierungszone am Brenneraustritt verlegt. Dort wird das reaktivere Syngas durch entsprechend vergrößerte Bohrungen über dem Umfang am Brenneraustritt radial nach innen in Richtung der inneren Rezirkulationszone eingedüst [LS03]. Dies hat zur Folge, dass stromauf der Flammenstabilisierung in der Rückströmzone kein zündbares Gemisch existiert und damit ein Rückschlag in den Brenner unmöglich wird. Die strömungstechnische Luftführung im Drallerzeuger bleibt dabei unverändert. Aufgrund der im Fall der Syngaseindüsung deutlich verkürzten Mischstrecke gleicht die entstehende Flamme in ihren Eigenschaften eher einer Diffusionsflamme als einer in Hinblick auf die Emissionen vorzuziehenden Vormischflamme. Daher sind nur Synthesegase mit Heizwerten von unter $7MJ/kg$ emissionsarm zu verbrennen.

2.6 Eigenschaften von Vormischbrennern

Nachfolgend werden die, für die Funktion und die Zuverlässigkeit von Vormischbrennern essentiellen Eigenschaften noch einmal zusammengefasst.

Axialgeschwindigkeit: Prinzipiell gilt, dass die axiale Geschwindigkeit spätestens ab der Brennstoffeindüsung und vor der Brennkammer überall wesentlich höher sein sollte als die laminare Flammengeschwindigkeit. Da die relevantere, aber nicht eindeutig bestimmbare, turbulente Flammengeschwindigkeit höher ist als die laminare Flammengeschwindigkeit, muss je nach zu verwendendem Brennstoff ein zusätzlicher Sicherheitsabstand mit einkalkuliert werden.

Rückströmzone: Für aerodynamisch stabilisierte Drallbrenner mit Querschnittsprung gilt in Bezug auf die Rückströmzone, dass die Verdrallung vor allem für die Erdgasverbrennung ausreichend stark sein muss, damit es am Querschnittsprung zu einer stabilen und starken Rückströmblase in der Brennkammer kommt und die Flamme bei magerer Verbrennung nicht abhebt oder verlöscht (lean blow out). Außerdem soll die Rückströmzone möglichst orts- und zeitfest sowie unempfindlich gegen alle Arten kleinerer Änderungen sein. Ein Stromaufverlagern der Rückströmzone muss durch geeignete Strömungsführung bzw. Strömungsprofile unterbunden und ein ausreichend großer Sicherheitsabstand zur CIVB Grenze eingehalten werden. Dies gilt vor allem im brennstoffflexiblen Betrieb, da die Erhöhung des H_2 -Anteils im Brennstoff die CIVB-Neigung erhöht.

CIVB-Resistenz: Für die Erhöhung der Rückschlagssicherheit gegen CIVB ist der Bereich um die Brennerachse besonders relevant. Dort sollte die Axialgeschwindigkeit vom Drallerzeuger bis zur Brennkammer stetig zunehmen und

der anschließende Geschwindigkeitsabfall zur Rückströmzone einen möglichst großen Gradienten in Achsrichtung aufweisen. Dadurch wird der Totaldruck auf der Achse bis zur Rückströmzone hoch gehalten und fällt erst kurz vor der Rückströmzone auf den für die Ausbildung des Wirbelaufplatzens erforderlichen Wert ab. Eine massive Verringerung des Totaldrucks stromauf der gewünschten Flammenposition begünstigt dagegen das unerwünschte, vorzeitige Wirbelaufplatzen. Zudem erhöht ein möglichst großer und in axialer Richtung möglichst konstant bleibender oder leicht abnehmender Wirbelkernradius die Stabilität. Eine aus dem großen Wirbelkernradius folgende schwache Verdrallung mit geringer Tangentialgeschwindigkeit in Achsnähe führt zu einem reduzierten radialen Druckgradienten und begrenzt somit den Einfluss der Flamme auf das Strömungsfeld. Um die mit der Wandreibung einhergehenden und bis zur Achse reichenden Tangentialgeschwindigkeitsverluste auszugleichen, sind geeignete Maßnahmen zu treffen, die vor allem im achsnahen Bereich ein vorzeitiges Divergieren der Stromlinien und damit das vorzeitige Entstehen einer Rückströmzone vermeiden [Bur09].

Turbulenz: Außerdem hat ein zwar unerwünschter aber häufig auftretender präzessierender Wirbelkern⁷ bei einem Festkörperwirbel eine geringere Auswirkung auf die lokalen radialen Geschwindigkeitsfluktuationen im Kernbereich, als dies bei einem potentialwirbelartigen Profil mit kleinem Wirbelkern und damit großem Tangentialgeschwindigkeitsgradienten in Achsnähe der Fall ist. Die Geschwindigkeitsfluktuationen im Brenner sollten 20-30% der axialen Geschwindigkeit nicht überschreiten. Große und womöglich periodische Schwankungsbewegungen im Strömungsfeld müssen vermieden werden.

Geschwindigkeitsgradienten: Stauzonen, Ablösezonen, Grenzschichten und jegliche Art von Zonen niedriger Geschwindigkeit müssen ebenfalls in der gesamten Mischstrecke vermieden werden. Potentielle Gefahrenstellen sind Bereiche um Brennstoffstrahlen, divergente Strömungsberandungen sowie jegliche Art von in die Strömung ragenden Bauteilen. Durch die damit einhergehenden Geschwindigkeitsgradienten können diese als unerwünschte Flammenhalter fungieren. Der Geschwindigkeitsgradient im Wandbereich soll überall, speziell jedoch am Brenneraustritt, so hoch wie möglich sein.

Baulänge: Da alle aerodynamischen Maßnahmen zur Stabilisierung der Drallströmung eine endliche Reichweite haben, muss die Baulänge begrenzt werden. Die Wirkung der stabilisierenden Effekte muss bis zum Brenneraustrittsquerschnitt reichen.

⁷ Drei-dimensionaler Effekt, gekennzeichnet durch leichte Rotation der Wirbelachse um die Brennerachse

Konzentrationsverteilung: Bezüglich der Konzentrationsverteilung und damit der Mischungsqualität ist für niedrige Emissionen ein möglichst gleichmäßiges Profil am Brenneraustritt erforderlich. Auf hohen Radien ist zur Vermeidung von Wandrückschlag allerdings ein Brennstoffmangel einem Brennstoffüberschuss vorzuziehen. Gleiches gilt auch für den besonders zur Stabilisierung beitragenden achsnahen Bereich. Hier reduziert eine erhöhte Luftzahl den Einfluss der Wärmefreisetzung auf die Strömung und hat somit ebenfalls eine stabilisierende Wirkung. Da die laminare Flammengeschwindigkeit ihr Maximum nicht bei stöchiometrischen Bedingungen sondern eher im fetten Bereich aufweist, sind die in der Nähe der Brennstoffeindüsung unvermeidbaren fetten Zonen so schnell wie möglich abzubauen. Neben dieser räumlichen Konzentrationsverteilung müssen für niedrige Emissionen auch die zeitlichen Konzentrationschwankungen spätestens am Brenneraustritt so weit wie möglich reduziert werden um sich dem theoretischen Optimum einer extern ideal vorgemischten Mischung möglichst weit anzunähern. Für die dazu stark beitragende und die Mischungsqualität generell günstig beeinflussende Turbulenz muss unter Berücksichtigung oben genannter Kriterien bzgl. der Geschwindigkeitsfluktuationen allerdings ein Kompromiss gefunden werden.

3 Brennerkonzept

Im vorangegangenen Kapitel sind bereits einige Designkriterien und Optimierungsmaßnahmen sowie bestehende Verbrennungssysteme vorgestellt worden auf denen das entwickelte Designkonzept für einen mageren, vorgemischten und brennstoffflexiblen Gasturbinenbrenner basiert. Dieses Kapitel stellt nun das neue Brennerkonzept vor und gliedert sich dabei in zwei auf einander abgestimmte Teile. Der erste Teil beschäftigt sich mit der Grundaerodynamik, also der Strömungsführung der Verbrennungsluft im Verbrennungssystem ohne Brennstoffeindüsung. Der zweite Teil behandelt darauf aufbauend die Strategie zur Brennstoffeindüsung und ihren hinsichtlich Brennstoffflexibilität wesentlichen Einfluss auf das Strömungsfeld sowie die Mischung von Brennstoff und Luft von der Eindüsung bis zur Reaktionszone.

3.1 Aerodynamikkonzept

Im Rahmen dieser Arbeit stellt sich zunächst die Aufgabe, einen Brenner zu entwickeln, dessen Grundaerodynamik eine sichere, schadstoffarme und effiziente Verbrennung einer extern (außerhalb des Verbrennungssystems) ideal vorgemischten Erdgas-Luft Mischung erlaubt. Hierzu wurden die am Lehrstuhl für Thermodynamik vorhandenen Erfahrungen mit den bereits in Abschnitt 2.5 vorgestellten EV-, AEV- und TD₁-Brennern genutzt und daraus ein auf Patent [Als08] basierendes, neues Konzept entwickelt [SMS11]. Dieses besteht aus einem Drallerzeuger zur Generierung der geforderten Drallströmung und zur Einbringung des Brennstoffs sowie einem Mischrohr zur Verbesserung der Mischungsqualität.

3.1.1 Verbrennungsluftzufuhr (Plenum)

Die geometrische Gestaltung des Plenums ist abhängig von dem in der Gasturbinenanlage zur Verfügung stehenden Platzangebot. Entscheidend ist die aus der Bauweise resultierende Anströmrichtung des nachfolgenden Drallerzeugers. Um diesem Einfluss Rechnung zu tragen, werden in den nachfolgenden Experimenten zwei unterschiedliche Plenumsgeometrien untersucht (Abschnitt 5.1.4.2). Die

eine ermöglicht eine relativ freie Anströmung, wohin gegen die zweite durch ein Hüllrohr um den Drallerzeuger eine stark axiale Anströmung forciert.

Des Weiteren kann in kompressiblen die Position einer Schottwand, also der das Plenum vom Brennraum abgrenzenden Wand, eine Rolle spielen, da diese vor allem in kompressiblen Fluiden ebenfalls Einfluss auf den Stromlinienverlauf in den Drallerzeuger ausübt. Das gilt vor allem für die Einströmung in die stromabseitigen Enden der Drallerzeugerschlitze. In den meisten Verbrennungssystemen (z.B. TD₁- und EV-Brenner) ohne Mischrohr fällt die Brennkammerrückwand mit der Schottwand zusammen, so dass sich insgesamt nur eine Trennwand zwischen Plenum und Brennkammer ergibt. Durch das hier zusätzlich verwendete Mischrohr ergibt sich neben der gemeinsamen Aufhängung von Drallerzeuger und Mischrohr an der Brennkammerrückwand zudem die in dieser Arbeit realisierte Möglichkeit, zwei Trennwände zu verwenden (Abbildung 3.3): Eine zwischen Drallerzeuger und Mischrohr (die Schottwand) und eine zwischen Mischrohr und Brennkammer (die Brennkammerrückwand).

3.1.2 Drallerzeuger

Die Wahl der Drallerzeugerbauform hat entscheidenden Einfluss auf die Gesamt-aerodynamik des Verbrennungssystems und stellt somit das wichtigste Bauteil des Brenners dar. Besondere Aufmerksamkeit ist dabei auf die radiale Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit zu richten. Grundsätzlich erstrecken sich die Möglichkeiten von einem Festkörperwirbel, dessen Umfangsgeschwindigkeit linear mit dem Radius zunimmt, bis zu einer fast potentialwirbelartigen Geschwindigkeitsverteilung, wobei sich die maximale Tangentialgeschwindigkeit in radialer Richtung nach einem kleinen festkörperwirbelartigen Kern in Achsnähe konzentriert, um danach proportional zu $1/r$ abzunehmen (Abschnitt 2.1.3). Der Wirbelkernradius R_{wk} stellt dabei die wesentliche Charakterisierungsgröße dar, wobei für Festkörperwirbel $R_{wk} \approx 0.8$ bis $0.9R$ und für Potentialwirbel $R_{wk} \approx 0.05$ bis $0.2R$ gilt.

Burmberger [BHS06] zeigt, dass eine ortsfeste Rückströmzone mit unterschiedlichsten Tangentialgeschwindigkeitsverteilungen realisiert werden kann. Daher eignen sich prinzipiell alle Drallerzeugerbauformen zur aerodynamischen Flammenstabilisierung. Gerade die Tangentialgeschwindigkeitsverteilung scheint aber einen großen Einfluss auf Stabilität und Robustheit der resultierenden Rückströmblase zu haben. Die bereits diskutierten Drallbrennervarianten TD₁, EV und AEV zeigen alle eine eher potentialwirbelartige Tangentialgeschwindigkeitsverteilung. Eine Vergrößerung des Wirbelkernradius im TD₁-Brenner führte in [BHS06] zu

einer Erhöhung der CIVB-Resistenz. Auch Fritz [Fri03] zeigt für eine dem AEV-Brenner ähnlichen Geometrie mit vier versetzten Kegelschalen, dass die Tangentialgeschwindigkeitsprofile der in seinem Fall CIVB resistenteren Brennerkonfiguration BK3 am Drallerzeugeraustritt einen größeren Wirbelkern aufweist als für die CIVB anfällige Brennerkonfiguration BK1. Trotz Bemühungen zur Vergrößerung der Wirbelkerne dieser Brenner überschreiten diese $0.4R$ nicht (Abschnitt A.2). Den Designregeln folgend soll der neue Drallerzeuger einen noch größeren Wirbelkern und damit ein möglichst festkörperwirbelähnliches Tangentialgeschwindigkeitsprofil aufweisen.

Um das dafür notwendige Design zu bestimmen, werden zunächst die konstruktionsbedingten Ursachen für die vergleichsweise kleinen Wirbelkerne des TD_1 -, EV- und AEV-Brenners ermittelt. Bei den EV- und AEV-Brennern mit den zwei bzw. vier versetzten Kegelschalen führt der in Strömungsumfangsrichtung auf einer definierten axialen Position abnehmende radiale Abstand entlang der Kegelschalen zu einer spiralförmigen Anordnung der Strömungsberandung nach innen. Dadurch wird der einströmenden Verbrennungsluft eine radial nach innen gerichtete Geschwindigkeitskomponente aufgeprägt (rechts in Abbildung 3.1) und generiert durch die Drehimpulserhaltung einen Anstieg der Tangentialgeschwindigkeit in Richtung kleiner Radien. Beim zylindrisch ausgeführten TD_1 -Brenner mit acht direkt integrierten, zur Zylinderinnenwand tangentialen Schlitzen entfällt die radiale Komponente durch die Strömungsberandung für eine bestimmte axiale Position. Allerdings führt die zylindrische Ausführung dazu, dass über die gesamte Schlitzlänge gleichzeitig auf konstantem Radius Luft ähnlicher Geschwindigkeit eintritt. Dadurch wird die weiter stromauf eintretende Luftströmung entgegen der Fliehkräfte nach innen gedrängt und es kommt zum gleichen Effekt wie in den Kegelschalenbrennern. Das neue Design soll nun durch eine Kombination aus beiden Geometrien entstehen: Aus der konischen Geometrie der EV- bzw. AEV-Brenner und den direkt integrierten tangentialen Schlitzen des TD_1 -Brenners. Durch die konische Form, aber die vermiedene radiale Komponente durch die Strömungsberandung, verbleibt die Strömung auf dem jeweiligen Eintrittsradius und wird, wenn überhaupt, nur geringfügig nach innen gedrängt (Abbildung 3.1 links). Auf diese Weise sollte also ein festkörperwirbelähnliches Tangentialgeschwindigkeitsprofil mit großem Wirbelkernradius generiert werden können. Gleichzeitig kann durch dieses Design die im zylindrischen TD_1 -Brenner stromauf vorhandene Rückwand vermieden werden. Dies ist besonders zur Vermeidung von Bereichen niedriger Axialgeschwindigkeit vorteilhaft.

Ein weiterer Vorteil dieser Drallerzeugergeometrie ist, dass die im Inneren rotierende Verbrennungsluft nur um eine einzige Kegelachse rotiert. Die Achsen der

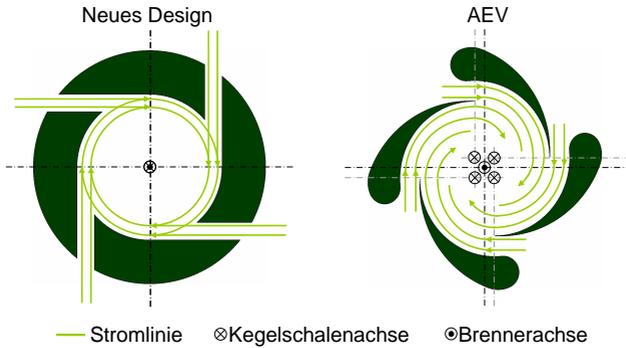


Abb. 3.1: Idealisierter Stromlinienverlauf senkrecht zur Brennerachse für verschiedene Brennerkonzepte

zwischen den Schlitzen entstehenden, inneren Kegelmantelflächen fallen alle mit der Brennerachse zusammen (Abbildung 3.1 links). Dies führt zu einer stabilen Strömung um die Kegelschalachsen. Aufgrund der einzelnen gegenüber der Mittelachse versetzten Teilkegelschalachsen der Doppelkegel- (EV) oder Vierkegelschalenschaubrenner (AEV) können hier aerodynamische Probleme entstehen, da der im Brennerinneren gebildete Wirbel zwei oder mehrere Rotationsachsen entsprechend den Teilkegel- und Brennerachsen besitzt. Dies fördert unter Umständen die unerwünschte, präzedierende Wirbelbewegung um die Brennerachse und erhöht die lokalen radialen Geschwindigkeitsfluktuationen im Kernbereich. Dadurch kann sich die Rückströmzone bewegen und es kann leichter zu Instabilitäten der Flamme kommen. Zwei um 180° versetzte Schlitze erschienen aus Symmetriegründen zu wenig. Mehr als vier sind dagegen bei konstanter Schlitzbreite aufgrund des geringen Durchmessers in der stumpfen Kegelspitze schlecht realisierbar. Daher wurden vier um jeweils 90° versetzte und damit symmetrisch über den Umfang angeordnete Schlitze gewählt.

Um der Forderung nach einer stetig zunehmenden Axialgeschwindigkeit und einer möglichst geringen Tangentialgeschwindigkeit in Achsnähe gerecht zu werden, ist eine unverdrallte axiale Kopfluftströmung, wie auch in den anderen Brennerkonzepten, anzustreben. Diese erlaubt es, die axiale Position des Wirbelaufplatzens direkt zu beeinflussen und gleichzeitig den Totaldruck auf der Brennerachse und damit die CIVB Resistenz zu erhöhen. Theoretisch wäre auch eine entgegen der Schlitzströmung verdrallte Kopfluftströmung, also eine Strömung mit Gegendrall

denkbar, welche innerhalb des Drallerzeugers das Turbulenzlevel erhöhen und die Mischung verbessern würde. Dabei besteht allerdings gleichzeitig die Gefahr die Schwankungsgeschwindigkeiten zu stark zu erhöhen, weshalb die Variante der unverdrallten Kopfluft bevorzugt wird. Der axiale Kopfluftmassenstrom kann dabei grundsätzlich auf unterschiedliche Arten in die stumpfe Kegelspitze eingebracht werden, z.B. über ein Lochblech mit entsprechender freier Lochfläche, über eine zentrale Bohrung mit angepasstem Durchmesser oder über einen Ringspalt. Entscheidend ist dabei der einströmende Massenstrom. Da die Schlitze und der axiale Einlass in der Regel aus dem gleichen Plenum und daher mit dem gleichen Druckniveau gespeist werden, ergibt sich die Massenstromaufteilung entsprechend der jeweiligen Druckverluste und kann darüber eingestellt werden. Auf die exakte Gestaltung des axialen Einlasses wird später noch eingegangen.

Entsprechend der bisherigen Überlegungen ergibt sich zusammenfassend die folgende, sehr einfach und kostengünstig herzustellende Drallerzeugergeometrie (Abbildung 3.2): Der Drallerzeuger basiert auf einem dickwandigen Hohlkegelstumpf mit vier direkt integrierten, tangentialen Schlitzen konstanter Breite. Die Schlitze sind entlang des Umfangs alle 90° symmetrisch angeordnet und enden tangential zur inneren Konusfläche. Dementsprechend sind die Schlitze mit dem Öffnungswinkel des Kegels gegenüber der Kegelachse geneigt. Der Hauptteil der Verbrennungsluft strömt damit in überwiegend tangentialer Richtung durch die vier Schlitze in den Konus und wird dabei in Rotation versetzt. Aufgrund des größeren werdenden Eintrittsradius nimmt die Drallstärke innerhalb des Drallerzeugers entlang der Achse zu. Durch Variation der Schlitzbreite, des Kegelöffnungswinkels, der Länge des Vormischbrenners etc. kann der erzeugte Drall verändert werden. Die Wandstärke des Hohlkegelstumpfs hat direkt Einfluss auf die resultierende Schlitztiefe und damit auf den Grad der Umlenkung der vorwiegend axial zuströmenden Verbrennungsluft in tangentialer Richtung. Auch mit diesem Parameter kann daher auf die Drallintensität Einfluss genommen werden. Der verbleibende Anteil der Verbrennungsluft strömt in axialer Richtung durch die axiale Öffnung in der stumpfen Kegelspitze und trägt durch entsprechende geometrische Gestaltung ebenfalls zur Regulierung der Drallstärke sowie der axialen Position des Wirbelauflagens bei.

Um in den nachfolgenden Versuchen mit nur einem, möglichst modular ausgeführten Modellbrenner auszukommen, werden der Kegelöffnungswinkel, die Drallerzeugerlänge, die Wandstärke des Hohlkegelstumpfs und der Austrittsdurchmesser konstant gehalten. Der Kegelöffnungswinkel beträgt $\approx 15^\circ$ und ist damit ähnlich zu dem der EV- und AEV-Brenner. Der Austrittsdurchmesser wird so gewählt, dass der Brenner in den atmosphärischen Verbrennungsprüfstand des Lehrstuhls

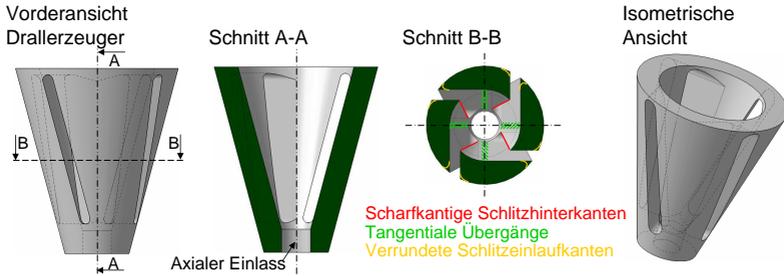


Abb. 3.2: Vereinfachte Darstellung der Drallerzeugergeometrie

passt. Die Parameter mit dem größten Einfluss auf das Strömungsfeld, wie die Schlitzbreite und die Gestaltung des axialen Einlasses, wurden in den im Folgenden beschriebenen Experimenten durch Einsätze variiert.

Eine strömungstechnische Optimierungsmaßnahme stellt die Verrundung der Schlitzeinlaufkanten an der äußeren Kegelmantelfläche dar (gelb in Schnitt B-B, Abbildung 3.2). Dadurch können den Druckverlust erhöhende Strömungsablösungen im Schlitz vermieden werden. Da diese Verrundungen zwar prinzipiell sehr gut herstellbar sind, aber für das zunächst betrachtete, auf spanenden Herstellungsverfahren basierende Brennermodell zu aufwendig und nicht notwendig waren, wird in dieser Arbeit ohne Verrundung gearbeitet. Sollte eine Eindüsungsmethode gewählt werden, die vor oder im Bereich dieser Ablösezone positioniert ist (z.B. ähnlich der des EV- und AEV-Brenners), ist eine Kantenverrundung vorteilhaft, da hier sonst eine unerwünschte Flammenstabilisierung begünstigt wird. Bei nachträglicher Verrundung der Einlaufkanten ist zu beachten, dass sich der Druckverlust durch Vergrößerung der effektiven Schlitzbreite (Abbau der Ablösezone) erheblich reduziert und sich damit die Interaktion zwischen Drallströmung und Kopfluftströmung entsprechend der neuen resultierenden Massenströme entscheidend verändert. Durch Reduzierung der Schlitzbreite kann diesem Effekt entgegengewirkt werden. Wird die Brennstoffeindüsung allerdings nach dem Bereich der ohne Kantenverrundung entstehenden Ablösezone realisiert, ist von einer Kantenverrundung abzuraten, da die in den Schlitzen entstehende und nach stromab weiter transportierte Turbulenz die Mischung an der nachfolgenden Eindüsungsstelle unterstützt. Die scharfkantige Schlitzhinterkante auf der Kegelinenseite (rot in Schnitt B-B, Abbildung 3.2) ist aber in jedem Fall erwünscht, um möglichst wenig Verwirbelungen beim Zusammenführen der bereits im Kegelinneren rotierenden Verbrennungsluft und der Schlitzströmung zu erzeugen.

3.1.3 Mischrohr

Beim EV-Brenner stabilisiert sich die Flamme noch im Drallerzeuger. Das heißt, bereits nach dieser kurzen Mischstrecke von den Schlitzen bis zum Drallerzeugeraustritt muss die zur Einhaltung der Abgasnormen notwendige Mischungsqualität erzielt werden. Um den strenger werdenden Emissionsrichtlinien und den immer niedriger werdenden Grenzwerten gerecht zu werden, wurde bereits beim AEV-Brenner das stromabseitige Ende des Drallerzeugers durch ein zylindrisches Mischrohr verlängert. Diese Veränderung soll primär die Vormischstrecke des Brenners verlängern und durch die somit verbesserte Feinmischung von Brennstoff und Verbrennungsluft zu einer signifikanten Senkung der NO_x -Emissionen beitragen. Neben einer zylindrischen Verlängerung kommen prinzipiell auch konvergente oder in Strömungsrichtung zunächst konvergente und anschließend divergente Mischrohre in Frage. Ein konisches Mischrohr mit einem sich in Strömungsrichtung reduzierenden Querschnitt verfügt gegenüber einem zylindrischen Mischrohr bei gleichbleibendem Austrittsdurchmesser über verschiedene Vorteile: Zum einen erhöht sich die axiale Geschwindigkeitskomponente in Richtung Mischrohr- bzw. Brenneraustritt und führt damit im Gegensatz zum zylindrischen Mischrohr zu einer kontinuierlichen Steigerung des dynamischen Drucks auf der Brennerachse in Strömungsrichtung. Außerdem hat es einen homogenisierenden Einfluss auf die Axialkomponente des Strömungsfelds. Dies trägt positiv zur Rückschlagssicherheit des Verbrennungssystems bei, speziell gegen CIVB und Flammenrückschlag in der Kernströmung. Die gleichzeitige kontinuierliche Reduzierung der Wandgrenschichtdicke in Richtung Brenneraustritt, mit mindestens identischem – tendenziell sogar größerem – Wandgradienten unmittelbar am Brenneraustritt stellt verglichen mit der zylindrischen Variante zudem einen weiteren Sicherheitsaspekt zur Vermeidung von Flammenrückschlag in der Wandgrenschicht dar.

Im Vergleich zum AEV-Brenner vereinfacht die gewählte Drallerzeugergeometrie durch den über den Umfang konstanten Austrittsdurchmesser außerdem die Verwendung eines Mischrohrs. Das für die Kegelschalen mit unterschiedlichem radialen Abstand zur Brennerachse notwendige Adapterstück entfällt. Über die Länge des Mischrohrs kann Einfluss auf die im Brenneraustritt verbleibende Drallstärke und die für die Mischung zur Verfügung stehende Länge/Verweilzeit genommen werden. Durch Variation dieser Mischrohlänge lässt sich bei festgelegtem Ein- und Austrittsdurchmesser die Konizität relativ frei wählen, wobei eine moderate Einschnürung, die keine heftigen Umorientierungsvorgänge im Strömungsfeld hervorruft, als aerodynamisch vorteilhaft erachtet wird. Der Mischrohr- bzw. Brenneraustrittsdurchmesser trägt neben der Einlaufgeometrie in den Drallerzeu-

ger entscheidend zum Gesamtdruckverlust des Verbrennungssystems bei und ist deshalb konstant zu halten. In dieser Arbeit wurden bei konstantem Austrittsdurchmesser die verbleibenden, von einander abhängigen Variationsparameter Konizität und Länge untersucht. Das Verhältnis von Mischrohr- bzw. Brenneraustrittsdurchmesser D zu Drallerzeueraustritts- und damit Mischrohereintrittsdurchmesser beträgt $3/4$.

Eine nicht zu vernachlässigende Schwachstelle eines aus einem divergenten Drallerzeuger und einem konvergenten Mischrohr bestehenden Brennersystems sind die wandnahen Gebiete niedriger Axialgeschwindigkeit im größten Strömungsquerschnitt zwischen Drallerzeuger und Mischrohr (rot in Abbildung 3.3). Diese könnten als Stabilisierungszone für eine stromaufpropagierte Flamme wirken und ein Ausspülen der Flamme verhindern. Um diese konzeptionelle Schwachstelle zu minimieren, sollten die Schlitze des Drallerzeugers in jedem Fall so nah wie möglich an diesem Übergang enden.

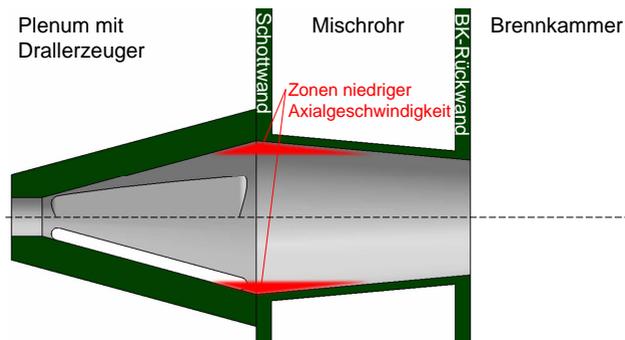


Abb. 3.3: Vereinfachte Halbschnittdarstellung der Mischrohrgeometrie

3.1.4 Brennkammer

Die Hauptaufgabe der sich dem Mischrohr anschließenden Brennkammer (BK) ist eine gleichmäßige Temperaturerhöhung des Arbeitsmediums auf möglichst geringem Raum zur Erzielung einer hohen Leistungsdichte. Für die hohe Leistungsdichte soll in Kombination mit der gewählten Drallbrennergeometrie die durch einen plötzlichen Querschnittsprung unmittelbar nach dem Mischrohr- bzw. Brenneraustritt induzierte Rückströmzone sorgen. Größe, Stärke und Position dieser Rück-

strömzone und damit indirekt der rezirkulierende Abgasmassenstrom hängen stark von dem aus der Brennkammergeometrie resultierenden Querschnittssprung am Übergang vom Mischrohr in die Brennkammer ab. Daher stellt der Querschnittssprung einen wesentlichen Designparameter dar (Abschnitt 2.2). Um den Einfluss unterschiedlicher Querschnittssprünge zu analysieren, werden in dieser Arbeit exemplarisch verschiedene Querschnittssprünge durch zusätzliche zylindrische Einbauten im Einzelbrennersystem realisiert. Außerdem wird der Einfluss von Nachbarbrennern untersucht.

Ein an das Mischrohr angefügter Diffusor bietet einen weiteren Freiheitsgrad zur Gestaltung der Strömung in der Brennkammer. Im Gesamten ergibt sich durch einen Diffusor die in Abbildung 3.4 abgebildete, venturidüsenartige Verlängerung des Drallerzeugers.

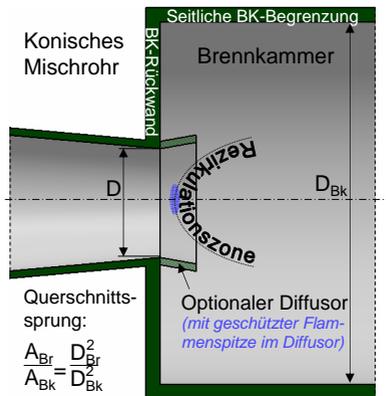


Abb. 3.4: Vereinfachte Schnittdarstellung von Querschnittsprung und optionalem Diffusor

Im Diffusor reduziert sich die axiale Geschwindigkeitskomponente. Dies führt zu einer Erhöhung der Drallzahl und einer durch die Fliehkräfte hervorgerufene Aufweitung der spiralförmigen Stromlinien sowie einer Absenkung des Totaldrucks auf der Achse. Werden die entsprechenden kritischen Größen erreicht, liegt der Staupunkt der entstehenden zentralen Rückströmzone im Diffusor und wird von diesem komplett umschlossen. Bei Einsatz des Brenners in einer Mehrbrenneranlage, z.B. in einer Ringbrennkammer oder in einer Silobrennkammer, verringert dies den Einfluss der umliegenden Brenner auf den besonders empfindlichen Flammenfuss, da dieser innerhalb des Diffusors geschützt ist. Außerdem reduziert

ein Diffusor die äußere Eckenrezirkulation (äußere Rückströmzone bzw. äußerer Ringwirbel). Ein Diffusor birgt aber auch die Gefahr einer erheblichen Vergrößerung der Wandgrenzschicht und erhöht dadurch die Wandrückschlagsneigung des Systems deutlich. Erreicht die Flamme innerhalb des Diffusors die Diffusorwand, so heizt sie diese auf, bildet eine Ablösezone und begünstigt die Stromaufpropagation der Flamme in Brennerbereiche mit eigentlich ausreichend hohen Wandgeschwindigkeitsgradienten. Die Einflüsse eines Diffusors auf das Strömungsfeld in der Brennkammer sowie die Beeinflussung durch Nachbarbrenner werden daher ebenfalls untersucht. Der Öffnungswinkel des verwendeten Diffusors wurde dabei an den ohne Diffusor entstehenden mittleren Strahlöffnungswinkel der Strömung angepasst und die Länge konstant auf $1/3$ des Austrittsdurchmessers festgelegt.

3.2 Brennstoffeindüsungstrategie

Der Motivation und Zielsetzung (Abschnitt 1.1) dieser Arbeit folgend soll eine Strategie entwickelt werden, die es ermöglicht, verschieden reaktive Brennstoffe in ein und der selben Brennergeometrie effizient, sicher und vorgemischt zu verbrennen. Von besonderem Interesse sind dabei unterschiedliche Erd- und Syngase, sowie reiner oder mit Inertgas verdünnter Wasserstoff. Die stark unterschiedlichen Eigenschaften dieser Brennstoff führten in Kombination mit der bewährten aerodynamischen Flammenstabilisierung zu der Idee, den Brennstoffimpuls gezielt zu nutzen, um die Brenneraerodynamik an den jeweiligen Brennstoff anzupassen. Diese Idee basiert dabei zum einen darauf, dass sich mit der Reaktivität der betrachteten Brennstoffe auch der für die gleiche Gasturbinenleistung notwendige Brennstoffvolumenstrom erhöht. Dies resultiert aus den niedrigeren, volumetrischen Heizwerten der reaktiveren Brennstoffe. Der höhere Brennstoffvolumenstrom ermöglicht die Generierung eines höheren Brennstoffimpulses, welcher direkt zur Anpassung der Brenneraerodynamik verwendet werden kann. Zum anderen wurde in der Vergangenheit festgestellt, dass die unterschiedlichen Brennstoffe und deren jeweiligen Eigenschaften verschiedene Arten der Flammenstabilisierung erfordern. In einem stark verdrallten Strömungsfeld mit einer ausgeprägten, blasenförmigen Rückströmzone nahe dem Brenneraustritt können z.B. Methan- und Erdgasflammen sehr gut stabilisiert werden. Mit weniger Drall und einer schwächeren, weiter stromab liegenden Rückströmzone bzw. lediglich einer verdrallten jet-ähnlichen Geschwindigkeitsverteilung in der Brennkammer ohne Wirbelaufplatzen lassen sich hingegen Syngase und Wasserstoff ohne negative Nebeneffekte wie Flammenrückschläge stabilisieren [DEW⁺97] [LCNL08].

Dies liegt unter anderem an der höheren Flammgeschwindigkeit der hoch reaktiven Brennstoffe. Beides miteinander kombiniert lässt die Schlussfolgerung zu, dass es durch gezielte Nutzung des höheren Brennstoffimpulses hoch reaktiver Brennstoffe gelingen könnte, den Drall eines Erdgasverbrennungssystems soweit zu reduzieren, dass eine Flammenstabilisierung für wasserstoffhaltige Brennstoffe ermöglicht wird. Neben dieser brennstoffspezifischen Modifikation der Aerodynamik müssen zudem mit allen Brennstoffen möglichst niedrige Emissionen (NO_x , CO_2 und CO) erzielt werden. Dafür müssen der jeweilige Brennstoff und die Verbrennungsluft bis zum Brenneraustritt räumlich und zeitlich möglichst homogen vermischt werden.

Im Vergleich zur gleichmäßigen räumlichen Verteilung ist die für niedrige NO_x -Emissionen aber mindestens ebenso wichtige zeitliche Konstanz der Brennstoffkonzentration unmittelbar vor der Flammenfront meist deutlich schwieriger zu realisieren. Anhand der in Abbildung 3.5 dargestellten Parallelströmung aus Brennstoff und Luft sollen die Herausforderungen bei der Brennstoff-Luft Mischung in Gasturbinenbrennern qualitativ beschrieben werden. Dabei wird dies im Wesentlichen durch Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF's) an fünf ausgewählten Positionen und den daraus ableitbaren Größen, der mittleren Konzentration \bar{c} und den dazugehörigen Mischungsfuktuationen bzw. der Standardabweichung σ_c verdeutlicht [LS03].

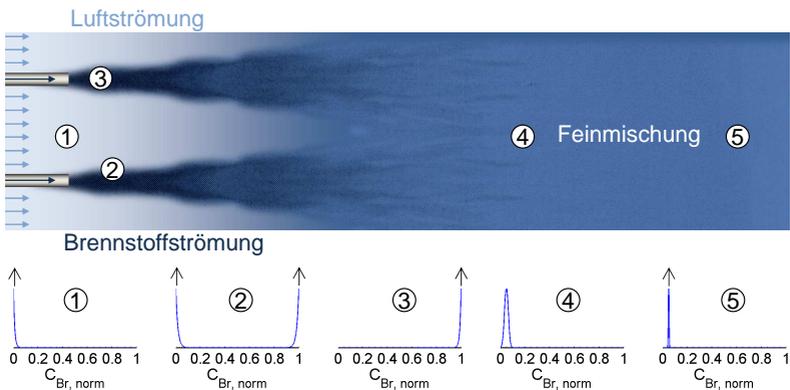


Abb. 3.5: Brennstoffverteilung und Abbau der Mischungsfuktuationen [LS03]

In dem Querschnitt kurz nach der Injektion liegt entweder reine Luft ① ($\bar{c}=0$, $\sigma_c=0$) oder reiner Brennstoff ③ ($\bar{c}=1$, $\sigma_c=0$) vor. In der noch sehr schwach ausgebildeten

Scherschicht zwischen Luft und Brennstoff bildet sich eine turbulente Wirbelstruktur, in welcher abwechselnd Brennstoff oder Luft ② ($0 < \bar{c} < 1$) vorliegt. Eine Feinmischung hat bis hierhin kaum stattgefunden. Nach dem Zusammenwachsen der Scherschichten werden die Gradienten der mittleren Konzentrationen weitgehend abgebaut, bis ein quer zur Strömungsrichtung weitgehend konstanter Mittelwert ($\bar{c}=0.05$) erreicht ④ und die Grobmischung beendet ist. Die Feinmischung hat an diesem Punkt zwar bereits eingesetzt, ist aber noch nicht abgeschlossen ($\sigma_c > 0$). Auch wenn diese zeitlichen Mischungsfluktuationen mit Abschluss der Grobmischung bereits relativ gering sein können, können momentan noch nahstöchiometrische Mischungen auftreten, die die NO_x -Emissionen wesentlich erhöhen. Deshalb wird eine zusätzliche Mischstrecke benötigt, in der die Konzentrationsfluktuationen bis auf ca. 5% abgebaut werden ⑤. Die Fluktuationsgrenze von 5% ergibt sich aus der nichtlinearen Temperaturabhängigkeit der NO -Kinetik, wonach die Mischung nicht mehr als $\pm 15\%$ von ihrem Mittelwert abweichen sollte, um die Erhöhung der NO_x -Emissionen auf vernachlässigbare Werte zu begrenzen. Unter der Annahme, dass die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung einer Gaußverteilung entspricht, wird daher gefordert, dass 99,73% aller Konzentrationen innerhalb dieser $\pm 15\%$ liegen (Abschnitt 2.1). Diese $\pm 15\%$ entsprechen bei einer Gaußverteilung $\pm 3 \cdot \sigma$, womit sich für eine gute Feinmischung eine maximale Standardabweichung σ_c von 5% des Mittelwertes ergibt. Diese auf den Mittelwert bezogene Standardabweichung stellt damit ein adäquates Maß zur Beurteilung der Mischungsqualität dar und wird in Kapitel 6 entsprechend verwendet.

Zur Vermeidung unerwünschter Selbstzündung in der Mischstrecke sollte die Grobverteilung in einer möglichst kurzen Mischstrecke mit vergleichsweise kurzen Aufenthaltszeiten stattfinden. Dazu muss der Brennstoff in einem Gasturbinenbrenner bereits durch die Anzahl und Anordnung der Injektionsstellen von vorn herein möglichst gleichmäßig über den gesamten Einströmquerschnitt der Verbrennungsluft verteilt werden. Da die Eindüsung von einer einzigen Injektionsstelle aus zu längeren Mischstrecken führt, ist diese nur in Kombination mit intensiven turbulenten Mischbewegungen in der Brennstoff-Luft Strömung für den Einsatz in Gasturbinenbrennern geeignet. Hinzu kommt, dass die laminare Flammengeschwindigkeit in Richtung hoher Luftzahlen fällt. Deshalb sind leicht fette und stöchiometrische Bereiche möglichst schnell abzubauen. Dies gewährleistet zudem einen möglichst großen Abstand zwischen der Flammenfront und der die Rückschlagsmechanismen begünstigenden Bereiche höherer Flammengeschwindigkeit um die Brennstoffstrahlen. Die deutlich größere Oberfläche bei der Realisierung mehrerer Injektionsstellen fördert den schnellen Abbau der unvermeidbaren fetten Bereiche zu Anfang der Brennstoffstrahlen wesentlich. Außerdem kann

die Grob- und auch die Feinmischung durch zusätzlichen Impulseintrag beschleunigt werden. Dabei wird prinzipiell zwischen dem Impulseintrag durch den Brennstoff und dem Impulseintrag durch die Luftströmung unterschieden.

Die Eindüsung in üblichen für Erdgas ausgelegten Vormischbrennern nutzt die durch den Brennstoffimpulseintrag generierte Turbulenz zur Unterstützung des Mischvorgangs. Dabei ist die Eindüsung mit der richtigen Eindringtiefe Y_{Br} des Brennstoffs in die an der Injektionsstelle bereits turbulente Luftströmung essentiell, um eine homogene Brennstoffverteilung zu erreichen. Im EV- und AEV-Brenner wird der Brennstoff durch viele kleine, senkrecht zur Strömungsrichtung in den Schlitzen angeordnete Bohrungen von außen nach innen eingedüst (Abbildung 2.16).

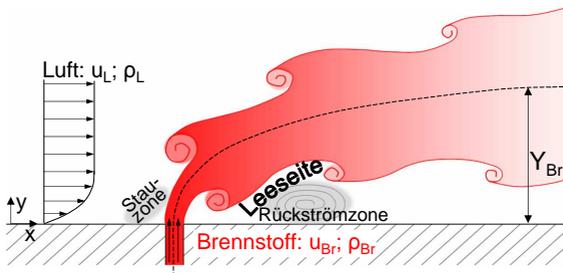


Abb. 3.6: Schematische Darstellung eines senkrecht zur Luftströmung eingedüsten Brennstoffstrahls

Wegen der dadurch zusätzlich produzierten Turbulenz startet der Mischvorgang bereits in den Schlitzen und die benötigte Mischlänge ist relativ kurz [GPBF03]. In Luftströmungsrichtung hinter den Strahlen, also auf der Strahl-Leeseite, können sich allerdings Ablösezonen und kleinere Rezirkulationszonen bilden (Abbildung 3.6). Zusammen mit den entstehenden Stauzonen und Scherschichten können diese im Falle einer unerwünschten Stromaufpropagation der Flamme als Flammenhalter wirken und ein Ausspülen der Flamme aus dem temperaturempfindlichen Brennerkopf erschweren. Aufgrund der bei diesen Brennern entscheidenden Eindringtiefe des Brennstoffs eignet sich diese Art der Brennstoffeindüsung nicht für den Einsatz alternativer Brennstoffe. Die stark unterschiedlichen Wobbe Indizes der betrachteten Brennstoffe führen nämlich zu deutlich unterschiedlichen Eindringtiefen und liefern folglich gänzlich andere Konzentrationsverteilungen (Gleichung (2.31)). Ein weiterer Nachteil ist, dass die Eindüsung

im rechten Winkel zur Schlitzzündung auch einen starken Einfluss auf die Luftströmung und damit die gesamte nachfolgende Brenneraerodynamik hat. Schon die aerodynamische Auslegung eines solchen Brenners für einen einzigen spezifischen Brennstoff ist daher nur unter Berücksichtigung der Brennstoffzündung möglich.

Ähnliche Gründe sprechen auch gegen die Idee, den Brennstoffimpuls in entgegengesetzter Richtung zum Verbrennungsluftdrall einzusetzen, wie es z.B. bei einer rückwärts gerichteten Zündung entlang der Kegelschalen der Fall wäre. Dadurch könnte der durch die Hauptströmung erzeugte Drall reduziert werden. Dies würde die Möglichkeit eröffnen, mit dem Drallerzeuger einen höheren Drall zu generieren als notwendig und ihn durch die Brennstoffzündung verschiedener Brennstoffe entsprechend deren Eigenschaften unterschiedlich stark zu reduzieren. Bei Verwendung eines schwach reaktiven Brennstoffs wie Erdgas ist der Volumenstrom relativ klein und es ist nur eine schwache Reduzierung des Luftdralls möglich. Beim Einsatz von wasserstoffhaltigem Syngas, also dem hoch reaktiven Brennstoff, ist der Volumenstrom wesentlich höher als der von Erdgas und der Luftdrall kann deutlich stärker reduziert werden. Auf diese Art und Weise könnten die benötigten unterschiedlichen Flammenstabilisierungsmethoden realisiert werden und gleichzeitig eine hohe, die Mischung unterstützende Turbulenz produziert werden. Diese Variante verstärkt allerdings auch die Entstehung von Scherschichten und Stauzonen im Bereich der Brennstoffzündung. Genauso wie die deutlich reduzierte Geschwindigkeit im Bereich der Zündung begünstigt dies die Flammenstabilisierung nahe der Wand im Brennerkopf.

Eine weitere Zündungsvariante stellt die isokinetische Zündung in der Mitte des Strömungsquerschnitts am Schlitzeinlauf durch die Zähne eines kammartigen Injektors dar. Dabei entstehen kaum Scherschichten oder Stau- und Rezirkulationszonen um die Brennstoffstrahlen herum. Allerdings wird so auch wenig mischungsfördernde Turbulenz erzeugt. Wegen Schwierigkeiten bei der konstruktiven Umsetzung wird diese Variante aber nicht weiter verfolgt. Die Idee, den Brennstoff mit ähnlicher Geschwindigkeit und Richtung wie die Luftströmung einzudüsen, scheint allerdings sehr interessant. Da die Grundaerodynamik des entwickelten Brenners bereits so ausgelegt ist, dass sich im extern vorgemischten Fall die Erdgas- oder Methanflamme optimal stabilisiert, sollte die dazugehörige Zündung die Aerodynamik möglichst wenig beeinflussen. Eine nahezu isokinetische Zündungsmethode entlang der inneren Schlitzenden, also nach den Turbulenz erzeugenden Ablösezonen in den scharfkantigen Schlitzen, ist dazu besonders geeignet. Damit bei Zündung eines alternativen Brennstoffs die Aerodynamik auch weiterhin erhalten bleibt, soll nur der dem schwach reaktiven Volumenstrom

entsprechende Brennstoffanteil des hoch reaktiven Brennstoffs über eine solche Schlitzeindüsung eingebracht werden. Ausschließlich der verbleibende, den zusätzlichen Impuls zur Verfügung stellende Brennstoffanteil soll zur Anpassung der Aerodynamik an die für die jeweiligen Brennstoffe notwendige Flammenstabilisierung verwendet werden. Dazu wurde auf die Überlegungen zur Eindüsung von Kopfluft zurückgegriffen. Analog zur Einbringung eines axialen Kopfluftmassenstroms ermöglicht die axiale Eindüsung des verbleibenden Brennstoffs die direkte Einflussnahme auf die Aerodynamik. Ob damit die für die jeweilige Flammenstabilisierung notwendige Aerodynamik und gleichzeitig eine gute Mischungsqualität erzielt werden kann, ist zu überprüfen. Entsprechend der in diesem Abschnitt vorgestellten Überlegungen haben sich somit zur Eindüsung der unterschiedlich reaktiven Brennstoffe zwei zu kombinierende Methoden herauskristallisiert, die Schlitzeindüsung und die axiale Eindüsung. Diese werden nachfolgend detailliert erläutert.

3.2.1 Schlitzeindüsung

Für die Eindüsung der schwach reaktiven Brennstoffe soll also eine möglichst isokinetiche Eindüsungsmethode gewählt werden. Durch die mit dieser Brennstoffeindüsung einhergehende sehr geringe Beeinflussung des Strömungsfelds ist eine aerodynamische Gesamtauslegung ohne Berücksichtigung der Brennstoffeindüsung mit dem Ziel eines für Erdgas bzw. Methan optimierten Strömungsfelds möglich. Um von vornherein eine möglichst gute Grobmischung zu erzielen, ist die Verteilung möglichst vieler und dennoch die passende Eindringtiefe gewährleistender Injektionsstellen über die Luftschlitze (ähnlich der Eindüsungsmethode des EV- und AEV-Brenners) vorteilhaft. Außerdem eignet sich der dickwandig ausgeführte Hohlkegelstumpf der Drallerzeugergeometrie dafür aufgrund der einfachen Einbringung von Brennstoffverteilungsbohrungen gut. Für die isokinetiche Eindüsung bietet sich die scharfkantige, auf der inneren Kegelfläche liegende Hinterkante der tangentialen Schlitze an. Als Eindüsungsrichtung wird der halbe Winkel zwischen der Schlitzwand und der Tangente zur Kegelinneuschale an der Injektionsstelle gewählt (Abbildung 3.7). Dies resultiert in einer radial leicht nach außen gerichteten Eindüsung. Ein weiter nach außen gerichteter Winkel ist aufgrund der damit einhergehenden Anfettung der wandnahen Bereiche in Bezug auf Wandrückschlag zu vermeiden. Ein weiter nach innen gerichteter Winkel ist hingegen konstruktiv schwierig realisierbar. In axialer Richtung werden die Bohrungen nicht angestellt, da die Luft durch die Schlitze praktisch ohne Axialkomponente einströmt. Zusammen mit der Eindüsung des Brennstoffs zwischen die einströmende Luftströmung und die bereits im Inneren des Kegels rotierende

Brennstoff-Luft-Strömung führt dies zu einer maximalen Sicherheit gegen unerwünschte Flammenstabilisierung in der Nähe der Brennstoffeindüsung. Größe und Anzahl der Brennstoffbohrungen für diese Schlitzzündung sind, der Eindüsungsstrategie folgend, für die Eindüsung des gesamten Brennstoffvolumenstroms der schwach reaktiven Gase ausgelegt. Bei Nutzung aller vorgesehenen Bohrungen ergibt sich damit in etwa die gleiche Brennstoffstrahlggeschwindigkeit, die die einströmende Schlitzströmung und die im Inneren rotierende Verbrennungsluft aufweist. Mischungstechnisch ist diese Eindüsung für sich aufgrund der geringen Turbulenzproduktion eher kritisch zu betrachten. Da die Eindüsung aber im Nachlauf der bei scharfkantigen Einlaufschlitzen entstehenden Ablösezone erfolgt, sollte die dort ohnehin vorliegende hohe Turbulenz dies entsprechend ausgleichen, ohne dass eine Flammenstabilisierung in der stromaufliegenden Ablösezone möglich ist. Sollte dies nicht ausreichen, kann beispielsweise durch Variation der Anzahl und Durchmesser der Brennstoffbohrungen auch der Brennstoffimpuls variiert werden und so evtl. zu geringe, die Mischung unterstützende Turbulenz wieder ausgeglichen werden.

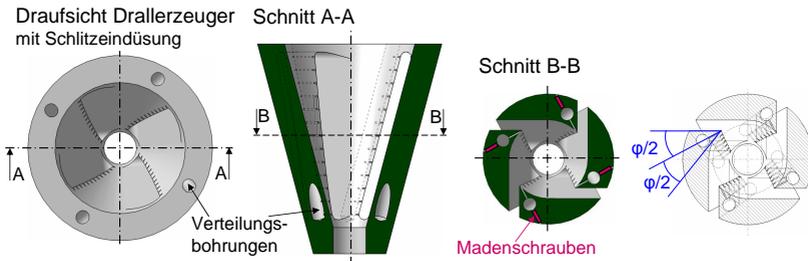


Abb. 3.7: Vereinfachte Darstellung der Brennstoffeindüsung entlang der Schlitze

Fertigungstechnisch werden die für jeden Schlitz notwendigen Brennstoffverteilungsbohrungen parallel zur inneren Schlitzfläche möglichst dicht an der scharfkantigen Hinterkante positioniert. Die einzelnen Injektorbohrungen sind zwar aufwendiger zu realisieren als z.B. die des EV-Brenners, können aber dennoch serienmäßig hergestellt werden. Für die isothermen Experimente im Wasserkanal mit einem Plexiglasmodell wurde der Drallerzeuger von der äußeren Kegelwand durch die Brennstoffverteilungsbohrung bis zur entsprechenden Injektionsstelle an der Schlitzhinterkante durchbohrt. Die unerwünschten Öffnungen nach außen werden mit Hilfe von Madenschrauben wieder dicht verschlossen (Abbildung 3.7).

3.2.2 Axiale Eindüsung

Der beschriebenen Eindüsungsstrategie folgend soll nur der Volumenstromanteil der hoch reaktiven Gase durch die Schlitzdüse eingebracht werden, der den gleichen Brennstoffimpuls generiert wie die schwach reaktiven Gase Erdgas und Methan. Dies eröffnet die Möglichkeit, die Wirbeldynamik des Brenners mit dem zusätzlich verfügbaren Impuls des restlichen Brennstoffs zu beeinflussen. Analog zur Kopflufteindüsung soll der zusätzlich verfügbare Brennstoffvolumenstrom durch eine Düse im Zentrum des axialen Einlasses in der stumpfen Kegelspitze des Drallerzeugers eingedüst werden (Abbildung 3.8). Der Düsendurchmesser wird in dieser Arbeit als der halbe Durchmesser des Axialeinlasses gewählt. Durch Variation des Düsendurchmesser kann der axiale Brennstoffimpuls und somit die Aerodynamik und Mischungsqualität beeinflusst werden.

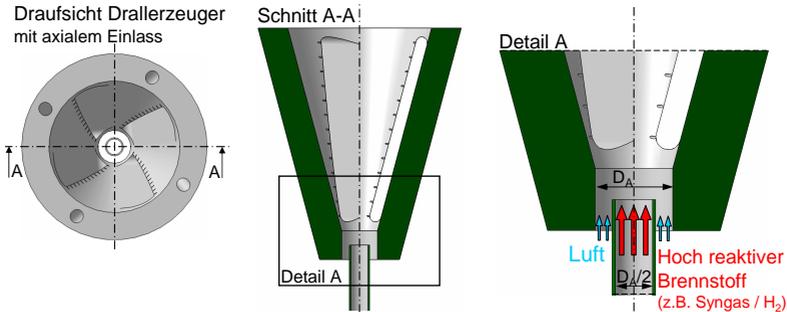


Abb. 3.8: Vereinfachte Darstellung der axialen Brennstoffeindüsung

Der eingedüste hoch reaktive Brennstoff (Syngas oder Wasserstoff) generiert einen zusätzlichen axialen Impuls, welcher die Verschiebung der Rückströmzone nach stromab erlaubt oder diese im Extremfall sogar ganz zerstören kann, so dass nur noch ein verdrallter turbulenter Strahl in der Brennkammer ohne Wirbelaufplatzen entsteht. Ein weiterer wichtiger, für die Betriebssicherheit dieses Brenners relevanter Aspekt ist, dass der Totaldruck auf der Achse erhöht und die Drallzahl reduziert wird. Beide Effekte haben sich als essentiell für die Vermeidung von CIVB erwiesen. Bezüglich der Mischungsqualität und der NO_x -Emissionen ist es entscheidend, einen Kompromiss zwischen dem Eintrag von genügend Impuls zur Beeinflussung des Strömungsfeldes und der Vermeidung eines Wirbelkerns mit starkem Brennstoffüberschuss zu finden. Die durch das Mischrohr verlängerte Mischstre-

cke und die Interaktion zwischen Drallströmung und unverdrallter Kernströmung bieten allerdings zusätzliches Potential, eine gute Mischungsqualität am Brenneraustritt zu erzielen.

3.3 Gesamtkonzept

Zusammenfassend ergibt sich das in den Abbildungen 3.9 bis 3.11 dargestellte Konzept für Aerodynamik und Brennstoffeindüsung. Die erste Abbildung zeigt die Verbrennungsluftführung ohne Brennstoffeindüsung. Der Hauptteil der Verbrennungsluft strömt vom Plenum durch die vier tangentialen Schlitze und wird dabei in Rotation versetzt. Der verbleibende Anteil der Verbrennungsluft strömt über einen Ringspalt am spitzen Kegelstumpf axial in den Konus und stabilisiert die Strömung im achsnahen Bereich. Das nachfolgende konvergente Mischrohr homogenisiert die Axialgeschwindigkeit der Strömung und erhöht den Wandgradienten. Die daraus resultierende Grundaerodynamik ist so ausgelegt, dass sich kurz nach dem Brenneraustritt in Folge des Querschnittsprungs eine Rückströmzone in der Brennkammer ausbildet (Abbildung 3.9).

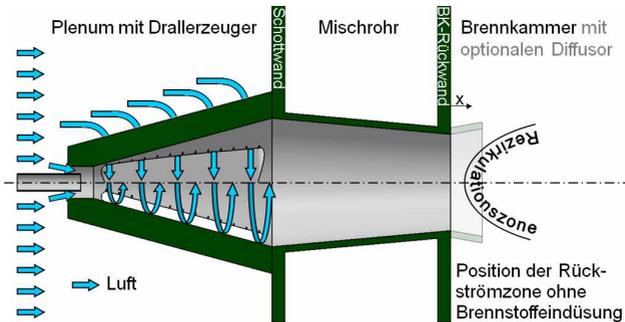


Abb. 3.9: Gesamtdesignkonzept: Aerodynamik und Brennstoffeindüsung - 1

Im extern vorgemischten Fall eignet sich das so generierte Strömungsfeld besonders für die Flammenstabilisierung schwach reaktiver Brennstoffe wie Erdgas. Bei interner Vormischung, also Brennstoffeindüsung im Drallerzeuger mit nahezu isokinetischer Schlitzeindüsung bleibt die Aerodynamik und die für die Flammenstabilisierung entscheidende Rückströmzone unbeeinflusst vom Brennstoffimpuls (Abbildung 3.10).

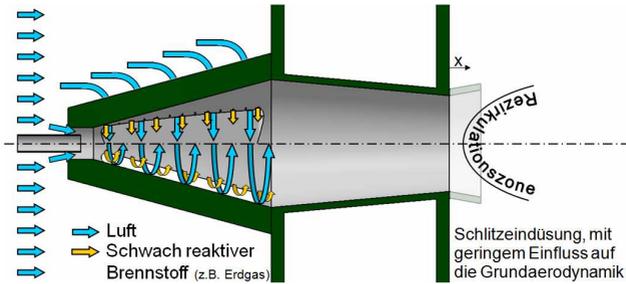


Abb. 3.10: Gesamtdesignkonzept: Aerodynamik und Brennstoffeindüsung - 2

Beim Wechsel zwischen schwach reaktiven Brennstoffen und hoch reaktiven Brennstoffen wird entlang der Schlitze der gleiche Brennstoffvolumenstrom eingedüst wie bei der Erdgasverbrennung. Der verbleibende Brennstoffvolumenstrom wird durch die Düse im Zentrum des axialen Einlasses eingedüst (Abbildung 3.11). Dadurch unterstützt der zusätzliche Axialimpuls die Effekte der Kopfluft und verschiebt die Rückströmzone nach stromab bzw. generiert in extremen Fällen eine jet-ähnliche Geschwindigkeitsverteilung am Brenneraustritt ohne Wirbelauflagen. Diese modifizierte Aerodynamik eignet sich für die Flammenstabilisierung der hoch reaktiven Brennstoffe.

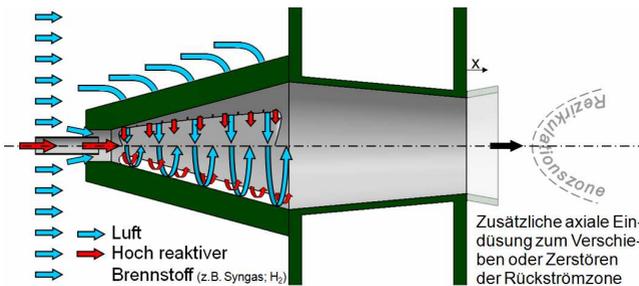


Abb. 3.11: Gesamtdesignkonzept: Aerodynamik und Brennstoffeindüsung - 3

Während die Mischungsqualität für die Schlitzeindüsung durch die über den Strömungsquerschnitt verteilten Injektionsstellen bereits sehr schnell zu einem homogenen Konzentrationsprofil führen sollte, profitiert die zusätzliche axiale Eindüsung von der durch das konische Mischrohr deutlich verlängerten Mischstrecke.

4 Versuchsanlage und Messtechnik

Im frühen Entwicklungsstadium von Vormischbrennern ist die isotherme Untersuchung im Wasserkanal eine bewährte Methode. Hohe Flexibilität unter anderem durch einfache Geometrievariationen (z.B. mit Hilfe von Knetmasse), aber auch die Verwendung von leicht bearbeitbaren, transparenten, hitzeempfindlichen Kunststoffen für die Herstellung optisch zugänglicher Versuchsobjekte lassen eine schnelle, effiziente Versuchsdurchführung und sehr breitbandig angelegte Versuchsreihen zu. Nicht zuletzt sprechen auch die geringeren Kosten für Aufbau, Instandhaltung und Versuchsdurchführung im Vergleich zu einem Verbrennungsprüfstand für sich. Die drei in dieser Arbeit verfolgten Hauptziele der isothermen Untersuchungen im Wasserkanal sind:

- Optimierung und Bewertung der aerodynamischen Auslegung des neuen Drallbrenners
- Überprüfung des Brennstoffimpulspotentials für die Strömungsfeldmodifikation zur Erzielung einer hohen Brennstoffflexibilität
- Auslegung, Bewertung und Optimierung der Brennstoffeindüsung anhand der Mischungsqualität

Für diese Versuche wurden die laseroptischen Messverfahren Particle Image Velocimetry (PIV) und laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) eingesetzt. Eine gute Übertragbarkeit der damit gewonnenen isothermen Ergebnisse auf die im Entwicklungsprozess folgenden Verbrennungsversuche ist Voraussetzung für die Durchführung dieser Experimente und setzt die Einhaltung entsprechender Ähnlichkeitsbedingungen sowie die Kenntnis möglicher Einschränkungen voraus. Die Beschreibung des verwendeten Versuchsstands, der eingesetzten Messtechnik, der relevanten Ähnlichkeitsbedingungen sowie der Überlegungen zur Übertragbarkeit auf die Verbrennungsversuche sind Inhalt dieses Kapitels.

4.1 Versuchsstand und Peripherie

In Abbildung 4.1 ist der Wasserkanal des Lehrstuhls für Thermodynamik schematisch dargestellt. Dieser stellt das Herzstück der im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebauten Versuchsanlage dar. Im Betrieb wird der Wasserkanal senkrecht von unten nach oben mit Wasser durchströmt und kann im Wesentlichen, wie in Abbildung 4.1 links zu sehen, in die drei Bereiche Zulauf, Messstrecke und Ablauf unterteilt werden.

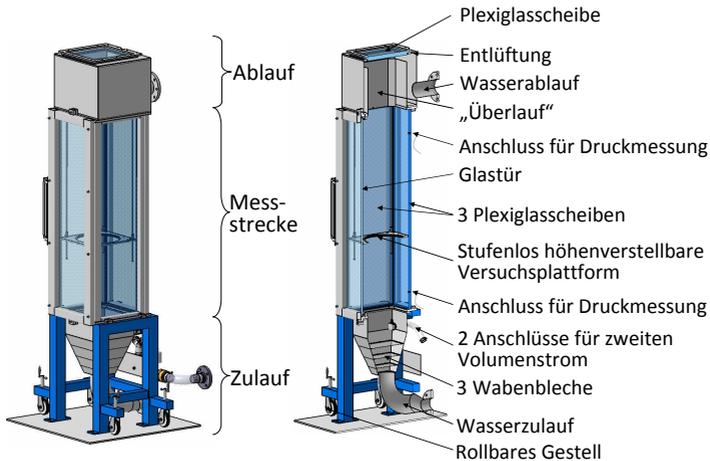


Abb. 4.1: Aufbau des Wasserkanals

Der Zulauf ist über eine Flanschverbindung mit der Hauptwasserversorgung verbunden. Nach einer Umlenkung erfolgt der Übergang vom runden Rohrquerschnitt auf den rechteckigen Kanalquerschnitt. Im Bereich der damit einhergehenden Querschnittsaufweitung befinden sich zur schnellen Homogenisierung der Strömung drei Wabenbleche mit einer Höhe von je 5 cm . Je nach Versuchsobjekt lassen sich hier auch Lochbleche zur Generierung zusätzlicher Druckverluste einsetzen. Im Bereich der anschließenden Beruhigungsstrecke befinden sich auf der Rückseite des Kanals zusätzliche Anschlüsse zur Durchführung eines zweiten Volumenstroms.

Die Messstrecke besteht aus einem ca. $1,5\text{ m}$ hohem Edelstahlgerüst, in dessen drei Seitenflächen 25 mm starke Plexiglasscheiben eingeklebt sind. Die Vorderseite bil-

det eine, für optimale Zugänglichkeit bei der Montage der Versuchsobjekte, komplett zur Seite schwenkbare Tür mit einer 25mm starken Glasscheibe. Mittels zehn Schraubverbindungen wird diese Tür für die Versuchsdurchführung gegen die in den Kanten der Plexiglasscheiben eingelassenen Dichtungen verschlossen. Durch die vier voll transparenten Seitenscheiben entsteht eine rechteckige Messstrecke mit einem Querschnitt von 380mm × 410mm und optimaler optischer Zugänglichkeit. Ein Laserstrahl ist vorzugsweise durch die Glasscheibe einzubringen, um Trübung oder Verbrennungen der Plexiglasscheiben zu vermeiden. Zur Bestimmung des Druckverlusts über die Messstrecke können an der hinteren Plexiglasscheibe über entsprechende Bohrungen Manometer angeschlossen werden. Für die Montage der Versuchsobjekte im Wasserkanal steht eine entlang von vier Führungsstangen stufenlos höhenverstellbare Versuchsplattform zur Verfügung. Im Rahmen der Experimente mit Schlitzzündung können oberhalb der Versuchsplattform noch vier weitere, hier nicht abgebildete Wasseranschlüsse für die Zuführung eines weiteren Volumenstroms genutzt werden.

Der Ablauf wurde so konstruiert, dass durch eine ebenfalls 25mm starke Plexiglasscheibe ein Großteil des Kanalquerschnitts von oben her einsehbar ist. Dazu musste das Ablaufrohr auf die Rückwand des Ablaufs gelegt werden. Um den dadurch entstehenden seitlichen Einfluss auf das Strömungsfeld zu minimieren, ist im Inneren des Ablaufs ein Überlauf montiert. Für eine ungestörte Sicht von oben in den Wasserkanal auf die Messebene, sind eine unruhige Wasseroberfläche oder Luftblasen unterhalb der Plexiglasscheibe zu vermeiden. Das Wasser muss folglich komplett an der Scheibe anliegen. Um dies zu gewährleisten, wurde das Ablaufrohr außerhalb des Labors über die Höhe des Ablaufs hinaus nach oben gezogen. Die wenigen dann noch verbleibenden Luftblasen unter der Scheibe können mit einem magnetischen Algenentferner für Aquarienscheiben vor Messbeginn zu einer Entlüftungsbohrung neben der Plexiglasscheibe geschoben werden. Auf diese Weise konnten eine schräge Anordnung der Scheibe und die bei Verwendung optischer Messtechnik erforderlichen Korrekturen der damit einhergehenden Verzerrungen vermieden werden.

Die gesamte Wasserver- und -entsorgung des Wasserkanals geschieht über ein Rohrleitungssystem außerhalb des Labors. Das über zweieinhalb Stockwerke aufgebaute System wird dabei ausschließlich als offenes System betrieben. Das Rohrleitungssystem mit Tanks, Pumpen, Ventilen, Filtern, Volumenstrommessern, Entlüftungen etc. ist entsprechend dem Strangschemata in Abbildung 4.2 aufgebaut und besteht im Wesentlichen aus vier Gruppen: Hauptstrang, Nebenstrang, Bypass und Infrastruktur. Das System verfügt über eine Gesamtkapazität von 6m³ aufgeteilt auf zwei Tankgruppen. Die beiden dazugehörigen Pumpen können un-

Hauptstrang

Nebenstrang

Bypass

Kenndaten:

Tank Kapazität: 6m³
 Max. Volumenstrom: 50m³/h
 Querschnitt Messstrecke: 380mm x 410mm

Hallengrube

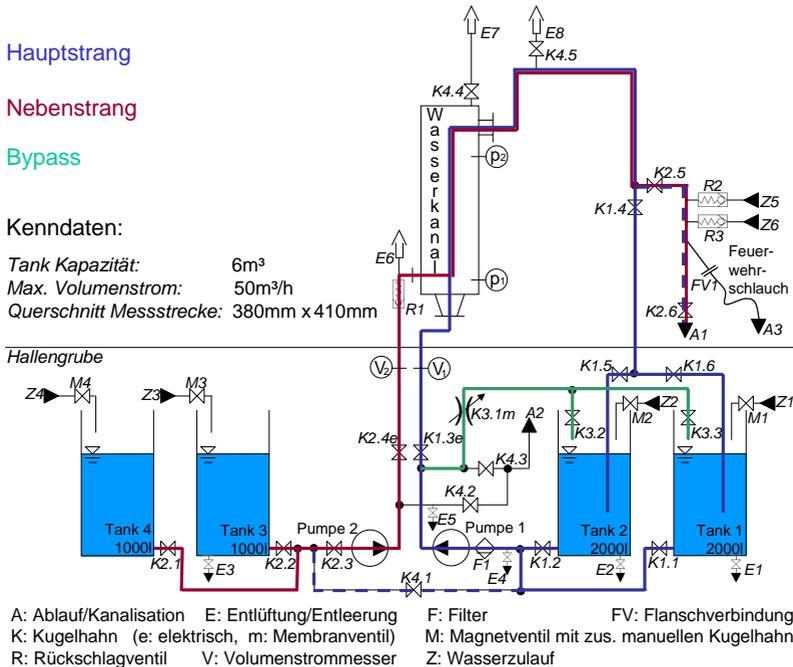


Abb. 4.2: Strangschema der Versuchsanlage

abhängig voneinander (Drehzahl-) geregelt werden, um die gewünschten Volumenströme zu realisieren. Für reine aerodynamische Untersuchungen kann das System im Kreislauf betrieben werden. Dabei wird das Wasser in den beiden größeren Tanks mit entsprechendem Seeding versetzt (Abschnitt 4.2.1) und über die Pumpe 1 und/oder Pumpe 2 durch den Wasserkanal und zurück in die Tanks gefördert. Für Mischungsuntersuchungen ist dies ohne nachträgliche Korrekturmaßnahmen oder parallele Referenzmessungen nicht möglich, da das nach Durchströmung der Messstrecke vermischte Wasser das Hintergrundsignal verfälscht (Abschnitt 4.2.2). Daher wird in diesem Fall das klare, die Verbrennungsluft abbildende Wasser in den Tanks 1 und 2 und das mit Fluoreszenzmittel eingefärbte, den Brennstoff darstellende Wasser in den Tanks 3 und 4 bereitgestellt und über die entsprechende Pumpe zum Versuchsobjekt gefördert. Nach Durchlaufen des

Wasserkanals wird der vermischte (Abgas-) Wasservolumenstrom der Kanalisation zugeführt. Das verwendete Fluoreszenzmittel muss daher den Bestimmungen der Stadtwerke zur Einleitung in die Kanalisation genügen und darf nicht umweltschädlich sein. Um für diese Versuche den, die Versuchsdauer beschränkenden, Vorrat an klarem Wasser (also den die Luftströmung repräsentierenden Volumenstrom) zu erhöhen, können die Tanks 1 und 2 während des Versuchsbetriebs wiederbefüllt werden. Die beiden Pumpenvolumenströme werden von magnetisch-induktiven Durchflussmessern bestimmt. Zur Sicherstellung einer gleichmäßigen Aufteilung des zweiten Volumenstroms auf die Brennstoffbohrungen werden die Volumenströme für die einzelnen Brennstoffzuführungen mittels Schwebekörper-Strömungsmesser überprüft. Der für die Aufteilung der Volumenströme entscheidende Druckverlust kann über Kugelhähne für alle Brennstoffzuführungen einzeln angepasst werden.

4.2 Laseroptische Messverfahren

Die laseroptischen Messmethoden Particle Image Velocimetry (PIV) und Laser induzierte Fluoreszenz (LIF) beruhen allgemein darauf, das zu untersuchende System mit Laserlicht zu beleuchten und anschließend die vom System emittierte Strahlung zu analysieren.

4.2.1 Particle Image Velocimetry (PIV)

Die Analyse aus PIV Messungen gewonnener isothermer, zweidimensionaler Strömungsfelder stellt eine wichtige Methode zur Beurteilung verschiedener Geometrievarianten hinsichtlich ihrer Eignung als stabiles Verbrennungssystem dar.

4.2.1.1 Physikalisches Prinzip

PIV basiert auf der kinematischen Definition der Geschwindigkeit als Verhältnis von zurückgelegtem Weg zu der dafür benötigten Zeit.

$$\vec{v} = \frac{\Delta \vec{s}}{\Delta t} \quad (4.1)$$

Das Prinzip dieser Messtechnik liegt demnach darin, eine Verschiebung des Aufenthaltsortes $\Delta \vec{r}$ eines der Strömung folgenden Partikels innerhalb einer gewissen Zeit Δt zu detektieren. Zur Visualisierung der Verschiebungen wird der Effekt der Mie-Streuung von (Laser-) Licht an Seeding-Partikeln, auch Tracer genannt, genutzt. Dabei werden die Photonen des einfallenden Laserlichts durch Reflexionen an den Seeding-Partikeln gestreut, ohne dass dabei ein Energieaustausch zwischen Photon und Partikel stattfindet. Daher entspricht die Wellenlänge des gestreuten und von einer Kamera zu detektierenden Lichts der des einfallenden Laserlichts. Die Partikel werden der Strömung vor dem Messbereich möglichst homogen beigemischt. Da die Geschwindigkeit der Strömung indirekt über die Verschiebung dieser Partikel gemessen wird, müssen diese in einer ausreichend hohen Konzentration vorliegen und der Strömung möglichst schlupffrei folgen. Dadurch ergeben sich Forderungen an die Größe, Form und Dichte der Partikel. Als grobe Faustregel gilt, dass zur Nutzung des Mie-Effekts der Partikeldurchmesser etwa im Bereich der Wellenlänge des einfallenden Laserlichts liegen ($D_p \geq \lambda$) und die Dichte der Partikel in etwa der der Trägerflüssigkeit entsprechen soll. Der eigentliche Messablauf besteht dann aus der Erfassung zweier Bilder, also eines zusammengehörigen Bildpaars des gewünschten Strömungsausschnitts innerhalb eines definierten Zeitintervalls Δt . Die in einem solchen Bildpaar festgehaltenen Daten bestehen im Wesentlichen aus der detektierten Position der Partikel zu einem bestimmten Zeitpunkt t_1 für das erste Bild und $t_2 = t_1 + \Delta t$ für das zweite Bild (Abbildung 4.3). Um aus diesen Basisdaten Informationen über das gesamte gemessene Strömungsfeld zu erhalten, müssen die Partikelpositionen in beiden Bildern verglichen und der von den Partikeln zurückgelegte Weg sowie die Bewegungsrichtung bestimmt werden. Da die Bestimmung der Geschwindigkeitsvektoren einzelner Partikel zu ungenau wäre, werden in der Regel Musterverschiebungen ausgewertet. Dafür werden die Aufnahmen zunächst in Interrogation Areas (IA) unterteilt, welche jeweils eine ausreichend große Anzahl an zu verfolgenden Partikeln aufweisen müssen. Für jede einzelne IA wird dann die mittlere, lokal wahrscheinlichste Partikelverschiebung mit Hilfe einer statistischen Auswertemethode, in diesem Fall einer zweidimensionalen Kreuzkorrelation, ermittelt. Bei bekanntem Δt zwischen den Einzelbildern des Bildpaars lässt sich daraus für jede IA ein Geschwindigkeitsvektor bestimmen. Alle ermittelten Geschwindigkeitsvektoren zusammen ergeben dann das Strömungsfeld.

Zur Erreichung einer statistischen Genauigkeit werden in der Regel viele Bildpaare hintereinander aufgenommen und die resultierenden instantanen Geschwindigkeitsfelder gemittelt. Aber auch die detaillierte Auswertung der Einzelbildpaare kann interessante Informationen über instationäre Vorgänge im Strömungsfeld lie-

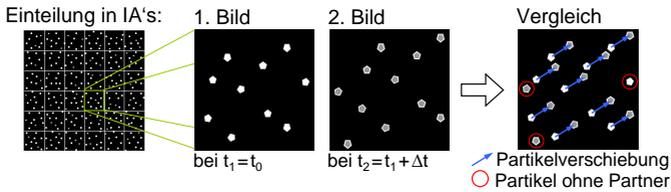


Abb. 4.3: Messprinzip PIV: Partikelverschiebung aus dem Vergleich zweier Einzelbilder

fern. Für einen detaillierteren Einblick in diese weit verbreitete Lasermesstechnik wird neben [Win07], [Wäs07] und [Kon10] auf die entsprechende Literatur verwiesen, z.B. [Dan00a], [Dan00b], [RWK98] und [ILA04].

4.2.1.2 Messtechnische Realisierung

Das verwendete PIV System wurde von der Firma Dantec Dynamics A/S zusammengestellt und verfügt unter anderem über einen Nd:YAG Doppelpuls laser mit zwei „cavities“. Mit Hilfe einer Frequenzverdopplungseinheit emittiert dieser Laser Licht der Wellenlänge $\lambda_L = 532 \text{ nm}$ und einer maximalen Pulsenergie von ca. 200 mJ pro Puls bei einer Pulslänge von $6\text{-}10 \text{ ns}$. Durch die zwei unabhängigen „cavities“ und einem bereits im Lasergehäuse gemeinsamen Laserpfad ist dieses System in der Lage, die Lichtpulse in einem sehr kurzen Abstand Δt von 300 ns bis 300 ms abzugeben. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde das Zeitintervall zwischen den zwei Bildern eines Bildpaars je nach Messebene und Volumenstrom zwischen $\Delta t = 0.05 \text{ ms}$ und 0.5 ms gewählt. Die maximale Wiederholrate je Laser dieses Systems liegt bei 15 Hz und ist daher für statistische Messungen (Mittelwert und Standardabweichung) gut geeignet. Echtzeitaufnahmen, wie z.B. zur Verfolgung einzelner Wirbelstrukturen im Wasserkanal selbst bei den relativ niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten im Wasserkanal jedoch nicht möglich. Durch eine entsprechende Lichtschnittoptik, bestehend aus einer Kombination von sphärischen und zylindrischen Linsen, kann das Laserlicht zu einem (ca. $1\text{-}2 \text{ mm}$ dicken) Lichtschnitt aufgespannt und mit Hilfe eines Laserarms auf die jeweilige Messebene justiert werden. Besonders wichtig für qualitativ hochwertige PIV Daten ist eine orthogonale Ausrichtung von Lichtschnittebene und Kamera (Abbildung 4.4 ohne Laserarm).

Für die Wasserkanaluntersuchung wurden dem Wasser runde Polyamide 12 Partikel [ILA10] mit einer Dichte von 1.016 g/cm^3 und mit einem mittleren Durch-

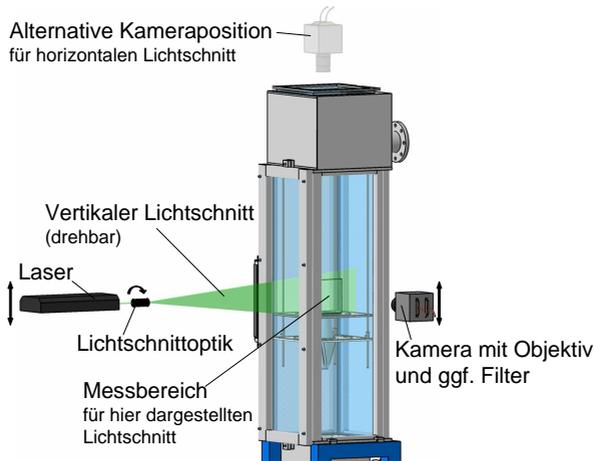


Abb. 4.4: Prinzipieller Versuchsaufbau am Wasserkanal für optische Messtechnik

messer von $20\mu\text{m}$ in einer Konzentration von ca. $100\text{g}/\text{m}^3$ als Seeding zugemischt. Speziell für die Aufnahmen der tangentialen Geschwindigkeitsprofile von stromab ist aufgrund der hohen Wassersäule über der Messebene allerdings ein Kompromiss zwischen ausreichendem Seeding für die Auswertung und nicht zu starker Trübung des Wasser zu finden. Das gestreute Laserlicht wird mit einer 80C60 Hi-Sense MK1 CCD Kamera in Kombination mit je nach Messebene unterschiedlichen Standardobjektiven (z.B. Nikkor AF 24 – 85mm / 2,8-4.0D) aufgenommen. Die Kamera erlaubt eine räumliche Auflösung von 1280×1024 Pixel.

4.2.1.3 Auswertung

Gängige Auswerteprogramme, wie z.B. auch der hier verwendete FlowManager oder VidPIV, stellen neben der schon genannten, standardmäßigen Kreuzkorrelation eine Vielzahl von Möglichkeiten zur Verfügung, mit denen sich die Qualität der Auswertung verbessern lässt. In geschlossenen Geometrien wie dem Wasserkanal kommt es beispielsweise häufig zu Reflexionen des Laserlichts. Da die Streuung des Laserlichts an den Partikeln verlustfrei erfolgt, hat das aufzuzeichnende Signal die identische Wellenlänge wie die Lichtquelle und damit auch deren Reflexionen. Diese Tatsache macht den Einsatz von entsprechenden Filtern unmöglich und zu-

sätzliche Bildbearbeitungsschritte wie etwa einen Hintergrundabzug notwendig, die das gewünschte Messsignal von den möglicherweise überlagernden Reflexionen und anderen Störsignalen trennen. Außerdem können Position und Orientierung der IAs variiert werden. Durch Verschiebung und Überlagerung dieser kann beispielsweise die Dichte der ermittelten Geschwindigkeitsvektoren erhöht werden. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Auswertungen wurde eine Überlappung von 50-75% in beide Raumrichtungen gewählt. Ferner werden eine Vielzahl von mathematischen Filtermethoden, z.B. zur Detektion von Fehlvektoren und Interpolationsmethoden, angeboten. Fehlvektoren entstehen beispielsweise durch Partikel, die die Messebene in planarer Richtung oder den Lichtschnitt in bildtiefen Richtung zwischen den Bildern eines Bildpaares verlassen oder neu hinzukommen. In dieser Arbeit hat es sich bewährt, lediglich ein sehr groben Filter zur Eliminierung extrem unwahrscheinlicher Geschwindigkeitsvektoren zu verwenden und an den verbleibenden Leerstellen den entsprechenden Geschwindigkeitsvektor aus der Umgebung zu interpolieren.

Die resultierenden Geschwindigkeitsfelder wurden in der Regel über 500 Bildpaare gemittelt und auf die mittlere Axialgeschwindigkeit im Brenneraustritt normiert. Bei dieser für das verwendete System messtechnisch vertretbaren Anzahl an Bildern und der damit einhergehenden Messzeit, bleiben nur leichte Unsymmetrien z.B. durch einen präzedierenden Wirbelkern im Strömungsfeld erhalten. Bis auf diese geringen Abweichungen ist die Symmetrie der Strömungsfelder zur Brennerachse generell gut. Deshalb wird nachfolgend nur eine Hälfte der Messebene dargestellt. Die gewählte Bildanzahl ist ausreichend, um die Mittelwerte und Standardabweichungen zu bestimmen, allerdings ist sie zu niedrig, um Größen 3. oder 4. Moments mit ausreichend hoher Genauigkeit abzuleiten, die teilweise für die Bestimmung turbulenter Größen nötig sind. Für präzise PDFs sind 500 Bildpaare ebenfalls zu wenig. Die Anzahl der in den später gezeigten Geschwindigkeitsprofilen zur besseren Unterscheidung mit unterschiedlichen Symbolen markierten Werte entspricht nicht der tatsächlichen Anzahl der Messpunkte, sondern ist zu Gunsten der Darstellung reduziert.

4.2.2 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)

Die zweite optische Messtechnik, die im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kommt, ist die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF). Die damit bestimmbaren planaren Konzentrationsfelder sollen in den verschiedenen Messebenen vor und im Bereich der Reaktionszone Auskunft über die Mischungsqualität der verschiede-

nen zu untersuchenden Brennstoffeindüsungsmethoden geben und somit Aussagen über die später zu erwartenden Emissionen erlauben. Der Vergleich der aus den jeweiligen Eindüsungstrategien resultierenden lokalen Mittelwerte und Standardabweichungen erlaubt zudem eine Bewertung der Rückschlagssicherheit.

4.2.2.1 Physikalisches Prinzip

Bei der LIF werden mit Hilfe eines schmalbandigen Lasers Moleküle angeregt, die wesentlich kleiner sind als die Wellenlänge des Laserlichts. Die einfallenden Photonen werden dabei zunächst von den zu untersuchenden Teilchen absorbiert. Dabei heben sie die Teilchen auf ein höheres energetisches Niveau und dort wiederum auf ein definiertes Vibrations- und Rotationsniveau (Abbildung 4.5). Die Energiedifferenz zwischen Grundzustand und Anregungszustand entspricht genau der Energie des einfallenden Photons. Folglich kann mit einer bestimmten Laserwellenlänge, das heißt einer bestimmten Photonenenergie, exakt ein molekülspezifischer Übergang vom Grundzustand in einen energetisch höheren, instabilen Quantenzustand angeregt werden. Nach ca. $10^{-8}s$ bis $10^{-5}s$ gibt das instabile Teilchen die zugeführte Energie wieder ab und kehrt in den energetisch niedrigeren, stabileren Quantenzustand zurück. Die Energieabgabe kann dabei durch Energieverlust infolge von Stößen mit anderen Teilchen (Quenching), durch Austauschvorgänge auf Vibrations- und Rotationsebene, oder aber durch Fluoreszenz, das heißt durch die Emission von Photonen (Lichtenergie) erfolgen (Abbildung 4.5). Dabei ist die Wellenlänge der absorbierten Strahlung im Vergleich zur emittierten Strahlung frequenzverschoben. Neben den gerade genannten Energieabgabemöglichkeiten können die Moleküle zudem durch Absorption mehrerer Photonen ionisiert werden oder infolge der Bestrahlung aufbrechen, bevor sie Strahlung emittieren (Prädissoziation). Durch die gezielte Wahl einer Molekül-Spezies und die Verwendung eines schmalbandigen Lasers mit entsprechender Wellenlängenabstimmung kann ein Energieübergang definiert werden, in dem die Prädissoziations- und Quenching-Effekte vernachlässigt werden können [BK07] und ein Großteil der angeregten Moleküle durch Photonen Emission (Fluoreszenz) dissoziiert. Die Intensität des emittierten Fluoreszenzsignals ist dann ein Maß für die Konzentration des angeregten Moleküls, die bis in den sub-ppm-Bereich bestimmt werden kann.

Aus diesem physikalischen Prinzip ergibt sich ein weites Einsatzgebiet für die LIF. So kann durch Zugabe von Fluoreszenzmitteln bzw. Tracern, also fluoreszierenden Farbstoffen in Flüssigkeiten, die Konzentrationsverteilung in ausgewählten

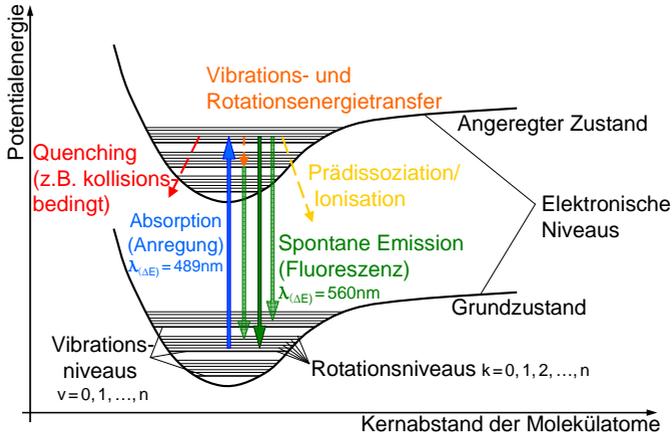


Abb. 4.5: Physikalisches Prinzip LIF: Schema der Teilchenanregung [Krö03]

Strömungsquerschnitten bestimmt werden. In der Verbrennungstechnik wird dies angewandt, um z.B. die Eindringtiefe von Brennstoffstrahlen oder die notwendige Mischrohrlänge sowie die Mischungseffektivität verschiedener Einbauten oder Eindüsungsmethoden etc. zu ermitteln und damit Aussagen über die zu erwartenden Emissionen zu gewinnen. Grundlagen zur LIF für Konzentrationsmessungen finden sich in [Wal86], während einige Beispiele sowie weitere Informationen zur Verwendung der LIF in Wasserkanalexperimenten in [ZLB⁺07], [LGP10], [Mil91] und [GGKP10] zu finden sind. Andere Anwendungen sowie detaillierteres Hintergrundwissen liefern [Krö03], [Win07], [Käs04] und [Ede01].

4.2.2.2 Messtechnische Realisierung

Für die Mischungsuntersuchungen im Wasserkanal dient ein Argon-Ionen-Laser im Multi-Line Betrieb als Lichtquelle. Mit Hilfe einer aus verschiedenen sphärischen und zylindrischen Linsen zusammengesetzten Optik wird auch hier der entsprechende Lichtschnitt aufgespannt. Als Tracer wurde Uranin¹, auch bekannt

¹ Uranin (u.a. auch als Lebensmittelfarbe verwendet) ist weder umwelt- noch gesundheitsschädlich und kann daher im Gegensatz zu den, wegen der hohen Quantenausbeute ebenfalls häufig verwendeten aber potentiell als krebserregend und erbgutverändernd geltenden, Tracermitteln Rhodamin B und Rhodamin 6G, nach dem Versuch direkt in die Kanalisation eingeleitet werden.

als Basacid Yellow 226 [BAS00], dem den Brennstoff abbildenden Wasservolumenstrom beigemischt. Uranin hat bei der verwendeten Lichtquelle den Emissionspeak bei einer Wellenlänge von etwa 560nm [Bra00]. Das vom Laser zur Verfügung gestellte Licht enthält unter anderem die Wellenlänge des Absorptionsmaximums des verwendeten Fluoreszenzfarbstoffes Uranin bei 489nm , wodurch sich eine hohe Fluoreszenzausbeute ergibt. Die Uranin Konzentration darf in der verwendeten Farbstoff-Wasserlösung den Wert von 10mg/l nicht übersteigen, da ansonsten aufgrund von Quenching die Fluoreszenzausbeute durch strahlungslose Übergänge abnimmt [Käs04]. Außerdem geht bei einer höheren Konzentration die im verwendeten Bereich von $0.01\mu\text{g/l}$ bis 1mg/l als linear angenommene Korrelation zwischen der Farbstoffkonzentration und der Emissionsintensität, die für die quantitative Auswertung notwendig ist, verloren.

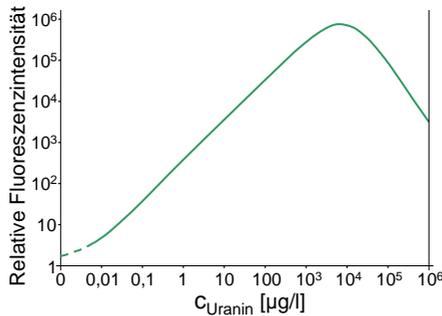


Abb. 4.6: Abhängigkeit der Fluoreszenz von der Uraninkonzentration in Wasser [Käs04]

Zur Detektion des Fluoreszenzsignals wird eine senkrecht zum Lichtschnitt ausgerichtete, lichtverstärkte Photron APX I² HS (Hochgeschwindigkeits-) Kamera verwendet. Um ausschließlich die Emission des Fluoreszenzmittels ohne Laserlicht und dessen Reflexionen zu detektieren, ist zwischen Objektiv und Kamera ein RazorEdge Sperrfilter LP532RU (Transmission von 539 bis 1200nm) installiert. Ansonsten ergibt sich für LIF prinzipiell der gleiche Versuchsaufbau wie er in Abbildung 4.4 für PIV dargestellt ist. Mit einer Aufzeichnungsrate von 250fps und einer räumlichen Auflösung von 1024×1024 Pixeln begrenzt die Speicherkapazität der Kamera die Messdauer auf 8s und damit auf 2048 Bilder pro Messung. Im Vergleich zu den zuvor beschriebenen PIV Messungen erlaubt die gewählte Aufzeichnungsrate in den hier durchgeführten Versuchen im Wasserkanal neben der statistischen Auswertung auch die zeitaufgelöste Verfolgung einzelner Struk-

turen. Aufgrund der verhältnismäßig veralteten Lichtquelle und daher vergleichsweise geringen Laserleistung konnte die Belichtungszeit nicht, wie unter anderem in ([BK07]), wesentlich unter 4ms pro Bild verkürzt werden. Das hat zur Folge, dass das aufgezeichnete Bild bereits eine gewisse Mittelung der Mischungsqualität durch die Strömungsführung darstellt. Die temporären Fluktuationen werden geglättet und verringern die tatsächlichen Werte der zeitlichen Standardabweichung. Trotz dieser vergleichsweise langen Belichtungszeit lassen sich aber klare Strukturen erkennen und das Bild wirkt kaum verwaschen.

4.2.2.3 Auswertung

Um quantitative Informationen aus dem Fluoreszenzsignal zu gewinnen und die Konzentrationsverteilungen etc. zu bestimmen, müssen die aufgenommenen Bilder nachbearbeitet und korrigiert werden. Unter anderem ist je nach Versuchsbedingungen und Auswertziel eine Hintergrund-, Gain-, Laserleistungs-, Lichtschnitt- und/oder Absorptionskorrektur sowie eine Konzentrationskalibrierung durchzuführen. Ein Hintergrund entsteht unter anderem durch den Dunkelstrom der lichtverstärkten Kamera (kann auch bereits durch Kameraoptionen korrigiert werden) oder durch aus der Umgebung einfallendes bzw. am Versuchsobjekt gestreutes Licht. Dieser je Pixel für alle Bilder konstante Offset kann mit Hilfe eines entsprechenden Hintergrundbildes, welches ohne das Messsignal (hier Fluoreszenzsignal) aufgezeichnet wird, von den einzelnen Messbildern abgezogen werden. Bei Einsatz einer lichtverstärkten Kamera ist bei Verwendung unterschiedlicher Verstärkungsfaktoren (Gain) auch eine Gainkorrektur durchzuführen. Dazu wird die kameraspezifische Gainkurve der Auswertung hinterlegt und die Messbilder mit dem entsprechenden Korrekturfaktor multipliziert. Im Fall einer stark schwankenden Laserlichtquelle kann optional auch eine Laserleistungskorrektur durchgeführt werden. Dabei werden simultan zur Messung die Laserleistung je Bild aufgezeichnet und die Leistungsschwankungen zwischen jedem Bild ebenfalls durch Multiplikation auf die mittlere Laserleistung korrigiert. Da der verwendete Argon Ionen Laser im Multi-Line Betrieb entsprechend der Spezifikation eine Stabilität von $\pm 0.5\%$ bei einem Rauschen von $\pm 0.2\%$ aufweist, konnte darauf verzichtet werden.

Die Aufnahmen weisen prinzipiell einen Intensitätsabfall zu den oberen und unteren Rändern des Lichtschnitts und in Laserstrahlrichtung auf. Das dritte Bild von links in Abbildung 4.7 zeigt dies anhand eines mit konstanter Fluoreszenzmittelkonzentration aufgenommenen Referenzbildes.

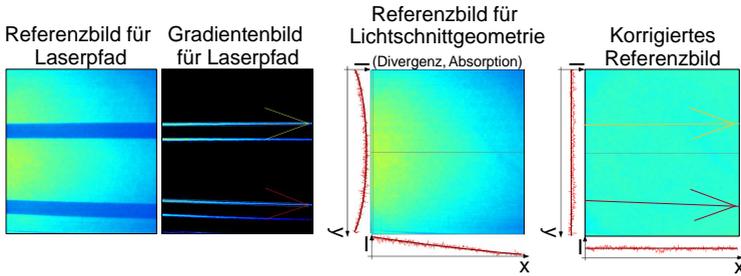


Abb. 4.7: Referenzbilder zur Lichtschnitt- und Absorptionskorrektur der LIF-Aufnahmen

Ursächlich dafür ist zum einen, dass ein Laserstrahl grundsätzlich eine in etwa gaußförmige radiale Intensitätsverteilung aufweist, die ohne besondere Maßnahmen auch bei Aufweitung des Laserstrahls zum Lichtschnitt erhalten bleibt. Da das Fluoreszenzsignal in weiten Bereichen proportional zur Intensität des Anregungslichts ist, ergibt sich an den oberen und unteren Rändern des Lichtschnitts der angesprochene Intensitätsabfall. Die Abschwächung in Laserstrahlrichtung, also von links nach rechts im Beispiel, ergibt sich neben der Strahlleistungsdichteabnahme durch die Divergenz des Laserstrahlengangs hauptsächlich durch die Absorption des Laserlichts durch die auf dem Strahlweg näher zur Lichtquelle gelegenen Fluoreszenzteilchen. Zum Ausgleich beider Effekte wird mit Hilfe von zwei Referenzbildern, analog dem ersten und dritten in Abbildung 4.7, eine Lichtschnitts- und Absorptionskorrektur durchgeführt. Mit dem ersten Referenzbild werden die jeweiligen Strahlpfade berechnet. Da der Ursprung eines Lichtschnitts als Punktquelle betrachtet werden kann, genügt es, zwei einzelne, idealerweise möglichst weit voneinander entfernte Strahlpfade zu detektieren, um deren Ursprung (Schnittpunkt der Strahlpfade) und den Öffnungswinkel (Divergenz) zu bestimmen. Dies gelingt am einfachsten durch Abschattung kleiner Bereiche des Referenzbildes homogener Konzentrationsverteilung. Entlang der entstehenden Intensitätsgradienten (zweites Bild von links in Abbildung 4.7) können die zwei Strahlpfade und damit alle verbleibenden Strahlpfade ermittelt werden. Mit Hilfe des zweiten, ebenfalls bei konstanter Konzentration, aber ohne Abschattung aufgezeichneten Referenzbildes und mit Kenntnis der aus dem ersten Referenzbild gewonnenen Lichtschnittgeometrie kann neben der gaußförmigen Intensitätsverteilung, also dem Strahlprofil im Lichtschnitt, die Absorptionslänge l_A mit Hilfe des Lambert-Beerschen Gesetzes bestimmt werden.

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu cx) = I_0 \exp(-x/l_A) \quad (4.2)$$

$$\text{mit } l_A = \frac{1}{\mu c} \quad (4.3)$$

Wegen der linearen Abhängigkeit des Fluoreszenzsignals von der Uraninkonzentration können die Intensitäten bei bekannter Absorptionslänge entlang jedes einzelnen Strahlpfads für jedes Einzelbild entsprechend korrigiert werden. Die intensitätskorrigierte Aufnahme, rechts in Abbildung 4.7 zeigt im Vergleich zum Ausgangsbild die erwartete konstante Konzentrationsverteilung ohne erkennbaren Abfall an den Rändern des Lichtschnitts oder in größerem Abstand zur Lichtquelle. Wichtig ist, dass diese Referenzbilder unter exakt den gleichen Bedingungen (Laser- und Kameraposition, Höhe der Wassersäule vor der Messebene, etc.) wie später im Experiment und bei einer homogenen Konzentrationsverteilung aufgenommen werden.

Anschließend können den Bildintensitäten noch absolute Konzentrationswerte zugeordnet werden. Die dafür notwendige Konzentrationskalibrierung basiert auf der Aufnahme eines Kalibrationsbildersets bei unterschiedlichen, aber bekannten und konstanten Konzentrationen, ähnlich den zuvor betrachteten Referenzbildern und ebenfalls unter denselben Bedingungen wie im dazugehörigen Experiment. Wichtig ist, dass diese Kalibrationsbilder vor der Bestimmung der Intensitäts-Konzentrationsabhängigkeit exakt genauso korrigiert werden, wie die dazugehörigen Messbilder, also auch hier neben einer Laserleistungs- und Gainkorrektur eine lichtschnittsabhängige Divergenz- und Absorptionskorrektur etc. durchgeführt wird. Auch wenn nach dieser Korrektur aufgrund des im betrachteten Bereich linearen Zusammenhangs zwischen Uraninkonzentration und Fluoreszenzsignal prinzipiell ein Kalibrationsbild zusammen mit dem Nulldurchgang (keine Intensität bedeutet auch kein Farbstoff und damit $c=0$) ausreichend ist, empfiehlt es sich, ein ganzes Set auszuwerten und die sich ergebende mittlere, lineare Trendlinie zu verwenden. Mit Hilfe dieser Trendlinie können die in den Messbildern ebenfalls zuvor korrigierten Pixelintensitäten direkt in absolute Konzentrationen umgewandelt werden. Die Konzentrationskalibrierung stellt folglich immer den allerletzten Schritt des Korrekturverfahrens dar. Mit Hilfe der beschriebenen Korrekturverfahren wurden die 2048 Einzelbilder je Messreihe immer in der gleichen Reihenfolge bearbeitet, bevor auf dieser Basis Mittelwertbilder erstellt und ausgewertet oder einzelne Zeitreihen genauer analysiert wurden [LaV09].

4.3 Wahl der Messebenen

Die beschriebenen Messverfahren sollen detaillierte Informationen über Geschwindigkeits- und Konzentrationsfelder in bestimmten Messebenen geben. Um in den nachfolgenden Kapiteln auf sich wiederholende Beschreibungen der jeweiligen Messebenen verzichten zu können, werden diese hier eingeführt. Für die in Kapitel 3 beschriebene Geometrie sind besonders die in Abbildung 4.8 dargestellten und nachfolgend nach ihrer Position benannten Messebenen von Interesse. Für die Bestimmung der axialen und radialen Geschwindigkeiten wurden die Messebenen „Brennkammer“ und „Mischrohr“ genutzt, wobei die Messebene „Brennkammer“ den vertikalen Mittelschnitt stromab des Brenneraustritts darstellt und die Messebene „Mischrohr“ die vertikale Mittelebene durch die Mischrohrachse über die gesamte Länge des transparenten Mischrohrs bilden. Für die tangentiale Geschwindigkeitsinformation wurde primär die zur Brennerachse senkrechte Messebene direkt am Brenneraustritt gewählt, in der alle Messgrößen über den gesamten Brenneraustrittsquerschnitt erfasst werden können.

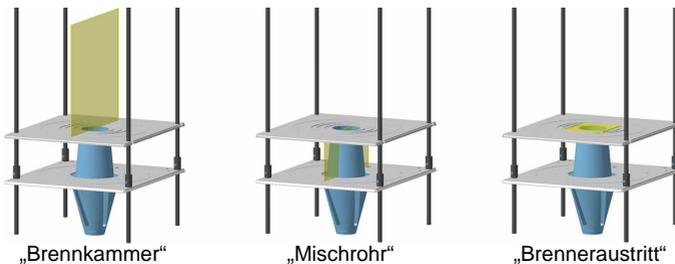


Abb. 4.8: Hauptmessebenen

Unter der Annahme einer axialsymmetrischen Strömung lässt sich aus dem am nächsten zum Brenneraustritt befindlichen, also dem in Strömungsrichtung ersten Axialgeschwindigkeitsprofil der „Brennkammer“-Ebene und einem Tangentialgeschwindigkeitsprofil der „Brenneraustritts“-Ebene die Drallzahl am Brenneraustritt berechnen. Die „Brenneraustritts“-Ebene stellt zusammen mit der „Mischrohr“-Ebene auch die Basis für die Mischungsuntersuchungen dar. Mischungsexperimente in der „Brennkammer“-Ebene sind aufgrund des in der inneren und äußeren Rückströmzone rezirkulierenden, bereits vermischten Wassers und der dadurch, wie in einem Vorversuch festgestellt, extrem schnellen Homogenisierung der Mischung nicht durchgeführt worden.

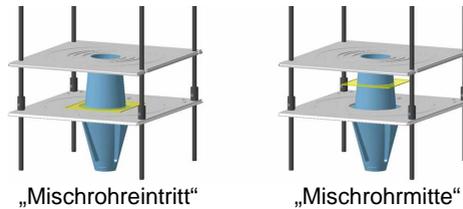


Abb. 4.9: Zusatzmessebenen

Für zusätzliche Informationen über die Tangentialgeschwindigkeit im Mischrohr wurden zwei weitere Messebenen genutzt: Eine am Übergang zwischen Drallerzeuger und Mischrohr, also am Mischrohreintritt und eine in der Mitte des Mischrohrs (Abbildung 4.9). Wegen der Montagesituation des Mischrohrs in der unteren Trennplatte konnte nicht unmittelbar am Mischrohreintritt sondern erst ca. 5mm weiter stromab, also direkt oberhalb der unteren Trennplatte gemessen werden. Zudem liegen die mittlere und untere Messebene in Kamerablickrichtung unterhalb der oberen Trennplatte, daher kann bei Messungen mit Kameraposition oberhalb des Wasserkanals durch die konische Form des Mischrohrs nicht der gesamte Mischrohrquerschnitt erfasst werden. Der Messbereich auf höheren Radien als der Mischrohraustrittradius wird von der oberen Trennplatte verdeckt.

4.4 Ähnlichkeitsbedingungen und Übertragbarkeit

Trotz moderner und stetig detaillierter werdender CFD-Methoden sind ähnlichkeitsbasierte Experimente immer noch von großer Bedeutung. Diese ermöglichen mit deutlich geringerem Kosten- und Zeitaufwand die Dimensionierung und Optimierung skalierten Modells. Dabei erlauben sie zudem meist auch eine bessere Zugänglichkeit für notwendige Messtechnik als im Originalsystem. Neben der gängigen Größenskalierung der Modelle im Vergleich zum Basissystem bietet sich in der Strömungstechnik auch häufig ein Wechsel des Strömungsmediums an. Das heißt, eine Originalströmung in der Gasphase (z.B. Luft) kann im Modell auch in einer Flüssigkeitsströmung (z.B. Wasser) untersucht werden. Aufgrund der geringeren kinematischen Viskosität bzw. höheren Dichte von Wasser können hier bereits mit niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten hohe Reynoldszahlen erreicht werden. Außerdem eignen sich Flüssigkeiten gut zur Sichtbarmachung der Strömungs- und Konzentrationsverhältnisse durch die einfache Zugabe löslicher Farbstoffe. Die genannten Vorteile setzen die Erfüllung von Ähnlichkeitsgesetzen

voraus, um eine verlässliche Übertragung der Ergebnisse auf das Originalsystem zu erlangen. Bei nur partieller Erfüllung der Ähnlichkeitsgesetze ist dementsprechend auch mit einer begrenzten Vorhersage- bzw. Übertragbarkeitsgenauigkeit zu rechnen. In der Praxis ist für die meisten komplexen Systeme, wie etwa für Verbrennungssysteme eine exakte und vollständige Berücksichtigung aller notwendigen dimensionslosen Kennzahlen nicht zu erzielen ([Sti90] und [Sch82]). Das gilt auch für die in dieser Arbeit durchgeführten isothermen Wasserkanalversuche. Den damit verbundenen Fragen nach den theoretisch einzuhaltenden sowie auch tatsächlich erfüllbaren Ähnlichkeitsbeziehungen und den daraus folgenden Grenzen der Übertragbarkeit geht dieser Abschnitt nach. Um die Übertragbarkeit und deren Grenzen darzustellen, werden in Folgendem die Ähnlichkeitsbeziehungen näher betrachtet.

In der Regel ist zunächst zwischen dem Originalsystem und dem abgeleiteten Modellsystem geometrische Ähnlichkeit zu erfüllen. Das heißt, alle Verhältnisse zwischen Linearabmessungspaaren

$$\left(\frac{l_1}{l_2}\right)_{Orig} = \left(\frac{l_1}{l_2}\right)_{Mod} \quad (4.4)$$

oder Flächenpaaren müssen gleich groß sein [LSW02].

$$\left(\frac{A_1}{A_2}\right)_{Orig} = \left(\frac{A_1}{A_2}\right)_{Mod} \quad (4.5)$$

Durch den Betrag einer bestimmten Referenzlänge, z.B. dem Brenneraustrittsdurchmesser D , ist bei Einhaltung der geometrischen Ähnlichkeit jede Modellgröße geometrisch eindeutig definiert. Das Verhältnis von zwei zusammengehörigen Linearabmessungen zwischen Original und Modell ergibt den Skalierungsfaktor, mit dem alle anderen Linearabmessungen bei bekanntem Original bestimmt werden können. Der Einhaltung dieser geometrischen Ähnlichkeit ist allerdings, z.B. durch die Nachbildung kleinster Einzelheiten oder auch hinsichtlich der Oberflächenbeschaffenheit (z.B. Rauigkeit), eine Grenze gesetzt. Für das hier betrachtete Verbrennungssystem spielt dies aber eine untergeordnete Rolle [Sig03].

Die Ähnlichkeit der fluiddynamischen Feldeigenschaften, also z.B. von Strömungs- und Konzentrationsfeld, ist eine weitere wesentliche Voraussetzung, um die Übertragbarkeit der Wasserkanalversuche zu gewährleisten. Hierunter fällt zunächst die Ähnlichkeit aller in das System (Original und Modell) ein- und

austretenden Massen- und Impulsströme. In einem Verbrennungssystem müssen demnach für Luft (Index L) und Brennstoff (Index Br) die entsprechenden Dichte-paare ρ_L, ρ_{Br} und Geschwindigkeitspaare u_L, u_{Br} die folgenden Proportionalitäten erfüllen:

$$\left(\frac{\rho_{Br}}{\rho_L}\right)_{Orig} = \left(\frac{\rho_{Br}}{\rho_L}\right)_{Mod} \quad (4.6)$$

$$\left(\frac{u_{Br}}{u_L}\right)_{Orig} = \left(\frac{u_{Br}}{u_L}\right)_{Mod} \quad (4.7)$$

Aus diesen Bedingungen folgt für die Massen- und Impulsstromdichten an den Systemrändern zwangsläufig auch:

$$\left(\frac{\rho_{Br}u_{Br}}{\rho_Lu_L}\right)_{Orig} = \left(\frac{\rho_{Br}u_{Br}}{\rho_Lu_L}\right)_{Mod} \quad (4.8)$$

$$\left(\frac{\rho_{Br}u_{Br}^2}{\rho_Lu_L^2}\right)_{Orig} = \left(\frac{\rho_{Br}u_{Br}^2}{\rho_Lu_L^2}\right)_{Mod} \quad (4.9)$$

Werden diese Forderungen erfüllt, sind alle Größen der Zu- und Abströmeigenschaften des Verbrennungssystems proportional miteinander gekoppelt. Das heißt alle Stromlinien, Linien konstanten Drucks sowie alle Verteilungsprofile, z.B. die radiale Geschwindigkeitsverteilung im Brenneraustrittsquerschnitt, verlaufen im Modell genauso wie im Original. Im Wasserkanal ist Gleichung 4.6 prinzipiell verletzt, da hier beide Massenströme, sowohl der Luft- als auch der Brennstoffmassenstrom, durch Wasser, also das selbe Medium gleicher Dichte abgebildet werden. Eine vollständige Ähnlichkeit zwischen Original und Modell ist daher nicht einzuhalten. Mit vertretbaren Einbußen an Übertragungsgenauigkeit gibt es hier jedoch zwei Möglichkeiten vorzugehen, um trotzdem eine möglichst gute Vergleichbarkeit zu erzielen.

Mit Verwendung der Proportionalität von Massen- und Impulsstrom anstelle der Massen- und Impulsstromdichten, ergibt sich die erste Variante.

$$\left(\frac{\rho_{Br}A_{Br}u_{Br}}{\rho_LA_Lu_L}\right)_{Orig} = \left(\frac{\rho_{Br}A_{Br}u_{Br}}{\rho_LA_Lu_L}\right)_{Mod} \quad (4.10)$$

$$\left(\frac{\rho_{Br} A_{Br} u_{Br}^2}{\rho_L A_L u_L^2} \right)_{Orig} = \left(\frac{\rho_{Br} A_{Br} u_{Br}^2}{\rho_L A_L u_L^2} \right)_{Mod} \quad (4.11)$$

Durch Miteinbeziehen der Einströmquerschnitte von Brennstoff und Luft können die in Gleichung (4.6) und (4.7) aufgestellten Zusammenhänge gleichwertig ersetzt werden durch:

$$\left(\frac{u_{Br}}{u_L} \right)_{Orig} = \left(\frac{u_{Br}}{u_L} \right)_{Mod} \quad (4.12)$$

$$\left(\frac{A_{Br}}{A_L} \right)_{Mod} = \left(\frac{A_{Br}}{A_L} \right)_{Orig} \frac{\left(\frac{\rho_{Br}}{\rho_L} \right)_{Orig}}{\left(\frac{\rho_{Br}}{\rho_L} \right)_{Mod}} \quad (4.13)$$

Dabei besagt Gleichung (4.13), dass das Querschnittsverhältnis A_{Br}/A_L nicht geometrisch ähnlich ist, sondern entsprechend dem unterschiedlichen Dichteverhältnis modifiziert werden muss. Angesichts der angestrebten, möglichst genauen Gesamtähnlichkeit bietet es sich an, den kleineren Brennstoffquerschnitt (bzw. die Brennstoffquerschnitte bei Mehrlochausführung) nach Gleichung (4.13) modifiziert zu dimensionieren und die Luftquerschnitte nach geometrischer Ähnlichkeit exakt zu skalieren [LSW02]. Bei dieser Variante wird also die nicht einzuhaltende Dichteähnlichkeit (Gleichung (4.6)) durch Modifikation der geometrischen Ähnlichkeit (Gleichung (4.5)) korrigiert, um die Geschwindigkeits-, Massen- und Impulsstromproportionalitäten (Gleichungen (4.7), (4.10) und (4.11)) einzuhalten.

Die zweiten Möglichkeit besteht darin, die Dichteunterschiede (Gleichung (4.6)) direkt über das Impulsstromdichteverhältnis (ISDV) (Gleichung (4.9)), also durch Modifikation der Geschwindigkeitsproportionalität (Gleichung (4.7)) aber bei Einhaltung der geometrischen Ähnlichkeit (Gleichung (4.5)) abzubilden. Dazu wird in Gleichung (4.9) die Dichte durch den Zusammenhang des Massenstroms $\dot{m} = \rho u A$ ersetzt [BK07]:

$$\left(\frac{\dot{m}_{Br} u_{Br}}{A_{Br}} \left(\frac{\dot{m}_L u_L}{A_L} \right)^{-1} \right)_{Orig} = \left(\frac{\dot{m}_{Br} u_{Br}}{A_{Br}} \left(\frac{\dot{m}_L u_L}{A_L} \right)^{-1} \right)_{Mod} \quad (4.14)$$

Bei weiterer Umformung mit $u = \dot{m}/\rho A$, kürzen sich die Flächenverhältnisse auf beiden Seiten von Gleichung (4.14), so dass sich folgende Skalierungsregel ergibt:

$$\left(\frac{\dot{m}_{Br}}{\dot{m}_L}\right)_{Mod} = \left(\frac{\dot{m}_{Br}}{\dot{m}_L}\right)_{Orig} \frac{\left(\sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_{Br}}}\right)_{Orig}}{\left(\sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_{Br}}}\right)_{Mod}} \quad (4.15)$$

Unter der Berücksichtigung, dass im Wasserkanal beide Massenströme die selbe Dichte haben, kürzt sich in Gleichungen (4.13) und (4.15) zusätzlich das Dichteverhältnis des Modells.

Beide vorgestellten Vorgehensweisen sind prinzipiell möglich und bieten je nach zu untersuchendem System unterschiedliche Vor- und Nachteile. Die Verletzung der geometrischen Ähnlichkeit in der ersten Variante kann z.B. die Grenzen der Fertigungsmöglichkeiten sprengen oder macht unter Umständen die Herstellung mehrerer Modelle zur Abbildung verschiedener Dichteverhältnisse nötig. Bei der zweiten Variante entfällt dieser Nachteil, da der Massenstrom in der Regel entsprechend variiert werden kann. Im Zuge der in dieser Arbeit zu untersuchenden Brennstoffflexibilität und der damit einhergehenden, unterschiedlichen Dichteverhältnisse im Originalsystem, sowie der guten Erfahrung mit der zweiten Skalierungsregel [BK07] wird hier die zweite Variante mit konstantem ISDV und geometrischer Ähnlichkeit verfolgt. Relevant wird diese Modifikation hauptsächlich für die Abbildung von Wasserstoff bzw. wasserstoffhaltigem Syngas. Denn bei der Betrachtung eines Erdgassystems liegt das Dichteverhältnis (Erdgas/Luft) bei in der Praxis gängiger Luftvorwärmung ohnehin bei eins. Für die in Kapitel 6 vorgestellten Versuche zur Brennstoffeindüsung bedeutet dies, dass im Wasserkanal für Erdgas ein auch für die Verbrennung in der Gasphase typisches Verhältnis von $\tau_{Br}=5\%$ repräsentativ ist². Für reinen Wasserstoff und Syngaszusammensetzungen (Tabelle 2.1) mit einem volumetrischen Heizwert zwischen $7.5MJ/m^3$ und $20MJ/m^3$ (MBTU nach [Bur04]) ist dagegen ein τ_{Br} von bis zu 10% notwendig, um die Ähnlichkeitsbedingung über das ISDV zu erfüllen. Für stark verdünnte Wasserstoffe oder LBTU Syngase ($H_u \leq 7.5MJ/m^3$) müssten noch höhere Verhältnisse realisiert werden. Dies war aufgrund der vorhandenen Pumpenleistung jedoch nicht möglich.

Im Hinblick auf die Strömungsvorgänge und die turbulenten Mischungsprozesse sind zusätzlich noch weitere, durch dimensionslose Kennzahlen ausgedrückte

2 In Kapitel 6 ist τ_{Br} als Volumen- bzw. Massenstromverhältnis ($\rho_{Wasser} \approx 1$) von dem, den Brennstoffvolumenstrom \dot{V}_{Br} abbildenden Wasserstrom zu dem, den Gesamtvolumenstrom $\dot{V}_{ges} = \dot{V}_{Luft} + \dot{V}_{Br}$ abbildenden Wasserstrom definiert. Daher ist das hier verwendete Verhältnis $\dot{m}_{Luft}/\dot{m}_{Br}$ entsprechend der Umrechnung $\dot{m}_{Luft}/\dot{m}_{Br} = \tau_{Br}/(1-\tau_{Br})$ höher als die angegebenen Werte für τ_{Br} .

Ähnlichkeitsbedingungen einzuhalten. Die wohl am häufigsten verwendete Ähnlichkeitskennzahl ist die bereits in Abschnitt 2.1 eingeführte Reynoldszahl.

$$Re_{Orig} = \left(\frac{u_{char} l_{char}}{\mu} \right)_{Orig} = \left(\frac{u_{char} l_{char}}{\mu} \right)_{Mod} = Re_{Mod} \quad (4.16)$$

Die Reynoldsähnlichkeit ist im laminaren und im schwach turbulenten Bereich eine wesentliche Ähnlichkeitsbedingung. Bei den hier betrachteten technischen Verbrennungssystemen, die üblicherweise im vollturbulenten Bereich betrieben werden, kommt ihr allerdings nur eine untergeordnete Bedeutung zu. Denn für vollturbulente Strömungen mit ausreichend hohen Reynoldszahlen ($Re > 6000$) besteht Selbstähnlichkeit zwischen den Feldverteilungen von zeitgemittelten Strömungsgeschwindigkeiten, den Makroturbulenzgrößen und den lokalen Mischungsgraden (Grobmischung). Die Strömungsgeschwindigkeit im Modell unterliegt demnach auch nur einer sehr groben Skalierungsvorschrift und kann bei ausreichend hoher Reynoldszahl gegenüber dem Originalsystem vergleichsweise frei gewählt werden. Allerdings sei angemerkt, dass auch unter vollturbulenten Bedingungen diese aufgrund der Selbstähnlichkeit durchsatzinvarianten Grundtendenzen von Effekten höherer Ordnung überlagert werden können. So besteht z.B. ein Reynoldszahl-einfluss auf mikroturbulente Mischungsstrukturen (Feinmischung) [Mil91] sowie bezüglich der Massenstromaufteilung durch die entsprechenden Druckverlustkoeffizienten der durchströmten Geometrie. [Bur09] und [IF86] zeigen beispielsweise, dass bei Variation der Strömungsgeschwindigkeit in Drosselscheiben oder Lochblechen der Druckverlustkoeffizient nicht vollständig proportional zur Reynoldszahl skaliert, sondern in geringem Umfang durchsatzabhängig ist. Simulationen und Experimente mit zu dieser Arbeit ähnlichen Verbrennungssystemen in [Kie05] und [Krö03] bestätigen leichte Abweichungen von der Selbstähnlichkeit. Daher ist auch für diese Arbeit zu erwarten, dass die für die Aerodynamik relevante Aufteilung κ_{ax} der drallfreien, axialen (\dot{V}_{ax}) und der drallbehafteten, tangentialen ($\dot{V}_{tan,S}$) Teilvolumenströme und damit das Gesamtströmungsfeld nicht absolut selbstähnlich skaliert.

$$\kappa_{ax} = \frac{\dot{V}_{ax}}{\dot{V}_{ax} + \dot{V}_{tan,S}} = \frac{\dot{V}_{ax}}{\dot{V}_{ges}} \quad (4.17)$$

Je höher κ_{ax} , umso größer ist der prozentuale Anteil am Gesamtvolumenstrom \dot{V}_{ges} , der durch den axialen Einlass drallfrei in den Brenner eintritt. Mögliche Auswirkungen auch vergleichsweise geringer Änderungen von κ_{ax} auf die Position der Rückströmblase sind dabei besonders zu beachten.

Neben der Reynoldszahl werden auch häufig noch die Froude-, Euler- und Schmidt-Zahl Ähnlichkeiten betrachtet [Zie82]. Als das Verhältnis von Trägheitskräften zu Schwerekräften ist die Froudesche Ähnlichkeit besonders dann eine wichtige Ähnlichkeitsbedingung, wenn Auftriebseffekte bzw. Dichteunterschiede die Flammgestalt signifikant beeinflussen [LSW02]. Für die hier untersuchten nahezu isothermen Strömungsfelder ist sie also vernachlässigbar.

$$Fr = \frac{u^2}{g l} \quad (4.18)$$

Die Eulersche Ähnlichkeit ist als das Verhältnis von Druckkräften zu Trägheitskräften in kompressiblen Medien ein entscheidender Parameter. Bei Einhaltung der zuvor betrachteten Impulsverhältnisse wird diese Ähnlichkeit aber bereits in guter Näherung erfüllt.

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho u^2} \quad (4.19)$$

Die Schmidt-Zahl gibt das Verhältnis von diffusivem Impulstransport zu diffusivem Stofftransport an und betrifft damit die Mischungscharakteristik auf den Mikroskalen.

$$Sc = \frac{\nu}{D} \quad (4.20)$$

Die Schmidt-Zahl ist für Luft ca. 1 und für Flüssigkeiten ca. 1000, woraus eindeutig ersichtlich wird, dass diese Ähnlichkeit im Wasserkanal nicht einzuhalten ist. Damit ist bei gleicher *Re*-Zahl auch die kleinskalige Mischung im Wasserkanal schlechter als im Gas-Luft System. Anhand einer Studie runder, turbulenter Jets zeigt [MD91] aber, dass in Wasser gemessene Mischungs-PDF's mit zunehmender Reynoldszahl schmaler werden. Das heißt die Mischungsfluktuationen werden geringer und das gesamte Mischungsfeld wird homogener. Außerdem zeigt er mit Bezug auf [Dow88] in [Mil91], dass für niedrige Reynoldszahlen die Standardabweichungen der Mischungsfluktuationen in Wasser-Wasser Mischungen deutlich höher sind als die in einer Luft-Ethylen (C_2H_4) Mischung. Mit Erhöhung der Reynoldszahl ($Re > 40 \cdot 10^3$) werden diese Unterschiede allerdings vernachlässigbar und die Mischung in beiden Strömungen nahezu reynoldsunabhängig. Um vergleichbare Ergebnisse zu erzielen, ist daher auch aus diesem Grund für die hier betrachteten Wasserkanaluntersuchungen eine ausreichend hohe Reynoldszahl zu

wählen. Da die Dichten von Erdgas, aber vor allem von Wasserstoff deutlich niedriger und dementsprechend die Diffusivitäten höher sind als für Ethylen, ist im Wasserkanal mit tendenziell höheren Mischungsfluktuationen zu rechnen als später im Verbrennungssystem.

Abschließend sind, wenn auch für die isothermen Wasserkanalversuche von geringerem Interesse, noch die für Verbrennungssysteme spezifischen reaktionskinetischen Ähnlichkeiten zu nennen. Viele reaktionskinetische Vorgänge wie beispielsweise die chemische Verbrennungsreaktion als auch die Schadstoffgenerierung (NO_x -Bildung etc.) hängen entscheidend von der Verweilzeit, also der Aufenthaltzeit in der Reaktionszone ab und unterliegen damit der Bedingung:

$$\left(\frac{l_{char}}{u_{char}}\right)_{Orig} = \left(\frac{l_{char}}{u_{char}}\right)_{Mod} \quad (4.21)$$

Unter der Voraussetzung ähnlicher Mischungs- und Temperaturfelder können mit Erfüllung dieser Bedingung ähnliche Reaktionsfelder und Spezieskonzentrationen erwartet werden. Speziell bei Vormischflammen besteht ein signifikanter reaktionskinetischer Einfluss auf das Ausbrandfeld, aber auch auf die Stabilität und die damit verbundenen Rückschlags- und Verlöschmechanismen. Gleichung (4.21) sollte daher besonders in skalierten Verbrennungsversuchen mit Hauptaugenmerk auf Emissionen und Stabilitätsgrenzen eingehalten werden. Diese Bedingung entspricht der Damköhler-Zahl, die das turbulente und das chemische Zeitmaß ins Verhältnis setzt und in Original und Modell ebenfalls vergleichbar sein sollte.

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_{chem}} = \frac{l_t s_l}{u_{rms} \delta_l} \quad (4.22)$$

Nach den diskutierten Ähnlichkeitsbedingungen sowie den genannten Einschränkungen bezüglich deren Einhaltung, wird nun auf die Übertragbarkeit bzw. Unterschiede der isothermen Experimente im Wasserkanal auf die Verbrennungsversuche bzw. das Originalsystem eingegangen. Die Überlagerung der isothermen Drallströmung mit der Verbrennung und die damit einhergehende Wärmefreisetzung bzw. Temperaturerhöhung führen zu einer thermischen Expansion der Verbrennungsgase und einer entsprechenden Abnahme der Fluidichte in der Brennkammer. Diese Dichteabnahme kann im Wasserkanal nicht abgebildet werden und die erzielten Ergebnisse bezüglich des Strömungsfelds stromab der Reaktionszone unterscheiden sich daher vom Original. Unter Berücksichtigung der Massenbilanz in einem eingeschlossenen System wird die Strömung im original Verbrennungssystem in axialer Richtung beschleunigt. Der Axialimpulsstrom erhöht

sich entsprechend seiner linearen Temperaturabhängigkeit, während der Drehimpulsstrom aufgrund der Drehimpulserhaltung weitestgehend unbeeinflusst bleibt. Folglich nimmt die lokale Drallzahl bei überlagerter Verbrennung ab. Bei steigender Temperatur kann dies zu einer Abnahme des in der inneren Rückströmzone rezirkulierenden Massenstroms und bei Unterschreiten einer kritischen Drallzahl zum Zusammenbruch des Wirbelaufplatzens führen. Daher wird bei der Auslegung eines Drallbrenners im Wasserkanal im Allgemeinen eine Drallzahl angestrebt, die ein wenig größer ist als die für eine aerodynamisch sichere Flammenstabilisierung notwendige Drallzahl im Verbrennungssystem. Der während dieser Arbeit in [SMS11] durchgeführte Vergleich zwischen dem isothermen Strömungsfeld aus dem Wasserkanal und unter ähnlichen Bedingungen durchgeführten OH*-Chemilumineszenzmessungen in einem Verbrennungsprüfstand zeigt, dass die Reaktionszone sehr gut mit der inneren Scherschicht des isothermen Strömungsfeldes zusammenfällt (Abbildung 4.10). Trotz des durch die Verbrennung generierten Dichtesprungs kann somit aus den kalten Messungen im Wasserkanal sehr gut auf die zu erwartende Flammenposition im Verbrennungsexperiment geschlossen werden.

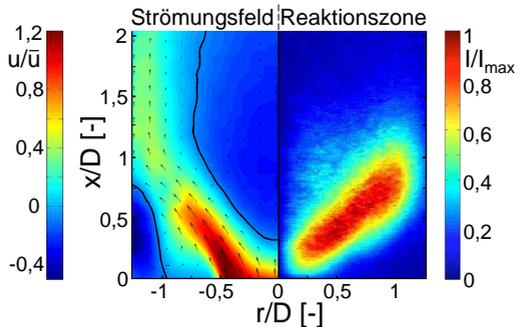


Abb. 4.10: Vergleich des Strömungsfelds aus dem Wasserkanal mit der Reaktionszone aus dem Verbrennungsprüfstand unter Ähnlichkeitsbedingungen [SMS11]

In Bezug auf messtechnische Fehlerquellen zeigt der von [LGP10] durchgeführte direkte Vergleich zwischen Geschwindigkeitsmessungen im Wasserkanal und Verbrennungsprüfstand, dass zwischen einer kalten Luft- und einer Wasserströmung prinzipiell eine sehr gute Übereinstimmung erzielt werden kann. Solange sich die Flamme außerhalb des Brenners befindet, gilt dies auch für das reagierende Strömungsfeld. Lediglich die Schwankungsgeschwindigkeiten liegen im Wasserkanal

etwas höher als die im Verbrennungsexperiment. Als Ursache dafür gibt [LGP10] die größeren Volumenstromschwankungen im Wasserkanal an. Dieser Unterschied zum Verbrennungsprüfstand wird aber durch die deutlich geringeren Mess- und Auswertefehler aufgrund homogenerer Seedingverteilung, geringerer Reflexionsprobleme und höherem Signal-Rauschverhältnis im Wasserkanal relativiert.

Dagegen ist die turbulente Feinmischung im Wasserkanal im Allgemeinen schlechter als in den Untersuchungen auf dem Verbrennungsprüfstand (Schmidt-Zahl). Auch aufgrund der höheren Diffusivität der gasförmigen Brennstoffe in Luft, insbesondere von Wasserstoff, kann in einer Flüssigkeitsströmung eine komplette Ähnlichkeit für die Mischungsvorgänge nicht erzielt werden. Aus messtechnischer Sicht zeigt [LGP10] in Bezug auf die Feinmischung aber, dass in Verbrennungsprüfständen trotz möglicher Einhaltung der Schmidt-Zahl Ähnlichkeit aufgrund des niedrigeren Signal-Rausch Verhältnisses mit einer deutlich größeren Unterschätzung der Konzentrationsfluktuationen zu rechnen ist als im Wasserkanal. In Kombination mit den Arbeiten von [Dow88] und [Mil91] kann also davon ausgegangen werden, dass bei ausreichend hohen Reynoldszahlen, einem ähnlichen ISDV und geometrischer Ähnlichkeit dennoch eine gute Übertragbarkeit erzielt werden kann.

Strömungsfeld und Konzentrationsfeld isothermer und reaktionsbehafteter, turbulenter, verdrahter Strömungen sind damit in guter Näherung vergleichbar. Mit den Ergebnissen aus isothermen Strömungsuntersuchungen können zwar keine Aussagen über den Einfluss der Reaktion bzw. Wärmefreisetzung auf das Strömungsfeld und die Mischungsgrößen etc. getroffen werden. Aber durch die Einhaltung der genannten Ähnlichkeitsbedingungen lässt sich eine sehr gute Übertragbarkeit erzielen. Die Wasserkanaluntersuchungen erlauben damit zuverlässige Angaben darüber, ob eine Veränderung im Strömungs- bzw. Konzentrationsfeld z.B. die Rückschlagsneigung begünstigt oder unterbindet und ist sehr effektiv, um Eindüsungsmethoden auszuwählen, die zu den niedrigsten NO_x -Emissionen führen. Diese qualitativen Aussagen ermöglichen somit die erfolgreiche Auslegung und Optimierung von Verbrennungssystemen im Wasserkanal und reduzieren die Anzahl der in den nachfolgenden Verbrennungstests zu untersuchenden Varianten auf solche mit technischem Umsetzungspotential.

5 Aerodynamik

Eine Aussage, ob und in welchem Maße eine Brennergeometrie für die aerodynamisch stabilisierte Vormischverbrennung bestimmter Brennstoffe geeignet ist, kann bereits bei Kenntnis des nicht reagierenden und ungestörten Strömungsfeldes getroffen werden [Bur09]. Ziel dieses Abschnitts ist es, durch die Analyse einer umfangreichen Datenbasis aus gemessenen Geschwindigkeitsfeldern die Wirkung der Designparameter des Brenners auf das isotherme Strömungsfeld zu bestimmen. Dies ist Voraussetzung für die zielgerichtete Auswahl und Kombination von Optimierungsmaßnahmen entsprechend der festgelegten Designkriterien (Abschnitt 2.6). Variationen der An- und Abströmbedingungen sowie Skalierungs- und Mehrbrennerversuche ergänzen die Datenbasis und zeigen die Auswirkungen der im Maschinenbetrieb relevanten (externen) Einflussfaktoren. Schließlich erfolgt die Auswahl einer Brennergeometrie. Diese soll ein Strömungsfeld generieren, das im ideal vorgemischten Fall, also ohne Brennstoffeindüsung im Drallerzeuger, eine optimale Flammenstabilisierung für Erdgas bzw. Methan ermöglicht. Die Kriterien für die gewünschte Grundaerodynamik sind dabei neben der Einhaltung der Designregeln die Position, Form und Stärke der Rückströmzone ohne Flamme, die radialen Geschwindigkeitsprofile stromauf der Stabilisierungszone und die resultierende Drallzahl.

5.1 Experimentelle Charakterisierung

Obwohl die vorliegende Arbeit ihren Schwerpunkt auf den experimentellen Studien hat, kamen bei der Vorauslegung der Experimente numerische Werkzeuge zum Einsatz. Die auf der Basis instationärer, isothermer und dreidimensionaler Simulationen berechneten Strömungsfelder dienen zur Grobauslegung der Geometrieparameter. Außerdem ermöglichten sie eine gute Vorauswahl von im Versuch aufwendiger zu variierenden Größen, wie etwa die Drallerzeugerlänge oder die aus der Kegeldicke resultierende Schlitztiefe. Zusätzlich erlauben diese Simulationen einen Einblick in den messtechnisch schwer zugänglichen Bereich innerhalb des Drallerzeugers und helfen damit, in den nachfolgenden Strömungsquerschnitten

auftretende Phänomene besser zu erklären. Ein Beispiel für eine berechnete Geometrievariante und die dazugehörigen Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsfelder sowie das Totaldruckfeld sind im Anhang A.3 zu finden. Für die Experimente im Wasserkanal wurde entsprechend dem in Kapitel 3 vorgestellten Konzept und den Ergebnissen der Simulationen ein Versuchsdrallerzeuger aus Plexiglas gefertigt. Dieser Drallerzeuger sollte die Variation möglichst vieler Designparameter erlauben. Dazu wurde das Modell so ausgelegt, dass einige Parameter, wie z.B. die Schlitzbreite oder der axiale Einlass, mit Hilfe entsprechender Einlegeteile oder Knetmasse an die gewünschten Dimensionen angepasst werden können. Zusätzlich wurden verschiedene Mischrohre sowie weitere Bauteile, wie z.B. Diffusor, Plenum und verschiedene Brennkammern, in einem Baukastensystem bereitgestellt. Die unter den nachfolgenden Abbildungen in Klammern angegebenen Konfigurationsbezeichnungen dienen in späteren Abschnitten der besseren Vergleichbarkeit und werden daher erst an entscheidender Stelle eingeführt.

5.1.1 Voruntersuchungen

Bevor die das Brennerdesign betreffenden Experimente vorgestellt werden, sollen zu Beginn dieses Kapitels einige Voruntersuchungen präsentiert werden. Diese dienen primär zur Validierung häufig getroffener Vereinfachungen bzw. Annahmen wie die Rotationssymmetrie des Strömungsfelds in Brenner und Brennkammer und die Selbstähnlichkeit der Geschwindigkeitsfelder bei hohen Reynoldszahlen.

5.1.1.1 Axialsymmetrie der Strömung

Da die PIV-Messtechnik ausschließlich planare Geschwindigkeitsinformationen¹ liefert, soll zunächst geprüft werden, inwiefern die Strömung radialsymmetrisch zur Brennerachse verläuft und somit die Verwendung eines einzelnen radialen Geschwindigkeitsprofils über den halben Strömungsquerschnitt repräsentativ für die Gesamtströmung in diesem Querschnitt ist. Neben dem Vergleich der linken und rechten Hälfte eines auf der Mischrohr- bzw. Brennkammermessebene ermittelten Geschwindigkeitsfelds bietet sich das über den kompletten Querschnitt bestimmte Tangentialgeschwindigkeitsfeld am Brenneraustritt an. In Abbildung 5.1 links ist ein solches Tangentialgeschwindigkeitsfeld am Brenneraustritt, wie es unmittelbar nach der Auswertung vorliegt, dargestellt.

¹ Auch 3D Stereo-PIV-Systeme liefern ohne entsprechend viele Messebenen über das Messvolumen nur planare Informationen, jedoch von drei anstelle von zwei Geschwindigkeitskomponenten

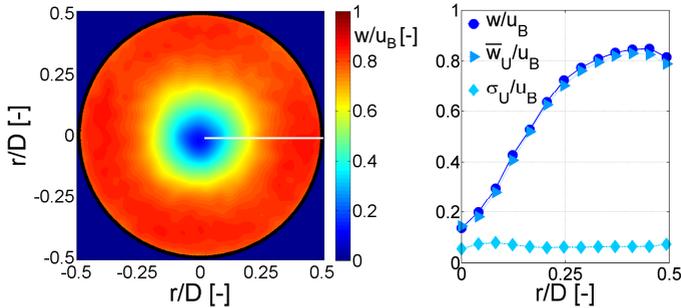


Abb. 5.1: Überprüfung der Axialsymmetrie des Strömungsfelds (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)

Das Diagramm rechts in Abbildung 5.1 zeigt das Geschwindigkeitsprofil (dunkelblaue Kreise) entlang der im Geschwindigkeitsfeld weiß gekennzeichneten Linie, das umfangsgemittelte Geschwindigkeitsprofil (mittelblaue Dreiecke) und die dazugehörige, über den Umfang ermittelte Standardabweichung (hellblaue Raute). Bereits im Geschwindigkeitsfeld ist leicht zu erkennen, dass das zeitgemittelte Strömungsfeld im Rahmen der Messgenauigkeit eine hohe Rotationssymmetrie aufweist. Der im Diagramm dargestellte Vergleich des umfangsgemittelten Geschwindigkeitsprofils mit dem aus dem Original ausgewählten Profil bestätigt dies durch die gute Übereinstimmung beider Profile. Die im Zentrum bei $r/D=0$ nicht vollständig auf „Null“ abfallende Tangentialgeschwindigkeit resultiert aus der an sich instationären Strömung und der zeitlichen Mittelung der Geschwindigkeiten über alle Einzelbilder der Messreihe in Kombination mit der anschließenden Filterung (bzw. Glättung) des Mittelwertbildes. Die auf die mittlere axiale Austrittsgeschwindigkeit normierte Standardabweichung liegt über den gesamten Radius bei ca. 7% und bestätigt damit die für ein einzelnes Profil beispielhaft dargestellte Axialsymmetrie für das gesamte Geschwindigkeitsfeld. Auch für andere Versuchskonfigurationen und für beide Hälften der verschiedenen Messebenen in Achsrichtung liegt die Standardabweichung in diesem Bereich, wobei Geometrien mit höherem Druckverlust (z.B. kleinere Schlitze) niedrigere Standardabweichungen (um 4%) und Geometrien mit niedrigerem Druckverlust höhere Standardabweichungen (bis max. 10%) aufweisen. Im Folgenden wird daher Rotationssymmetrie angenommen, so dass die Betrachtung einer Hälfte des Strömungsfeld ausreichend und auch für Drallzahlberechnungen die Verwendung eines einzelnen radialen Tangential- und Axialgeschwindigkeitsprofils über den halben Strömungsquerschnitt zielführend ist.

5.1.1.2 Selbstähnlichkeit der Strömung

Um die geforderten hohen Leistungsdichten und Lastwechseleigenschaften eines Verbrennungssystems zu erreichen, sind in der Regel hohe Strömungsgeschwindigkeiten mit daraus resultierenden Reynoldszahlen zwischen 60 000 und 120 000 erforderlich. Um den Durchsatzeinfluss in den Versuchsreihen zu quantifizieren, wurde die Selbstähnlichkeit der turbulenten Strömung ($Re > 6000$) des betrachteten Brenners im erwarteten Leistungsbereich überprüft. Dazu wurde die Basisgeometrie mit fünf verschiedenen Volumenströmen und den sich daraus ergebenden fünf verschiedenen Reynoldszahlen von 37 500 bis 112 500 ($Re_{Ref} \approx 75\,000$) vermessen. Abbildung 5.2 zeigt den Vergleich der axialen (obere Reihe) und der tangentialen (untere Reihe) Geschwindigkeitsfelder für die verschiedenen Reynoldszahlen in der Brennkammer und am Brenneraustritt, normiert auf die mittlere axiale Geschwindigkeit am Brenneraustritt der Referenzmessung.

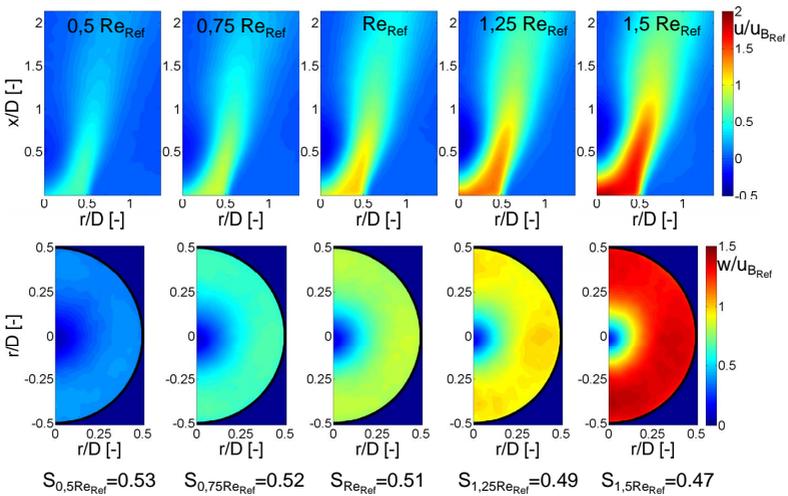


Abb. 5.2: Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsfelder bei verschiedenen Reynoldszahlen (b_3, l_2 , Setup C)

Es ist deutlich zu erkennen, dass sowohl die axialen als auch die tangentialen Geschwindigkeiten mit steigender Reynoldszahl (hier von links nach rechts) zunehmen. Für die Tangentialgeschwindigkeitsfelder kann auf den ersten Blick noch

Selbstähnlichkeit angenommen werden. Für die Axialgeschwindigkeitsfelder fällt mit steigender Reynoldszahl eine Verschiebung der Rückströmzone nach stromauf auf. Daraus ist sofort ersichtlich, dass die Axialgeschwindigkeitsprofile bei $x/D=0$ trotz hoher Reynoldszahlen nicht selbstähnlich sein können.

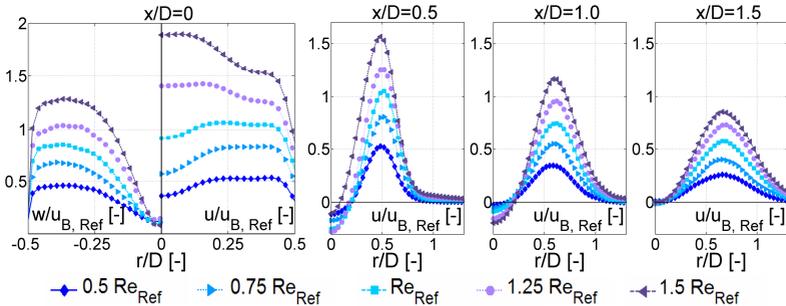


Abb. 5.3: Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsprofile bei verschiedenen Reynoldszahlen (b_3, l_2 , Setup C)

Noch deutlicher ist dies in Abbildung 5.3 in der rechten Hälfte des linken Diagramms zu sehen. Der für niedrigere Reynoldszahlen in Form der Delle in Achsnähe zu erkennende Einfluss der Rückströmzone verschwindet mit zunehmender Reynoldszahl bis auf der Achse sogar ein Maximum entsteht. Die Tangentialgeschwindigkeitsprofile in der linken Hälfte des gerade betrachteten Diagramms in Abbildung 5.3 sind dagegen vergleichsweise selbstähnlich. Infolge dessen ergibt auch die Drallzahlberechnung am Brenneraustritt mit steigender Reynoldszahl leicht abnehmende Drallzahlen (Abbildung 5.2). Bei Betrachtung der drei rechten Diagramme in Abbildung 5.3 fällt auf, dass sich mit zunehmendem Abstand vom Brenneraustritt (bei $x/D=0$) die Selbstähnlichkeit der Axialgeschwindigkeit wieder verbessert und spätestens ab $x/D=1$ gegeben ist. Ursache für diese bedingte Selbstähnlichkeit speziell nahe dem Brenneraustritt könnte die, schon im Abschnitt 4.4 (Reynoldssähnlichkeit) erwähnte, geringfügige Abhängigkeit der Massenstromaufteilung durch die Schlitze und den axialen Einlass von der Reynoldszahl sein. Eine leichte Erhöhung von κ_{ax} (des axialen Massenstromanteils) kann durchaus zu einer Verschiebung der Rückströmzone im hier dargestellten Ausmaß führen. Da alle nachfolgend präsentierten Messungen bei $Re \approx Re_{Ref}$ durchgeführt wurden, ist es wichtig, sich zu vergegenwärtigen, dass die Position des Wirbelauflaufens auf den Durchsatz reagiert, weshalb bei der Optimierung der Geometrie die Reynoldszahl im Maschinenbetrieb zu berücksichtigen ist.

5.1.2 Drallerzeuger

Während der Vorauslegung der Gesamtaerodynamik mit Hilfe von numerischen Simulationen (Anhang A.3) wurden die Schlitzbreite und die Ausführung des Axialeinlasses als die einflussreichsten Stellgrößen identifiziert. Beide werden daher im Folgenden experimentell genauer untersucht.

5.1.2.1 Axialeinlass

Um die Rolle der Kopfluft bzw. des axialen Luftimpulses detaillierter zu untersuchen, wird in dieser Messreihe das axiale Öffnungsverhältnis (Setup A) und der axiale Volumenstrom für einen definierten axialen Impuls (Setup B) variiert.

Für Setup A wurde ein schmaler Schlitz senkrecht zur Brennerachse, mittig des axialen Einlasses in den Drallerzeugerkopf eingebracht. In diesen Schlitz (Abbildung 5.4) können verschiedene Lochbleche mit unterschiedlicher freier Lochfläche A_f eingesetzt werden. Auf diese Art und Weise können sechs verschiedene Öffnungsverhältnisse realisiert werden: 0% (total verschlossener axialer Einlass), 30%, 40%, 51%, 63% und 100% (vollständig geöffneter axialer Einlass).

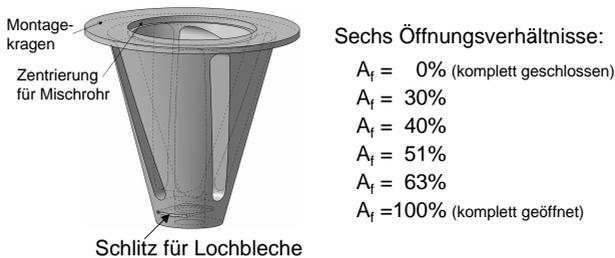


Abb. 5.4: Setup A, Variation des axialen Öffnungsverhältnisses am Drallerzeuger

Diese Konfigurationen erlauben eine Regulierung des axialen Volumenstroms, der sog. Kopfluft. Das Verhältnis κ_{ax} zwischen axialem Volumenstrom und dem Gesamtvolumenstrom stellt sich dabei entsprechend dem Druckverlust ein. Abbildung 5.5 zeigt die PIV Ergebnisse für das axiale Geschwindigkeitsfeld in der Brennkammer (obere Reihe) und das tangentielle Geschwindigkeitsfeld am Brenneraustritt (untere Reihe) für die verschiedenen Öffnungsverhältnisse.

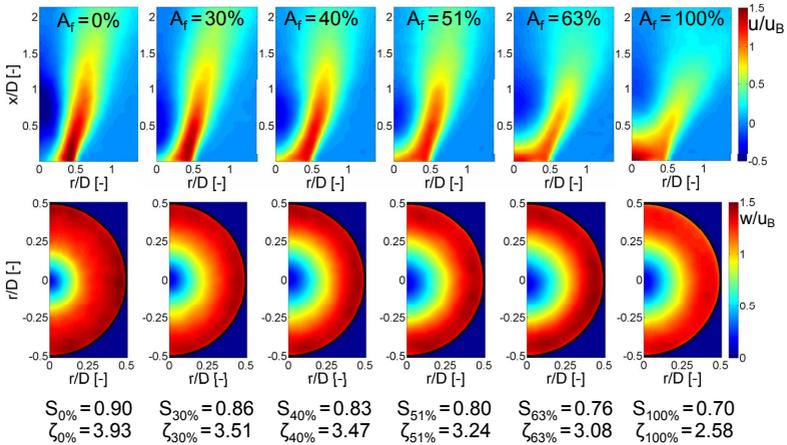


Abb. 5.5: Geschwindigkeitsfelder bei Variation des axialen Öffnungsverhältnisses (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup A)

Für den komplett verschlossenen axialen Einlass (0%) beginnt die Rückströmzone unmittelbar am Brenneraustritt. Mit Erhöhung des Öffnungsverhältnisses wird das Wirbelaufplatzen immer weiter nach stromab verschoben, bleibt aber auch bei vollständiger Öffnung des Axialeinlasses noch erhalten. Des Weiteren fällt eine leichte Vergrößerung des Strömungsöffnungswinkels mit zunehmender freier Lochfläche A_f auf. Die normierten tangentialen Geschwindigkeitsfelder und -profile (Abbildung 5.5 und 5.6) für 30% - 100% zeigen keine großen Unterschiede; Tangentialgeschwindigkeit und Wirbelkernradius bleiben annähernd konstant. Entscheidend ist aber, dass alle Konfigurationen den favorisierten, vergleichsweise großen Wirbelkern von ca. 80-95% aufweisen und dieser Teil der Designstrategie damit entsprechend umgesetzt werden konnte. Das gilt auch für die Messung mit komplett verschlossenem axialen Einlass und dem tendenziell kleinsten Wirbelkernradius. Aufgrund der ähnlichen Tangentialgeschwindigkeitsprofile, ist der klare Abfall der Drallzahl mit zunehmendem Öffnungsverhältnis (unten in Abbildung 5.5) maßgeblich durch die, in Folge der Verschiebung der Rückströmzone, deutlich unterschiedlichen Axialgeschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt (Abbildung 5.6) zu begründen. Die Interaktion der Axialströmung mit der Drallströmung zeigt somit ebenfalls bereits bei dieser sich frei einstellenden Volumenstromaufteilung die gewünschte Wirkung. Das heißt, die Erhöhung der Axialgeschwin-

digkeit auf der Brennerachse und die damit einhergehende Totaldruckerhöhung im Zentrum der Strömung kann bis zum Brenneraustritt aufrecht erhalten und gezielt zur Verschiebung der Rückströmzone und zur Reduzierung des Dralls eingesetzt werden. Zudem fällt auf, dass sich unabhängig von A_f alle Axialgeschwindigkeitsprofile bei ca. $0.3x/D$ schneiden. Der Druckverlustbeiwert liegt für alle Konfigurationen im für Gasturbinenbrenner typischen Bereich (unten in Abbildung 5.5), fällt aber mit zunehmenden Öffnungsverhältnis deutlich. Dieser Abfall resultiert einerseits aus der Vergrößerung des Einströmquerschnitts. Andererseits nimmt die Versperrung des Brenneraustrittsquerschnitts durch die Rückströmzone, wie in den Axialgeschwindigkeitsprofilen (Abbildung 5.6) zu erkennen, mit zunehmendem Öffnungsverhältnis ab.

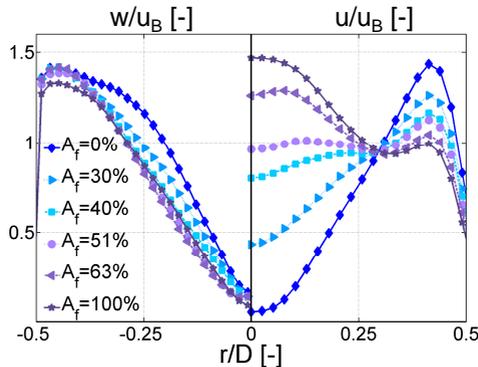
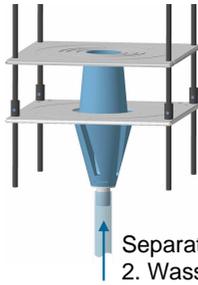


Abb. 5.6: Geschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt bei Variation des axialen Öffnungsverhältnisses (b_2 , l_2 , Re_{Ref} , Setup A)

Für Setup B wird ein zweiter Wasserzulauf direkt mit dem komplett freien (d.h. ohne Lochblech versehenen) axialen Einlass verbunden (Abbildung 5.7). Durch eine zusätzliche Wasserversorgung können so ein definierter Volumenstrom und damit ein definierter axialer Impuls auf der Achse in den Drallerzeuger eingebracht werden und dessen Auswirkungen analysiert werden. Außerdem lässt sich der axiale Volumenstrom bzw. Axialimpuls in einem deutlich größerem Bereich variieren, als dies mit der gerade vorgestellten Variation der freien Lochfläche aus Setup A möglich ist. Das Volumenstromverhältnis κ_{ax} zwischen Axial- und Gesamtvolumenstrom wird von 0% bis 20% in 5% Schritten variiert.



Volumenstromverhältnisse:

$$(K_{ax} = V_{ax} / (V_{ax} + V_{tan, s}) = V_{ax} / V_{Ges})$$

$K_{ax} = 0\%$ (kein axialer Volumenstrom)

$K_{ax} = 5\%$

$K_{ax} = 15\%$

$K_{ax} = 20\%$

Separat geregelter
2. Wasserzulauf

Abb. 5.7: Setup B, Realisierung axiale Wasserzufuhr

Die PIV Ergebnisse dieser Versuchsreihe sind in Abbildung 5.8 dargestellt, wobei in der oberen Reihe wieder die axialen und in der unteren Reihe die tangentialen Geschwindigkeitsfelder zu finden sind.

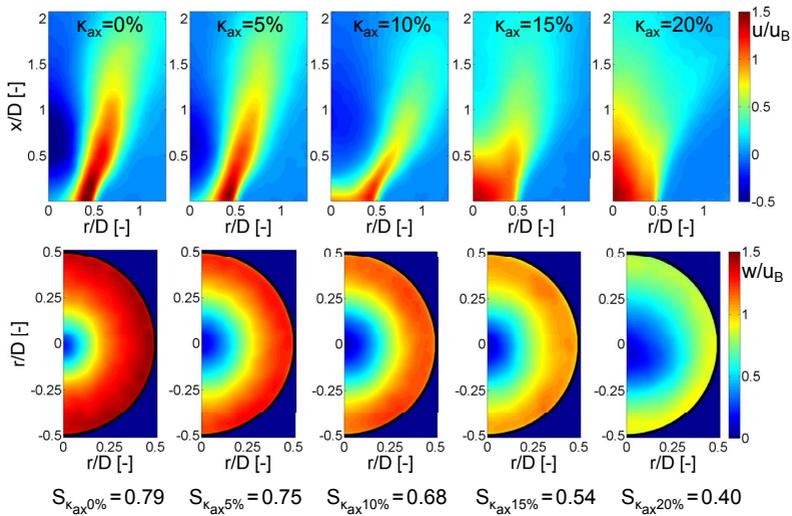


Abb. 5.8: Geschwindigkeitsfelder mit verschiedenen axialen Volumenstromverhältnissen (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup B)

Mit einer unmittelbar am Brenneraustritt beginnenden Rückströmzone entspricht das Strömungsfeld mit 0% axialem Volumenstrom dem aus Setup A mit geschlossenem Axialeinlass. Mit steigendem Volumenstromverhältnis wird das Wirbelaufplatzen auch hier immer weiter nach stromab verschoben, bis sich bei 15% axialem Volumenstromanteil nur noch eine schwache, weit stromabliegende Rückströmzone ausbildet, die dann bei 20% axialem Volumenstromanteil vollständig verschwindet. Auch der Öffnungswinkel der Strömung variiert hier deutlich stärker als in Setup A. Das heißt, bis zu $\kappa_{ax}=10\%$ nimmt er wie zuvor in Setup A zu, bevor er mit weiter steigendem Axialimpuls und abnehmendem Drall wieder abnimmt und sich mit weiterer Reduzierung des Dralls dem unverdrallten Freistrahlsinkel annähert. Ursächlich dafür ist die Versperrung des Brenneraustrittsquerschnitts durch die unmittelbar folgende Rückströmzone und die damit einhergehende Verlagerung des Axialimpulses von großen auf kleine Radien. Solange sich die Rückströmzone relativ nah am Brenneraustritt befindet, verhält sich die Tangentialgeschwindigkeit ähnlich wie in Setup A (Abbildung 5.9). Für die Fälle ab ca. 10% bis 20% Volumenstromverhältnis nimmt die Tangentialgeschwindigkeit jedoch deutlich ab. Der direkte Vergleich von Setup A mit B zeigt, dass der 5% Fall noch am ehesten mit einem Öffnungsverhältnis von 30% aus Setup A vergleichbar ist, auch wenn der Einfluss der Rückströmzone auf das axiale Brenneraustrittsprofil in Setup B noch stärker ausgeprägt ist als in Setup A (Abbildung 5.9). Aber bereits das Strömungsfeld für $\kappa_{ax}=10\%$, das zwar in der Position der Rückströmzone noch vergleichbar mit einem Öffnungsverhältnis von 51% bis 63% aus Setup A ist, zeigt deutlich größere Öffnungswinkel als die Varianten aus Setup A. Ein prinzipieller Unterschied zwischen Setup A und B liegt außerdem im unterschiedlichen Turbulenzlevel des Axialvolumenstroms beim Eintritt in den Drallerzeuger. Durch die Verwendung eines Lochblechs in Setup A wird in der axialen Strömung Turbulenz generiert. Die axiale Strömung in Setup B hat hingegen eine vergleichsweise lange Einlaufstrecke, so dass bei Eintritt in den Drallerzeuger eine voll ausgebildete turbulente Rohrströmung vorliegt, die weniger Turbulenz aufweist. Inwiefern dies die oben genannten Unterschiede erklärt, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht vollständig geklärt werden. Der Druckverlust für Setup B wurde nicht bestimmt, da die Schlitze und der Axialeinlass aus unterschiedlichen Druckreservoirs gespeist werden und damit der Druck vor dem Drallerzeuger nicht eindeutig definiert ist.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass sich durch Erhöhung des Axialimpulses (Setup B) das Geschwindigkeitsfeld signifikant beeinflussen lässt. Auch mit Setup A kann das Strömungsfeld verändert werden, allerdings nicht so extrem wie in Setup B. Für die Entwicklung eines brennstoffflexiblen Brenners ist dieses Ergebnis entscheidend: Durch den niedrigeren volumetrischen Heizwert von Syngas

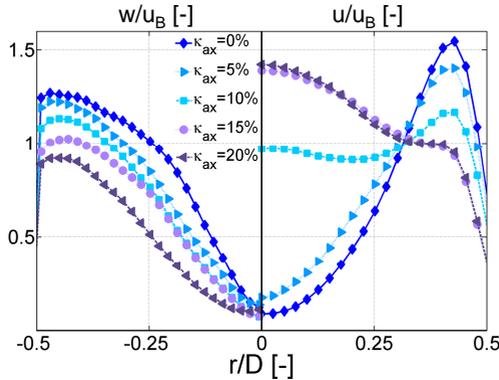


Abb. 5.9: Geschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt mit verschiedenen axialen Volumenstromverhältnissen (b_2 , l_2 , Re_{Ref} , Setup B)

und Wasserstoff im Vergleich zu Erdgas ist ein höherer Brennstoffvolumenstrom notwendig, um die gleiche Brennerleistung zu erzielen. Für die Erdgasverbrennung ist ein Strömungsfeld mit hoher Drallzahl und einer starken Rezirkulationszone zu bevorzugen, während für Syngas und Wasserstoffverbrennung ein Strömungsfeld mit geringem Drall und einem späten bzw. keinem Wirbelaufplatzen günstiger ist. Die vorgestellten PIV-Ergebnisse zeigen, dass beide Ziele durch den Einsatz von zusätzlichem axialen Impuls auf der Brennerachse erreichbar sind.

5.1.2.2 Schlitzbreite

Um den Einfluss der Schlitzbreite auf die Brenneraerodynamik zu untersuchen, wurde der Drallerzeuger mit der größtmöglichen Schlitzbreite b_5 gefertigt. Diese ergibt sich aus dem Durchmesser des Innenkonus am stromauf gelegenen Schlitzanfang, an welchem die Schlitzte gerade nicht ineinander greifen. Mit verschiedenen Einlegeteilen und Knetmasse kann die Schlitzbreite in vier weiteren Schritten (Abbildung 5.10) reduziert werden. Als Referenz wird die Breite b_2 gewählt. Mit diesen Konfigurationen kann die Drallintensität und der Totaldruckverlust des Brenners in einem großen Bereich variiert werden. Speziell im Bereich der Flammenstabilisierung ergeben sich damit deutliche Veränderungen, wie die PIV-Ergebnisse des Beispiels mit $A_f=50\%$ (Setup A) in Abbildung 5.11 zeigen.

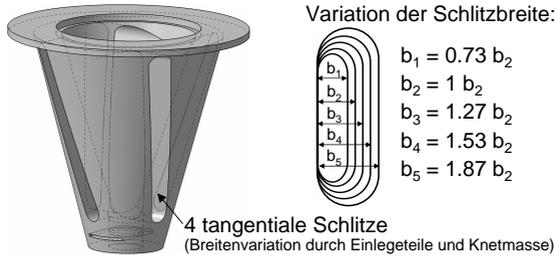


Abb. 5.10: Variation der Schlitzbreite

Die in der Brenneraustrittsebene berechnete Drallzahl (unten in Abbildung 5.11) fällt wie erwartet mit Zunahme der Schlitzbreite ab. Der Grund für den nicht linearen Abfall ist auch hier unter anderem in der unterschiedlichen Position der Rückströmzone relativ zur Messebene für die Drallzahlbestimmung zu finden, da die daraus resultierenden Axialgeschwindigkeitsprofile direkt in die Berechnung der Drallzahl eingehen (Abschnitt 2.1.3).

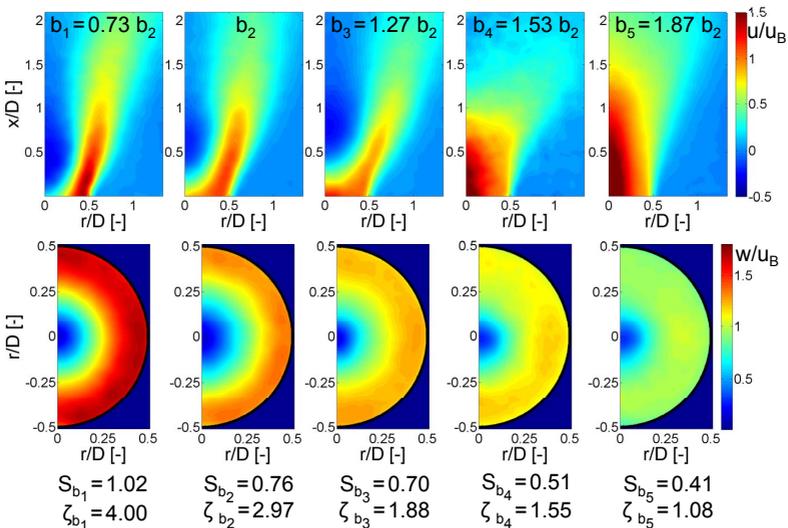


Abb. 5.11: Geschwindigkeitsfelder bei Schlitzbreitenvariation (l_2, Re_{Ref} , Setup A-50%)

Das Axialgeschwindigkeitsfeld (obere Reihe in Abbildung 5.11) zeigt, dass mit größerer Schlitzbreite und kleinerem Drall die Rückströmzone immer weiter nach stromab verschoben wird. Außerdem wird der Öffnungswinkel der Strömung größer, sobald der Beginn der Rückströmzone deutlich stromab des Brenneraustritts liegt und nimmt dann mit reduziertem Drall wie zuvor ab, um sich dem unverdrallten turbulenten Freistrahln anzunähern. Auffällig ist auch der damit einhergehende deutliche Sprung im Wirbelkernradius in den Tangentialgeschwindigkeitsfeldern und -profilen in Abbildungen 5.11 und 5.12 zwischen den Schlitzbreiten b_2 und b_3 . Der für den späteren Maschinenbetrieb relevante Druckverlust nimmt mit breiteren Schlitzen ebenfalls ab (unten Abbildung 5.11) und auch hier ist die Abhängigkeit von der Versperrung des Brenneraustritts besonders zwischen b_2 und b_3 zu beobachten.

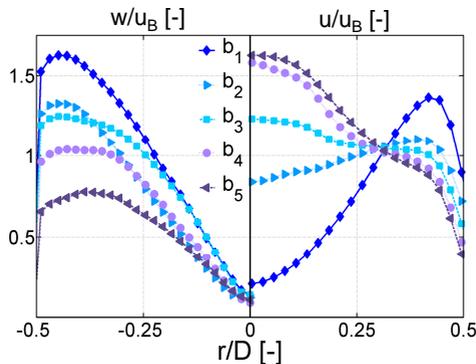


Abb. 5.12: Geschwindigkeitsprofile bei Schlitzbreitenvariation (l_2 , Re_{Ref} , Setup A-50%)

Die Schlitzbreite prägt damit entscheidend die Aerodynamik und muss so gewählt werden, dass durch den Axialimpuls noch eine ausreichend hohe Beeinflussbarkeit gegeben und trotzdem eine sichere Stabilisierung einer Methanflamme an der Rückströmzone außerhalb des Brenneraustritts gewährleistet ist. Schlitzbreite b_1 weist ein axiales Strömungsfeld mit einem in den Brenner hineinragenden Wirbel auf. Zur Vermeidung von CIVB und/oder Flammenrückschlag in der Kernströmung ist dies aber zu vermeiden. Die Schlitzbreiten b_4 und b_5 zeigen für die Flammenstabilisierung von Methan bzw. Erdgas eine zu niedrige Drallintensität mit zu spätem oder gar keinem Wirbelaufplatzen. Daher werden nur die Schlitzbreiten b_2 und b_3 weiter verfolgt.

5.1.3 Mischrohr

Dem Designkonzept folgend sollte eine längere Mischstrecke aufgrund der längeren Verweilzeit zu einer verbesserten Mischungsqualität führen und die NO_x -Werte auf das niedrige Niveau einer extern ideal vorgemischten Flamme reduzieren. Um den Einfluss der Mischrohrlänge auf die Aerodynamik des Verbrennungssystems zu ermitteln, werden nach dem Drallerzeuger drei verschiedene Mischrohre montiert und das jeweils resultierende Strömungsfeld vermessen. Abbildung 5.13 zeigt die drei verwendeten Mischrohrängen mit gleichbleibendem Eintritts- und Austrittsdurchmesser. Mit der Länge ändert sich damit auch die Konizität der einzelnen Mischrohre. Die unterschiedlichen Mischrohre sind aus Plexiglas gefertigt und erlauben optischen Zugang. Daher konnten zusätzlich das axiale Geschwindigkeitsfeld in der vertikalen Mittelebene des Mischrohrs und in den horizontalen Ebenen in der Mischrohrmitte und am Mischrohreintritt² vermessen werden.

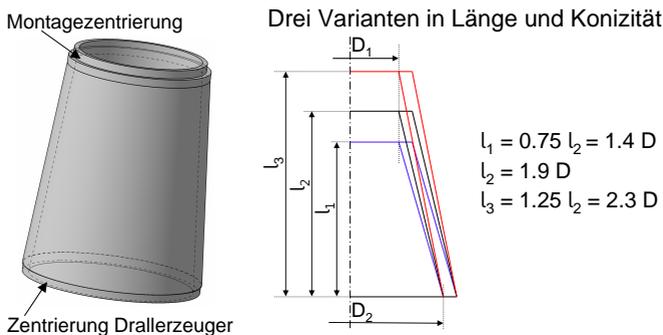


Abb. 5.13: Variation der Mischrohrlänge und Konizität

Wie die drei Messreihen mit je fünf verschiedenen Öffnungsverhältnissen (Setup B) in Abbildung 5.14 und 5.15 zeigen, haben Länge und Konizität des Mischrohrs kaum Einfluss auf das Strömungsfeld stromab des Brenneraustritts. Axiale und tangentielle Strömungsfelder unterscheiden sich nur minimal für die drei verschiedenen Mischrohre. Auch die durch das längere Mischrohr höhere Wandreibung fällt nicht signifikant ins Gewicht. Dies erlaubt die freie Verwendung der für die Brennstoff-Luft Mischung am besten geeigneten Mischrohrlänge.

² Durch die Konizität des Mischrohrs kann für das tangentielle Geschwindigkeitsfeld nur der innere Teil des Mischrohrs bis $r/D = \pm 0.5$ vermessen werden (Abschnitt 4.3).

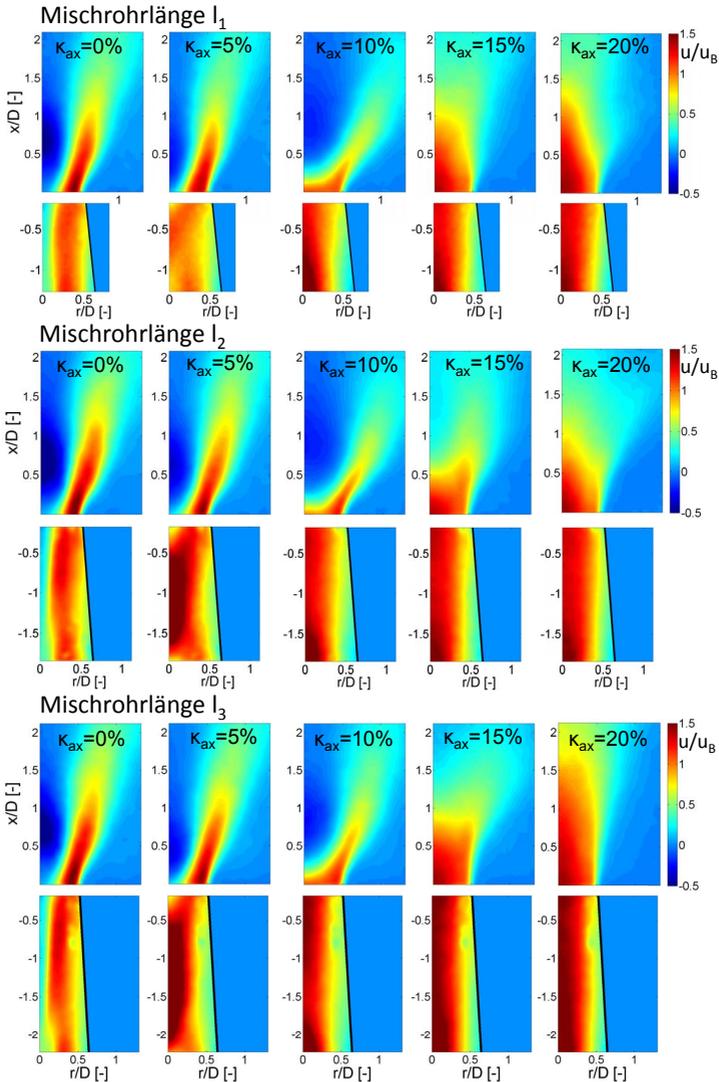


Abb. 5.14: Axialgeschwindigkeitsfelder bei Variation der Mischrohrlänge (b_2, Re_{Ref} , Setup B)

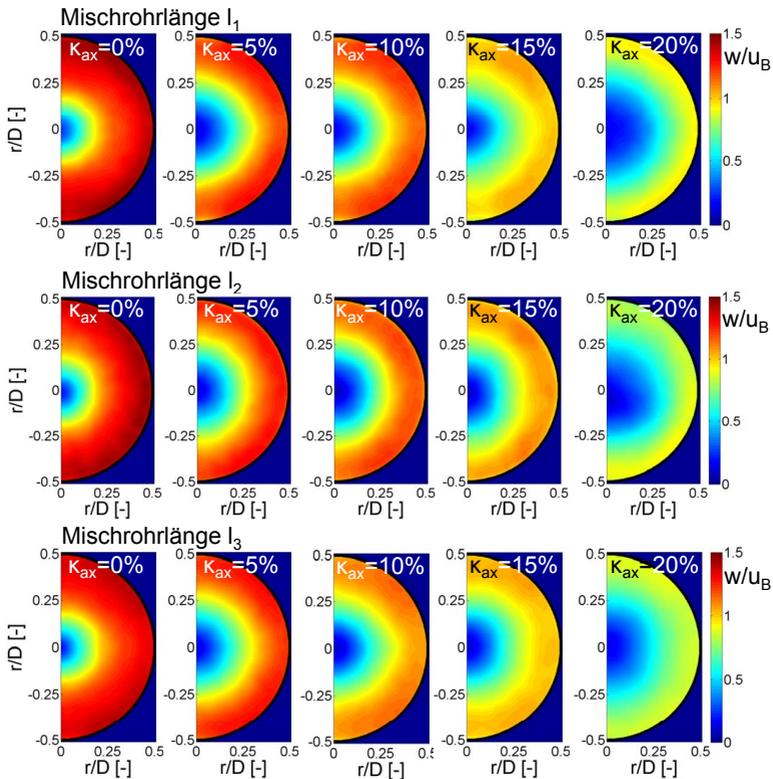


Abb. 5.15: Tangentialgeschwindigkeitsfelder am Brenneraustritt bei Variation der Mischrohrlänge (b_2 , Re_{Ref} , Setup B)

Die Axialgeschwindigkeitsfelder im Mischrohr (Abbildung 5.14) zeigen für $\kappa_{ax}=0\%$, dass sich die Zone niedriger Axialgeschwindigkeit vor der Rückströmzone schlauchförmig komplett durch das Mischrohr bis in den Drallerzeuger hinein ausdehnt. Der zur Erhöhung der Rückschlagresistenz erforderliche axiale Jet auf der Achse entsteht nicht. Für die Fälle $\kappa_{ax}=10\%$ bis 20% bildet sich dagegen ein axialer Jet aus. Der Umschlag zwischen beiden Strömungsformen im Mischrohr findet für $\kappa_{ax}=5\%$ statt. Obwohl die PIV-Messtechnik in Wandnähe aufgrund von Reflexionen und sich an der Wand ablagernden Seeding Partikeln an ihre Gren-

zen stößt, lässt sich in Folge der Mischrohrkonizität eine Zunahme des Wandgeschwindigkeitsgradienten in Strömungsrichtung ausmachen. Allerdings macht die Betrachtung dieses wandnahen Bereichs auch auf die potentiell kritische Zone am größten Querschnitt, dem Übergang vom Drallerzeuger in das Mischrohr, des Brennerdesigns aufmerksam. In diesem Bereich existieren auf großen Radien niedrige Axialgeschwindigkeiten, die möglicherweise die Stabilisierung einer unerwünschter Weise stromauf propagierten Flamme erlauben.

Der Vergleich der Geschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt (Abbildung 5.16) zeigt für alle drei Mischrohrängen und den jeweiligen axialen Volumenstromanteil nahezu identische Profile. Dies bestätigt die bereits aus den Geschwindigkeitsfelder gezogene Schlussfolgerung, dass die Mischrohrlänge im betrachteten Bereich kaum Einfluss auf die Aerodynamik stromab des Brenneraustritts hat. Folglich liegen auch die Drallzahlen im bereits in Abbildung 5.8 unten gezeigten Bereich und variieren für die verschiedenen Mischrohrängen um maximal ± 0.1 . Basierend auf diesen Ergebnissen wird daher, wenn nicht explizit erwähnt, in allen weiteren Versuchen Mischrohrlänge l_2 verwendet.

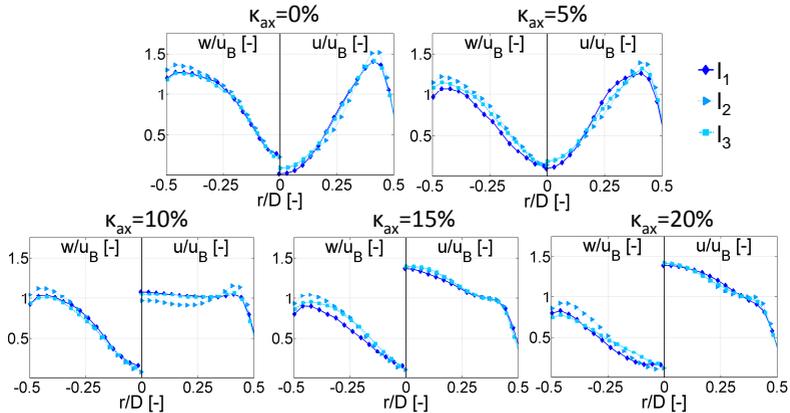


Abb. 5.16: Geschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt bei Variation der Mischrohrlänge (b_2 , Re_{Ref} , Setup B)

Die Messungen im Mischrohr erlauben zusätzlich die Betrachtung der Entwicklung der Axial- und Tangentialgeschwindigkeit mit der Lauflänge im Mischrohr. Die Axialgeschwindigkeitsprofile jeweils rechts in den Diagrammen von Abbildung 5.17 zeigen, wie sich die radialen Profile umorientieren, während das Fluid

durch das konische Mischrohr strömt. Während das Profil zu Beginn des Mischrohrs (dunkelblaue Rauten) bei $x/D=-1.8$ abgesehen von $\kappa_{ax}=0\%$ eher wie eine nach unten geöffnete Parabel spitz zum Zentrum hin verläuft, wird dieses Maximum bis zum Ende des Mischrohrs bei $x/D=0$ abgebaut. Aufgrund der Massenerhaltung wird das Profil gleichzeitig breiter. Zwischen $\kappa_{ax}=10\%$ und $\kappa_{ax}=15\%$ kann nahezu das favorisierte Blockprofil am Brenneraustritt erreicht werden. Für kleinere Werte von κ_{ax} macht sich der Einfluss der Rückströmzone bemerkbar. Für größere Werte von κ_{ax} findet hingegen nur mehr eine geringe Änderung des Axialgeschwindigkeitsprofils statt.

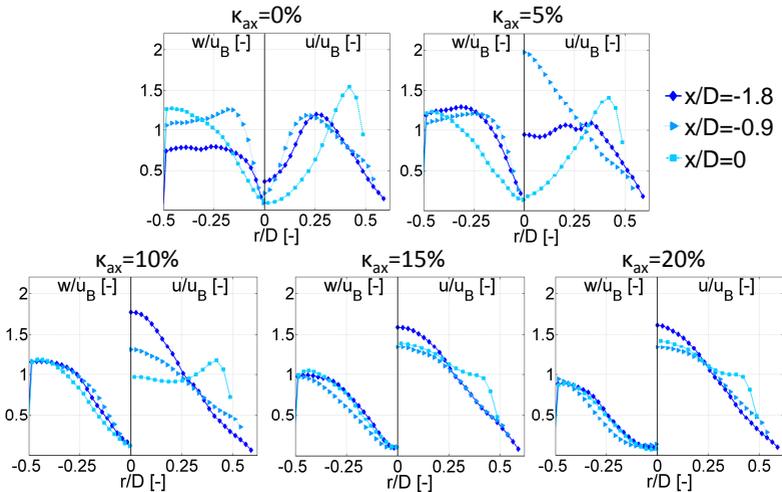


Abb. 5.17: Veränderung der Geschwindigkeitsprofile mit der Lauflänge im Mischrohr (b_2 , l_2 , Re_{Ref} , Setup B)

Obwohl die Tangentialgeschwindigkeitsprofile im Mischrohr ($x/D=-1.8$ und $x/D=-0.9$) jeweils links in den Diagrammen von Abbildung 5.17 nicht vollständig erfasst werden konnten, zeigen sie vor allem für kleine Werte von κ_{ax} deutlich die Verlagerung der Tangentialgeschwindigkeit auf größere Radien und den Wechsel von einem eher potentialwirbelartigen Profil zu einem festkörperwirbelartigen Tangentialgeschwindigkeitsprofil mit der Lauflänge durch das Mischrohr. Damit einher geht die Vergrößerung des Wirbelkernradius. Da für alle Mischrohrängen und niedrige Werte von κ_{ax} am Ende ein festkörperwirbelähnliches Profil erreicht

wird, muss dieser Wechsel im untersuchten Bereich unabhängig von der Mischrohrlänge und damit als Folge der Einschnürung der Strömungsberandung stattfinden. Ab $\kappa_{ax}=10\%$ liegt bereits am Mischrohereintritt eine festkörperwirbelartige Verteilung vor, die sich mit der Lauflänge kaum mehr verändert.

5.1.4 An- und Abströmbedingungen

Neben der Untersuchung der internen Einflussfaktoren auf die Grundaerodynamik spielen auch die externen Einflussfaktoren eine entscheidende Rolle. Inwiefern sich die Verringerung des Querschnittsprungs am Brenneraustritt, eine Reduzierung des Einströmquerschnitts vor bzw. um den Drallerzeuger und die Verwendung eines Diffusors nach dem Brenneraustritt auswirken, wird in diesem Abschnitt untersucht.

5.1.4.1 Querschnittsprung Brenneraustritt

Im verwendeten Wasserkanal bildet das Flächenverhältnis vom runden Brenneraustritt zum rechteckigen Kanalquerschnitt den maximal möglichen Querschnittsprung von $A_{Bk}/A_{Br}\approx 35$. Dieser ist im Vergleich zu Verbrennungsprüfständen und auch zu Maschinenbedingungen relativ groß. Deshalb wird in dieser Messreihe der Querschnittsprung und damit das Querschnittsverhältnis von Brennkammer A_{Bk} zu Brenneraustritt A_{Br} untersucht. Für dieses Vorhaben können im Wasserkanal drei transparente, zylindrische Rohre als „Brennkammern“ mit unterschiedlichen Durchmessern stromab des Brenneraustritts installiert werden. Neben dem Standardfall von $A_{Bk}/A_{Br}\approx 35$ ergeben sich damit die zusätzlichen Querschnittsprünge A_{Bk}/A_{Br} von 2.2, 4.3 und 6.4 (Abbildung 5.18).

In Abbildung 5.19 sind für alle untersuchten Querschnittsprünge und die Variation von κ_{ax} (Setup B) die axialen Geschwindigkeitsfelder geplottet. Alle Varianten für einen Querschnittsprung von 2.2 bis 6.4 zeigen das Wall-Jet-Regime und für 35 das Free-Jet-Regime. Im Wall-Jet-Regime weitet sich die Drallströmung sehr schnell auf und liegt schon kurz nach dem Brenneraustritt an der Wand an. Dadurch entstehen hohe Axialgeschwindigkeiten nahe der „Brennkammer“-Wand und es kann sich eine sehr starke und große innere Rückströmzone, sowie eine, je nach Querschnittsprung, starke äußere Rezirkulationszone ausbilden. Für den Querschnittsprung von 35 bildet sich das Free-Jet-Regime, welches dem Strömungsfeld einer durch eine Düse austretenden Drallströmung in eine ruhende Umgebung gleicht. Werden die axialen und tangentialen Geschwindigkeitsprofile am

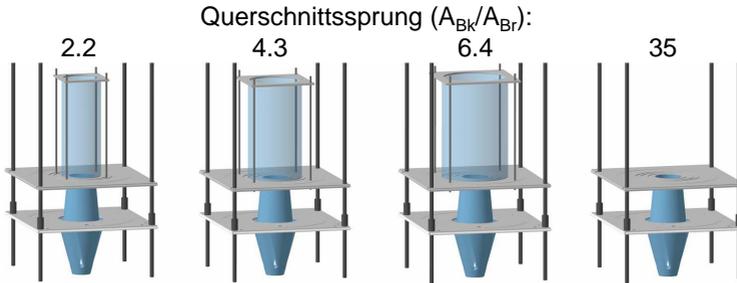


Abb. 5.18: Variation des Querschnittsprungs am Brenneraustritt

Brenneraustritt sowie die daraus resultierende Drallzahl miteinander verglichen, unterscheiden sich diese bei gleichem κ_{ax} trotz unterschiedlichem Querschnittsprung nicht mehr als zuvor für die verschiedenen Mischrohrängen. Daher wird hier auf den Vergleich verzichtet. Für die Geschwindigkeitsfelder mit einem Querschnittsprung von 2.2 fällt auf, dass die Rückströmzone bereits im Messbereich beginnt, sich wieder zu schließen. Dieser Effekt kann für größere Querschnittsprünge nicht mehr beobachtet werden. Da Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsprofile sich am Brennerausstritt für die unterschiedlichen Querschnittsprünge bei gleichem κ_{ax} kaum unterscheiden, könnte das Schließen der Rückströmzone eine Folge des aus dem kleineren Querschnittsprung resultierenden, geringeren Abbaus des Axialimpulses sein.

Zur Validierung dieser Versuche mit Literaturdaten wurden zusätzlich mit Hilfe des effektiven Radius analog Gleichung (2.15) die effektiven Drallzahlen S_{eff} berechnet und über die Größe des Querschnittsprungs aufgetragen (Abbildung 5.20). Zusammen mit den Grenzwerten für den Umschlag zwischen Wall- und Free-Jet-Regime von [TN53] und [FCJM05] und der Entrainment Theorie von [FAH⁺10] ist deutlich zu erkennen, dass alle Messungen mit einem Querschnittsprung ≤ 6.4 im Wall-Jet-Regime liegen. Dies bestätigt die aus den Geschwindigkeitsfeldern gezogene Schlussfolgerung. Der Wert mit 20% axialem Volumenstrom (Setup B) bei einem Querschnittsprung von 6.4 liegt bereits sehr nahe am Grenzwert und auch das dazugehörige Geschwindigkeitsfeld weist bereits deutlich darauf hin. Da der effektive Radius über das gemessene axiale Geschwindigkeitsprofil bestimmt wird, gehen kleine Abweichungen für unterschiedliche Querschnittsprünge stärker in S_{eff} ein als in S . Dadurch dass leichte Verschiebungen

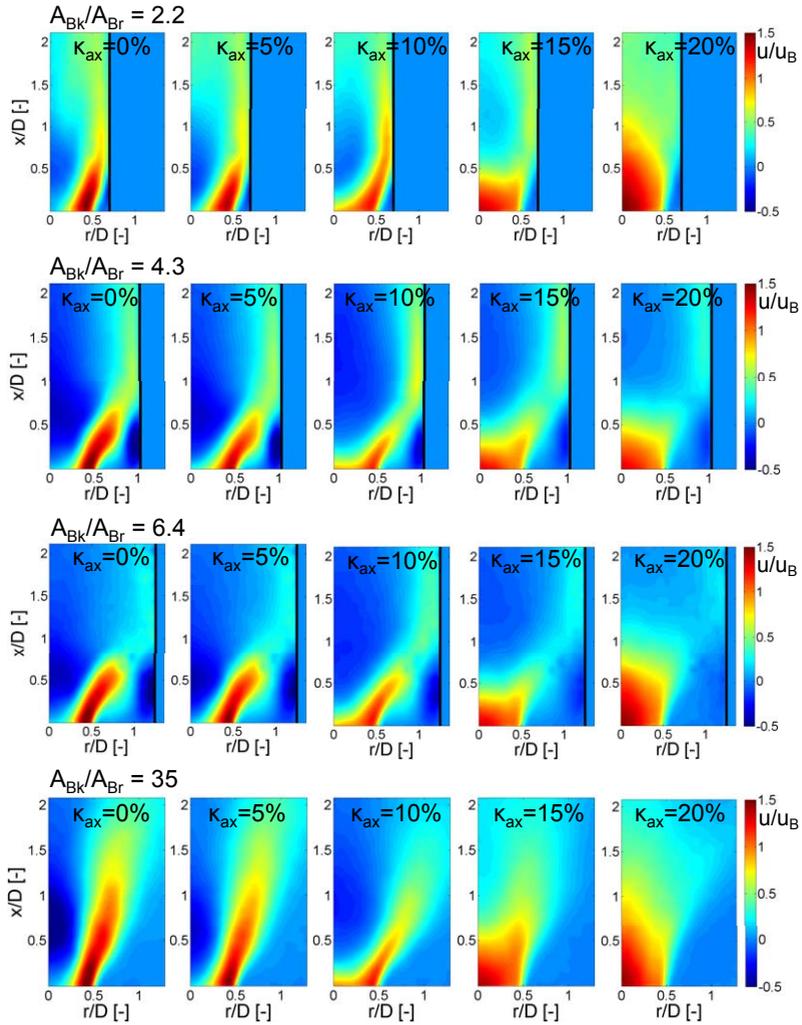


Abb. 5.19: Axialgeschwindigkeitsfelder bei Variation des Querschnittsprungs (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup B)

der Rückströmzone schon vergleichsweise große Änderungen im radialen Axialgeschwindigkeitsprofil am Brenneraustritt bewirken, erklärt dies die näher zusammenrückenden Werte von S_{eff} für $\kappa_{ax} \leq 15\%$ und die leicht höheren Schwankungen für S_{eff} bei konstantem κ_{ax} und unterschiedlichen Querschnittsprüngen (Abbildung 5.20). Die Fälle mit einem Querschnittsprung von 35 liegen in diesem Diagramm wie erwartet weit im Free-Jet-Regime und sind hier zugunsten der Darstellung weggelassen worden. Um den exakten Grenzwert zwischen Wall- und Free-Jet-Regime für die hier betrachtete Brennergeometrie zu finden und damit die von [FAH⁺10] aufgestellte Theorie weiter zu untermauern, wären weitere Querschnittsprünge im Bereich um $A_{Bk}/A_{Br}=8$ bzw. Versuche mit geringer Drallzahl (z.B. durch eine größere Schlitzbreite) notwendig.

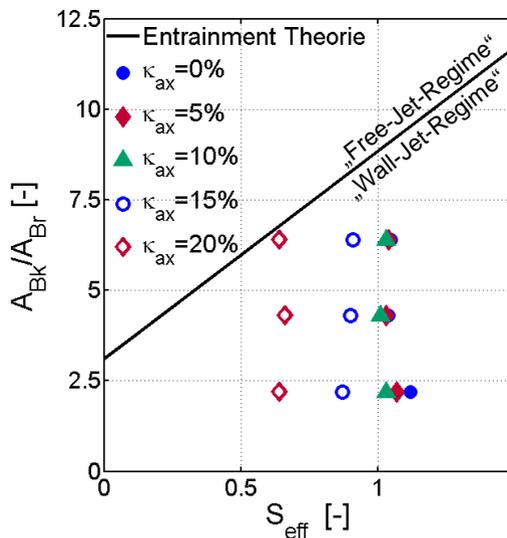


Abb. 5.20: Vergleich von Querschnittsprung und effektiver Drallzahl mit der Entrainment Theorie analog [FAH⁺10] für b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup B

5.1.4.2 Zylindrisches Hüllrohr

Um den Einfluss der Strömung in den Drallerzeuger zu untersuchen, wird der rechteckige Kanalquerschnitt im Bereich des Drallerzeugers und ca. eine Drallerzeugerlänge stromauf durch ein zylindrisches Rohr deutlich verkleinert. Das Querschnittsverhältnis zwischen Rohrdurchmesser und Brenneraustrittsdurchmesser beträgt 4.3 mit Hüllrohr. Ohne Hüllrohr beträgt es 35.

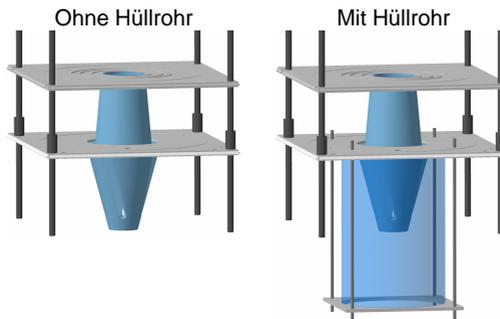


Abb. 5.21: Variation der Einströmbegrenzung

Wie in Abbildungen 5.22 und 5.23 zu erkennen ist, hat diese Maßnahme, anders als die meisten zuvor besprochenen Maßnahmen, nur einen geringen Einfluss auf das Axialgeschwindigkeitsfeld, aber einen deutlichen Einfluss auf die tangential Geschwindigkeitsverteilung am Brenneraustritt. Die Tangentialgeschwindigkeit am Brenneraustritt ist mit Hüllrohr deutlich geringer als ohne. Dies ist auf eine höhere Axialkomponente im Bereich der Einströmung in die Schlitze und somit in den Drallerzeuger zurückzuführen. Die damit einhergehende niedrigere Tangentialgeschwindigkeit im Brennerkopf macht sich bis zum Brenneraustritt bemerkbar. Dies wirkt sich auf die Drallzahl im Brenneraustritt aus, welche mit Hüllrohr für alle untersuchten Konfigurationen nahezu konstant um 22% niedriger ist als ohne. An dem dargestellten Beispiel ist außerdem zu erkennen, dass eine höhere Tangentialgeschwindigkeit zu einem größeren Öffnungswinkel aber nur zu einer sehr geringen Verschiebung der Rückströmzone führt. Das heißt, trotz einer Drallzahlvariation von 22% können ähnliche Axialgeschwindigkeitsfelder wie ohne Hüllrohr produziert werden.

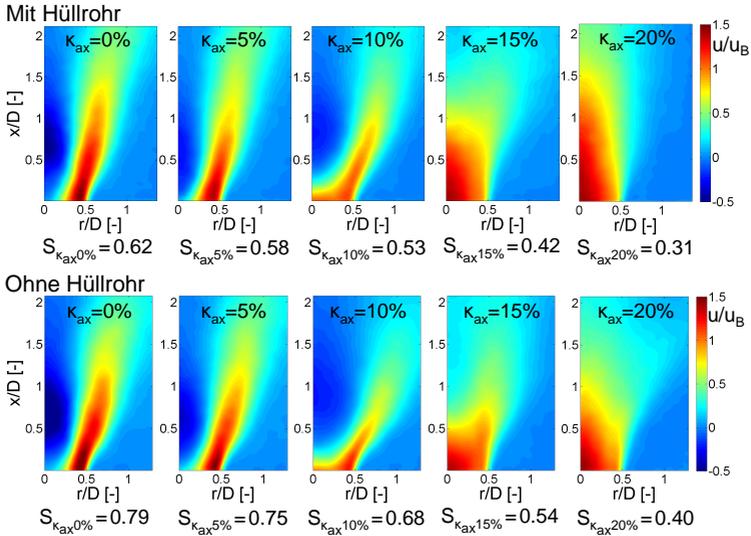


Abb. 5.22: Axialgeschwindigkeitsfelder mit und ohne Hüllrohr (b_2 , l_2 , Re_{Ref} , Setup B)

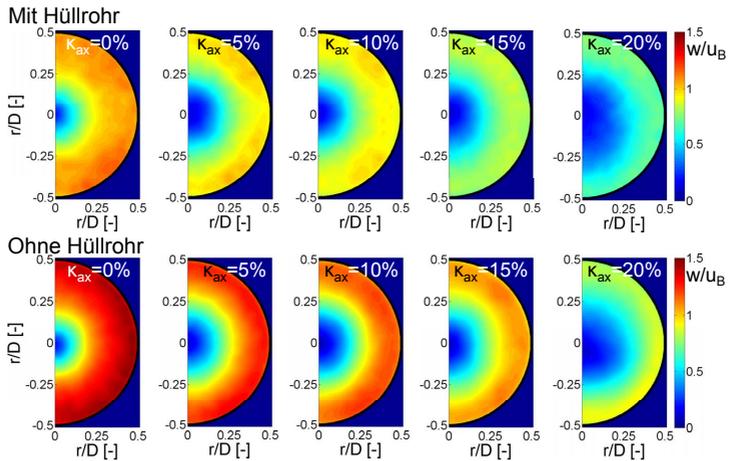


Abb. 5.23: Tangentialgeschwindigkeitsfelder mit und ohne Hüllrohr (b_2 , l_2 , Re_{Ref} , Setup B)

5.1.4.3 Diffusor

Um den Effekt der Strömungsfeldbeeinflussung durch benachbarte Brenner z.B. in Silo- oder Ringbrennkammern zu reduzieren, wird zusätzlich ein Diffusor am Mischrohrende untersucht. Besonders wichtig ist dabei der Schutz des empfindlichen Flammenfußes, welcher bei Verwendung eines Diffusors innerhalb diesem liegen sollte. Die Innenkontur des hier verwendeten Diffusors folgt dem Öffnungswinkel der Stromlinien des Strömungsfelds ohne Diffusor bei $A_f=30\%$ bis 40% . Die Länge des Diffusors beträgt $0.33D$.

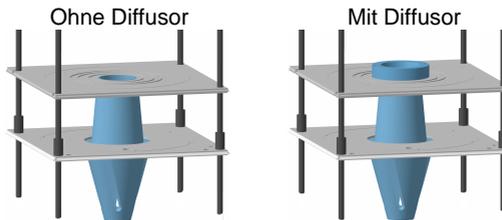


Abb. 5.24: Variation der Brenneraustrittsgeometrie durch einen Diffusor

Beim Vergleich der Versuche mit und ohne Diffusor kann deutlich ein stabilisierender Effekt des Diffusors auf das Strömungsfeld ausgemacht werden (Abbildung 5.25). Das bedeutet, dass die Strömungsfelder unterschiedlicher Drallerzeugergeometrien mit Diffusor zueinander ähnlicher sind als ohne Diffusor. Im hier gezeigten Beispiel werden die Veränderungen durch einen größeren, freien axialen Einlass in den Drallerzeuger (Setup A) spätestens ab $A_f=40\%$ komplett ausgeglichen. Des Weiteren fällt auf, dass die Varianten mit Diffusor eher wieder zu einem Schließen der Rückströmzone tendieren als die Varianten ohne Diffusor. Allerdings liegt die Spitze der Rezirkulationszone, abgesehen von Fällen ohne axialen Einlass, anders als erwartet nicht innerhalb des Diffusors. Ursache dafür kann ein zu klein gewählter Öffnungswinkel des Diffusors sein. Dies kann die Aufweitung der spiralförmigen Stromlinien infolge der Fliehkraft innerhalb des Diffusors vor allem für die Fälle $A_f < 40\%$ mit Diffusor erschweren. Für die Versuche ab $A_f \geq 51\%$, in denen die Rückströmzone ohne Diffusor deutlich weiter stromab liegt als der Diffusor lang ist, führt die anfängliche Unterdrückung des Ansaugens von Umgebungsfluid zu einem näher am Brenneraustritt positionierten Wirbelaufplatzen (Abschnitt 2.1.3). Die erwartete Abnahme des Wandgeschwindigkeitsgradienten innerhalb des Diffusors kann aufgrund der Aufweitung des Strahls hier ebenfalls nicht beobachtet werden. Allerdings ist dazu anzumerken, dass die PIV

Messtechnik in diesem Bereich, wie auch bei den Messungen innerhalb des Mischrohrs, auf Grund von Reflexionen und Seedingablagerungen an der Diffusorwand an ihre Grenzen stößt.

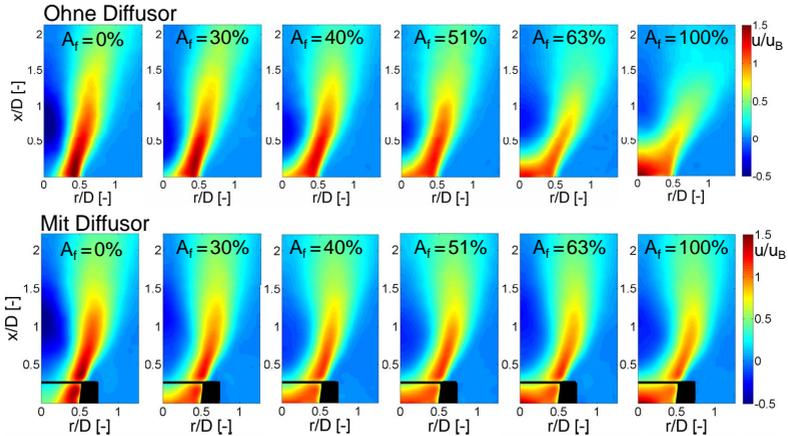


Abb. 5.25: Axialgeschwindigkeitsfelder mit und ohne Diffusor (b_2 , l_2 , Re_{Ref} , Setup A)

5.1.5 Skalierung

Da verschiedene Versuchsstände (z.B. atmosphärischer Verbrennungsprüfstand und Hochdruckprüfstand) und auch die späteren Gasturbinenanlagen häufig für unterschiedliche Brennergrößen ausgelegt sind, ist die Überprüfung der geometrischen Skalierbarkeit notwendig. Dazu wurde das Modell aus dem Wasserkanal um den Faktor 2.3 verkleinert. Damit hat der neue Modellbrenner zugleich die Größe, die für die Verbrennungsversuche unter erhöhtem Druck (Kapitel 7) erforderlich ist. Da hier eine Schlitzbreitenvariation deutlich schwieriger realisierbar ist, wurde die Schlitzbreite b_5 entsprechend skaliert und kann durch entsprechende Einlegeteile lediglich noch auf die skalierte Schlitzbreite b_3 reduziert werden. Das Größenverhältnis zwischen Referenzmodell und skaliertem Brennermodell ist in Abbildung 5.26 zu erkennen. Aufgrund der, durch die Skalierung entstehenden, kleineren Radien an Mischrohr- und Diffusorwänden und den damit einhergehenden optischen Verzerrungen waren aussagekräftige Messungen trotz transparenter Ausführung nur stromab der Austrittsebene möglich.

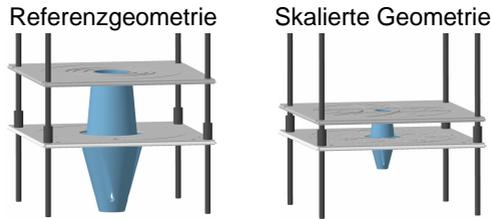


Abb. 5.26: Skalierung des Verbrennungssystems mit einen Faktor von 2.3

Die Drallerzeugergeometrie selbst ist geometrisch vollständig maßstäblich skaliert. Lediglich an der Spitze des Drallerzeugerkonus sind die Lochbleche aus Setup A nicht in der Mitte des axialen Einlasses in einem Schlitz positioniert, sondern direkt vor dem Axialeinlass montiert. Dadurch bleibt die Gesamtlänge des axialen Einlasses konstant, die Position des Lochblechs ist jedoch etwas nach stromauf verschoben. Das verwendete Lochblech hat eine freie Lochfläche von 51%, Lochdurchmesser, -abstand und -anzahl wurden nicht skaliert, da das gleiche Lochblech verwendet wurde wie für die Referenzgeometrie. Obwohl zur Einhaltung der Reynoldsähnlichkeit der Gesamtvolumenstrom durch den Kanal entsprechend angepasst wurde, kommen trotz gleichbleibendem Druckverlust des eigentlichen Brennermodells die (nicht skalierbaren) Leckageeffekte an der Versuchsplattform stärker zum Tragen und liegen für die skalierten Versuche in einem nicht zu vernachlässigendem Bereich von 5% bis 15% des Gesamtvolumenstroms. Da diese Tatsache erst nach den Experimenten bei der Ermittlung des tatsächlichen Massenstroms durch Integration des Axialgeschwindigkeitsprofils am Brenneraustritt offensichtlich wurde, ist die Re -Zahl der skalierten Experimente geringfügig niedriger als die bisher verwendete Reynoldszahl Re_{Ref} . Messungen des Tangentialgeschwindigkeitsfelds von oben über die Brenneraustrittsebenen wurden z.B. für Drallzahlbestimmungen ebenfalls durchgeführt. Um aber ausreichend Informationen innerhalb des kleinen Brenneraustrittsquerschnitts zu erhalten, ist vergleichsweise viel Seeding nötig, weshalb sich die Messungen aufgrund der Wassertrübung und der hohen Wassersäule schwierig gestalteten.

Abbildung 5.27 zeigt den Vergleich der Axialgeschwindigkeitsfelder von Referenzgeometrie (obere Reihe) und skalierten Brennergeometrie (untere Reihe) für die Schlitzbreite b_3 und verschiedene Öffnungsverhältnisse (0%, 51% und 100%) ohne Diffusor, sowie mit Diffusor für 51% freie Lochfläche im axialen Einlass.

Trotz der schwierigeren Bedingungen bei den Messungen mit der skalierten Geometrie kann eine gute Übereinstimmung festgestellt werden.

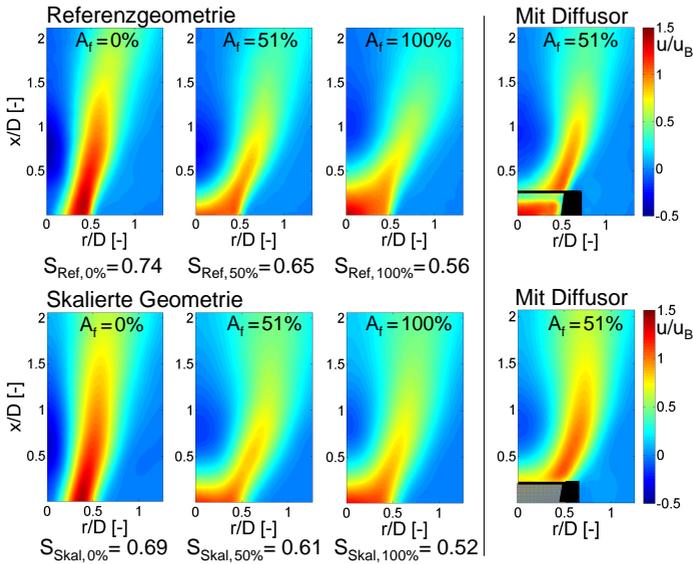


Abb. 5.27: Vergleich der Axialgeschwindigkeitsfelder mit Skalierung (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup A)

Kleinere Abweichungen finden sich z.B. bezüglich des im skalierten Fall nicht so extrem ausgeprägten Einflusses des axialen Öffnungsverhältnisses auf die Position des Wirbelaufplatzens für den vollständig geöffneten Axialeinlass ($A_f=100\%$). Darüber hinaus können bei vollständig geschlossenen Axialeinlass ($A_f=0\%$) und bei Verwendung des Diffusors längere Bereiche hoher Axialgeschwindigkeit beobachtet werden. Außerdem schließt sich die Rückströmzone im skalierten Fall für alle Konfigurationen deutlicher als für die Referenzgeometrie.

Die Ergebnisse der entsprechenden Experimente mit der Schlitzbreite b_5 sind in Abbildung 5.28 dargestellt. Für die Geschwindigkeitsfelder mit $A_f=51\%$ fällt sofort ein gravierender Unterschied auf. Während die Referenzgeometrie ohne Diffusor nicht aufplatzt, wird das Aufplatzen bei Verwendung des Diffusors beobachtet. In den Versuchen mit der skalierten Geometrie platzt die Strömung mit Diffusor dagegen nicht auf. Hier macht sich möglicherweise der Effekt des nicht korrekt

skalierten Lochblechs bemerkbar, so dass die für die skalierte Geometrie verhältnismäßig großen und wenigen Löcher zu einem etwas höheren κ_{ax} führen als in der Referenzgeometrie. Dies zeigt sich auch im längeren axialen Jet in der skalierten Variante ohne Diffusor im Vergleich zur Referenzgeometrie. In den Versuchen mit $A_f=0\%$ und 100% sind diese Unterschiede nicht so stark ausgeprägt und es ergeben sich mit und ohne Skalierung sehr ähnliche Geschwindigkeitsfelder.

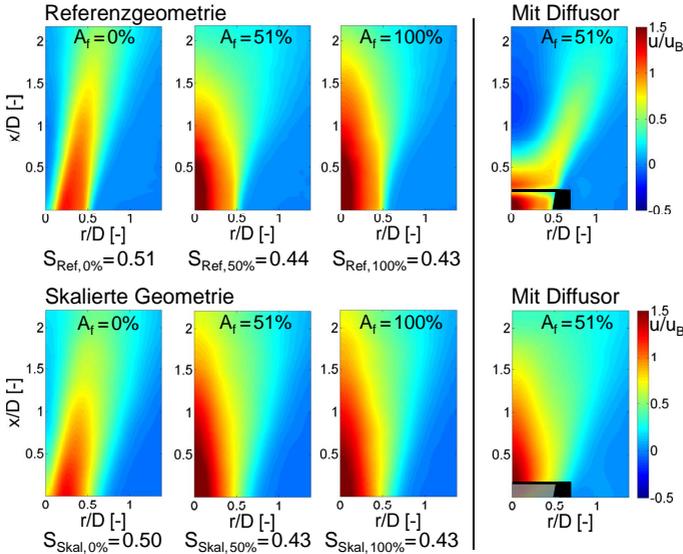


Abb. 5.28: Vergleich der Axialgeschwindigkeitsfelder mit Skalierung ($b_5, I_2, Re_{Ref}, Setup A$)

Die Geschwindigkeitsprofile in Abbildung 5.29 zeigen, dass mit der schmälere Schlitzbreite b_3 vor allem für die skalierte Geometrie ein deutlich blockprofilähnlicheres Axialgeschwindigkeitsprofil erzielt werden kann als mit der breiteren Schlitzbreite b_5 . Dies bestätigt sich auch für die Referenzgeometrie. Für die Schlitzbreite b_5 ähnelt die Geschwindigkeitsverteilung vor allem für die skalierte Geometrie eher einer nach unten geöffneten Parabel mit deutlichem Maximum auf der Brennerachse. Die Tangentialgeschwindigkeitsprofile zeigen beide die erwarteten großen Wirbelkerne, wobei die Schlitzbreite b_3 einen größeren Wirbelkern aufweist als b_5 . Auch wenn es leichte Abweichungen der skalierten Profile zu den Referenzprofilen gibt, so sind die Profile in guter Näherung doch vergleichbar.

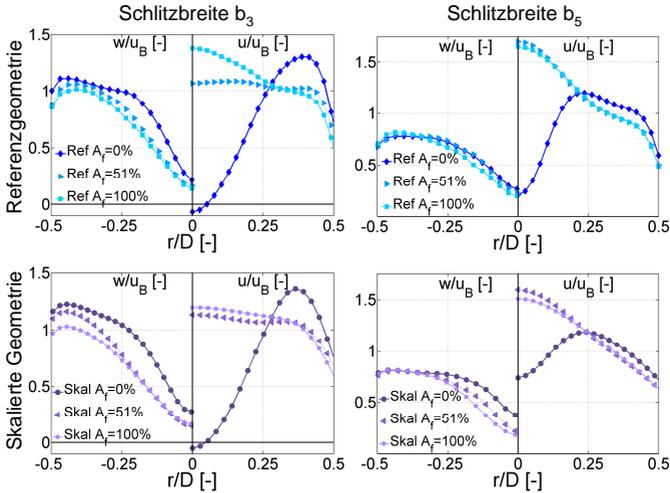


Abb. 5.29: Vergleich der Axialgeschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt ($b_{3,5}$, l_2 , Re_{Ref} , Setup A)

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass bis auf kleinere Abweichungen aufgrund von Leakageeffekten und nicht exakter geometrischer Skalierung des Lochblechs die isotherme Aerodynamik im Rahmen der Messgenauigkeit sehr gut skaliert und damit die analysierten Einflussfaktoren auch auf andere Brennergrößen gut übertragbar sind.

5.1.6 Mehrbrenneranordnung

Da in modernen Gasturbinen zumeist Mehrbrennersysteme verwendet werden, sollen Experimente mit Mehrbrenneranordnungen dieses Kapitel abschließen. Insgesamt standen dafür drei kleiner skalierte Brenner der Schlitzbreite b_3 gleicher Drallrichtung inklusive dem vollständigen Bausatz an Mischrohren und Diffusoren sowie in verschiedenen Abständen anzubringende Brennkammerwände zur Verfügung. Für die Montage der drei Brennermodelle dienen zwei modulare Aufnahmeplatten. Diese erlauben verschiedene Brenneranordnungen: Reihen-, Ring- und Siloanordnung sowie die Variation des Abstands zwischen den einzelnen Brennern und die Realisierung unterschiedlicher Querschnittsprünge.

Da drei Brenner für eine Siloanordnung im Rautenmuster zu wenig waren, um aussagekräftige Ergebnisse zu gewinnen, werden diese Versuche hier nicht vorgestellt. Die Messungen bei einer Brenneranordnung in einem Ringsegment analog zu einer Ringbrennkammer sind prinzipiell möglich, allerdings lässt sich aufgrund des geraden Lichtschnitts immer nur ein ausgewählter Abschnitt betrachten. Bei Verwendung einer zylindrischen Ringbrennkammerbegrenzung kommen erschwerend die Verzerrungen durch die Lichtbrechung hinzu. Die bei solchen Versuchen gewonnenen Ergebnisse zeigen, dass die entscheidenden Effekte auch in einer vereinfachten Brenneranordnung entlang einer Reihe beobachtet werden können. Deshalb werden im Folgenden ausschließlich die Versuche in Reihenanordnung präsentiert. Abbildung 5.30 zeigt diese Anordnung sowie die zwei untersuchten Messebenen, den Mittelschnitt durch alle drei Brennerachsen sowie den Schnitt senkrecht dazu für den jeweils mittleren Brenner.

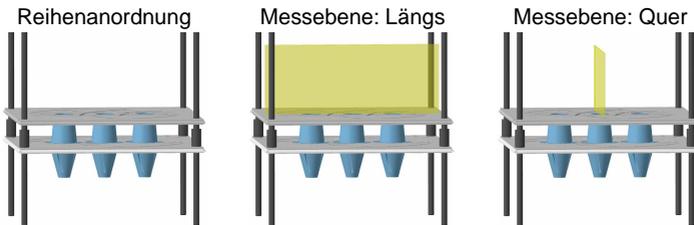


Abb. 5.30: Reihen-Mehrbrennerexperimente: Versuchsanordnung und Messebenen

5.1.6.1 Querschnittssprung bei Mehrbrenneranordnungen

Wie für die Einzelbrennerversuche spielt auch bei einer Mehrbrenneranordnung der Querschnittssprung eine entscheidende Rolle. Der Querschnittssprung ergibt sich hier aus der bei periodischer Anordnung für jeden Brenner zur Verfügung stehenden Brennkammerquerschnittsfläche und variiert daher bei gleicher Wandposition mit dem Brennerabstand. Die nachfolgend präsentierten Ergebnisse gelten für einen Brennerabstand von $d=2.6D$, wodurch sich für die drei ausgewählten Wandabstände Querschnittsprünge von 5.2, 7.7 und 10 ergeben. Da im Fall ohne Brennerkammerwände die Ausdehnung quer zur Brenneranordnung viel größer ist als der Brennerabstand, ist der Einfluss des Wandabstands vernachlässigbar und die Angabe des Querschnittsprungs nicht relevant. Außerdem ist für die hier durchgeführten Experimente nur der mittlere Brenner hinsichtlich der Randbedingungen in einer Mehrbrenneranordnung repräsentativ, die beiden äußeren Brenner

erfahren aufgrund der erst in größerem Abstand befindlichen Kanalwand bzw. des fehlenden Nachbarbrenners keine vergleichbare Randbedingung.

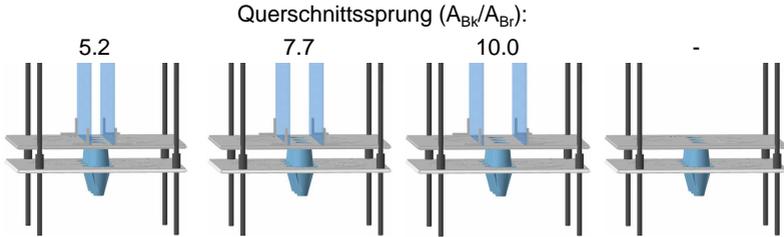


Abb. 5.31: Reihen-Mehrbrenneranordnung mit unterschiedlichen Querschnittsprüngen

Abbildung 5.32 zeigt für die Brenner ohne Diffusor, dass für den Fall ohne Brennkammer die Geschwindigkeitsfelder jedes Brenners ähnlich und achsensymmetrisch sind. Durch die Nachbarbrenner wird die mittlere Rezirkulationszone im Vergleich zu den äußeren allerdings leicht aufgeweitet. Mit Brennkammer wird die Rückströmzone aller Brenner infolge des Wall-Jet-Regimes und durch das benachbarte Strömungsfeld größer. Außerdem bilden sich zwischen den Brennern und im äußeren Bereich der Brennkammer unmittelbar nach dem Brenneraustritt äußere Rückströmzonen aus. Dass die jeweils äußeren Brenner eine deutlich kleinere innere Rückströmzone aufweisen als der mittlere, liegt an der zu weit entfernten Kanalwand bzw. der fehlenden Sogwirkung des Nachbarbrenners. Hier kann sich somit nur eine sehr große schwache äußere Rückströmzone ausbilden, die es nicht schafft, die Drallströmung entsprechend aufzuweiten. Trotz eines Querschnittsprungs von 10 konnte kein Free-Jet-Regime beobachtet werden, so dass erst bei noch größeren Querschnittsprüngen mit dem Umschlag zwischen den beiden Regimes zu rechnen ist. Da das Tangentialgeschwindigkeitsprofil aufgrund der Wassertrübung in den hier gezeigten Experimenten nicht in ausreichender Qualität vermessen werden konnte, war eine direkte Überprüfung über die effektive Drallzahl nicht möglich. Wird aber von aerodynamischer Skalierbarkeit und einem im Brenneraustritt vernachlässigbaren Einfluss der Nachbarbrenner auf die Geschwindigkeitsprofile ausgegangen, kann die effektive Drallzahl des größeren Einzelbrennerversuchs herangezogen werden. Werden diese Drallzahlen über die hier betrachteten Querschnittsprünge in das Diagramm aus Abbildung 5.20 eingetragen, so ergibt sich, dass schon ab einem Querschnittsprung von 7.7, aber spätestens ab 10 eindeutig das Free-Jet-Regime vorliegen müsste. Durch die Sogwirkung der Nachbarbrenner scheint sich also die für den Umschlag zwischen

Wall- und Free-Jet-Regime gefundene Gerade aus [FAH⁺10] zu niedrigeren effektiven Drallzahlen bzw. höheren Querschnittsprüngen zu verschieben.

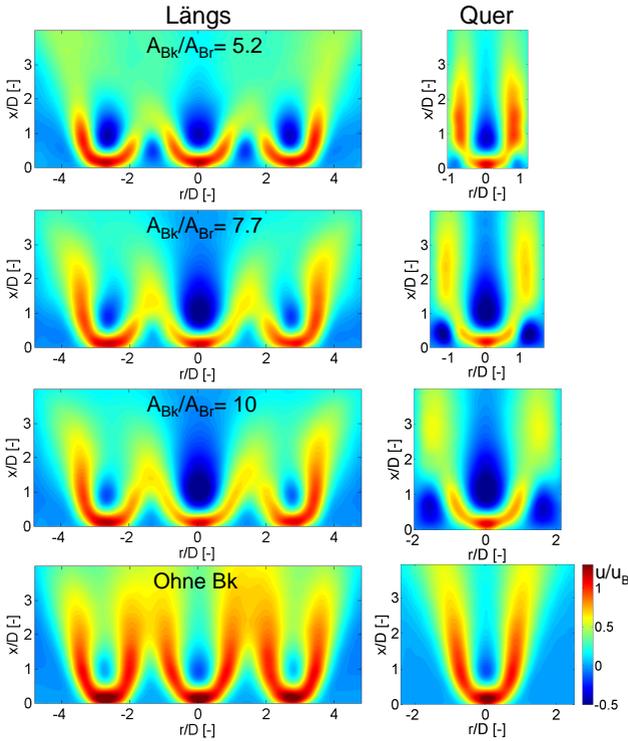


Abb. 5.32: Reihen-Mehrbrenneranordnung: Axialgeschwindigkeitsfelder bei unterschiedlichen Querschnittsprüngen (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup A - 50%)

Vergleicht man das Strömungsfeld des mittleren Brenners ohne Brennkammer mit dem Strömungsfeld aus dem skalierten Einzelbrennerversuch ohne Brennkammer (Abbildung 5.27, untere Zeile, 2. Fall von links), wird ersichtlich, wie wichtig Mehrbrennerversuche sind. Die Rückströmzone ist in den Mehrbrennerversuchen kleiner sowie nach stromab verschoben und auch sonst lassen sich kaum Gemeinsamkeiten feststellen. Des Weiteren fällt auf, dass die mittlere axiale Geschwindigkeit und damit der Volumenstrom in Strömungsrichtung über die gesamt-

te Messebene zunimmt. Dies liegt daran, dass mit größerem Querschnittsprung mehr Umgebungsfluid angesaugt werden kann und sich dieser Effekt, im Vergleich zu den Einzelbrennerversuchen, für die Mehrbrenneranordnungen noch verstärkt.

5.1.6.2 Brennerabstand

Ein wesentlicher Systemparameter hinsichtlich der gegenseitigen Beeinflussung der Strömungsfelder bzw. Reaktionszonen in Mehrbrennersystemen ist der Abstand zwischen den einzelnen Brennern. Mit den drei vorhandenen Brennern konnten Abstände von $2.6D$ und $3.5D$ realisiert werden. Ein Abstand von $5.2D$ konnte aufgrund des Wasserkanalquerschnitts nur noch mit zwei Brennern vermessen werden. Mit dem Brennerabstand ändert sich bei gleichbleibendem Brennkammerwandabstand ebenfalls der Querschnittsprung. Repräsentativ für alle zuvor betrachteten Brennkammerwandabstände werden hier nur die Ergebnisse des mittleren Wandabstands vorgestellt. Daraus ergibt sich für einen Brennerabstand von $d=2.6D$ wie zuvor ein Querschnittsprung von 7.7, für $d=3.5D$ ein Querschnittsprung von 10.6 und für $d=5.2D$ ein Querschnittsprung von 15.5.

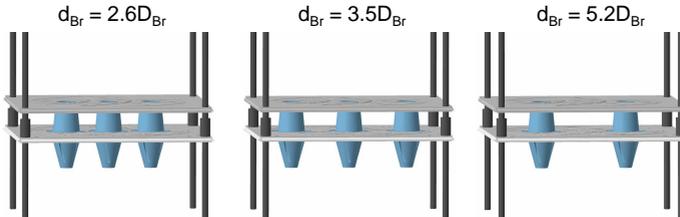


Abb. 5.33: Reihen-Mehrbrenneranordnung mit unterschiedlichem Brennerabstand

Bei Betrachtung des axialen Strömungsfelds (Abbildung 5.34) des mittleren Brenners für einen Brennerabstand von $2.6D$ und $3.5D$ wird deutlich, dass die Ausdehnung der mittleren inneren Rückströmzone nahezu konstant bleibt. Der die Rückströmzone umhüllende parabolähnliche Bereich hoher Axialgeschwindigkeit vereint sich aber mit zunehmendem Brennerabstand immer weiter stromab. Unterhalb dieser Vereinigungsstelle bildet sich zwischen den Brennern ebenfalls eine Rückströmzone. Ob bei einem Brennerabstand von $d=2.6D$ in diesem Bereich wirklich keine negativen Axialgeschwindigkeiten auftreten oder ob diese aufgrund des hohen Gradienten messtechnisch nicht mehr erfasst werden können, ist unklar. Auch wenn für einen Brennerabstand von $d=5.2D$ nur zwei Brenner betrachtet werden

konnten, zeigt sich, dass auch dieser Abstand noch eine deutliche Auswirkung auf das Strömungsfeld hat. Zwischen den beiden Brennern bildet sich eine schwache, große Rückströmzone aus, die eine Sogwirkung auf den dieser Rückströmzone zugewandten Teil der Brennerströmungen ausübt. Dies deutet darauf hin, dass sich bei beidseitiger Anordnung eines Nachbarbrenners die Rückströmzone eines mittleren Brenners auch bei diesem großen Brennerabstand noch vergrößert.

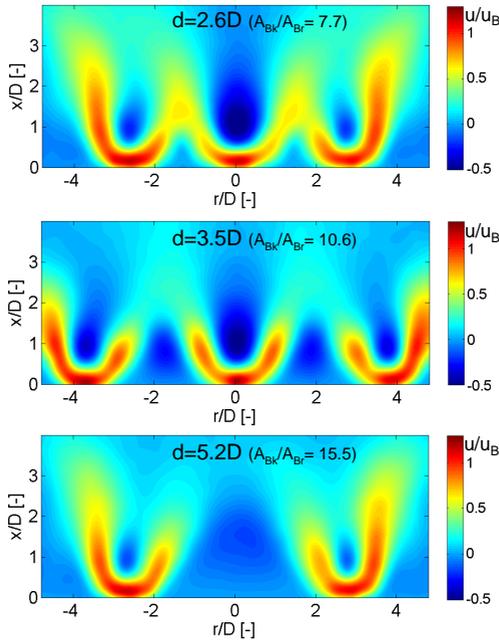


Abb. 5.34: Reihen-Mehrbrenneranordnung: Axialgeschwindigkeitsfelder bei unterschiedlichem Brennerabstand (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup A - 50%)

5.1.6.3 Diffusor in Mehrbrenneranordnung

Bezüglich der Wechselwirkungen zwischen den Drallströmungen ist die Effektivität des Diffusors in einer Mehrbrenneranordnung von Interesse. Dazu wurden die gleichen Messungen wie zuvor bei einem Brennerabstand von $d=2.6D$ mit zusätzlichem Diffusor auf allen drei Brennermodellen durchgeführt.

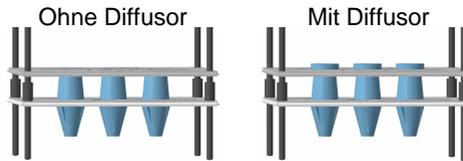


Abb. 5.35: Reihen-Mehrbrenneranordnung mit und ohne Diffusoren

Der Vergleich der PIV Ergebnisse in Abbildung 5.32 ohne Diffusor mit den hier in Abbildung 5.36 dargestellten Ergebnissen mit Diffusor zeigt, dass der Diffusor die Größe der Rückströmzone in Mehrbrenneranordnungen reduziert, die Position

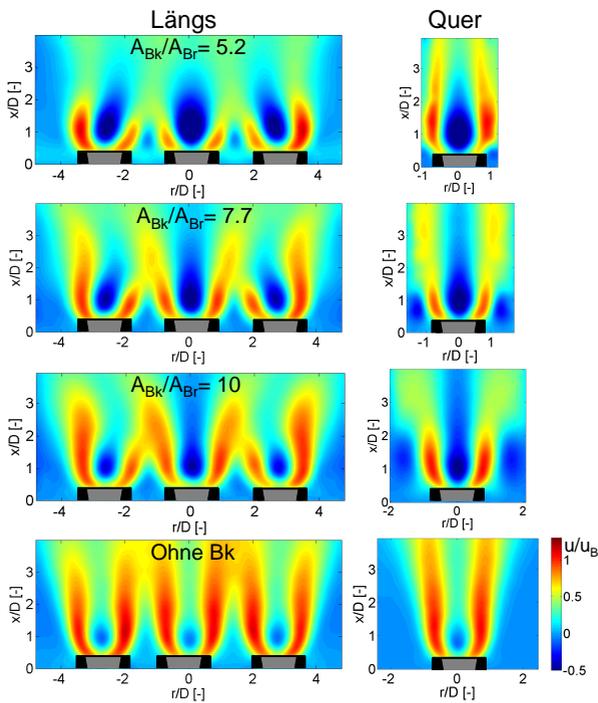


Abb. 5.36: Reihen-Mehrbrenneranordnung: Axialgeschwindigkeitsfelder mit Diffusor (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup A - 50%, $d=2.6D$)

des Wirbelaufplatzens aber gleich bleibt. Der Diffusor scheint das Strömungsfeld um ca. $2/3$ der Diffusorlänge nach stromab zu verschieben. Außerdem kehrt sich das Phänomen der größer werdenden Rückströmzone mit steigendem Querschnittsprung und so lange Wall-Jet-Regime vorliegt mit Diffusor um. Das heißt, mit zunehmendem Querschnittsprung nimmt die Größe der Rückströmzone ab. Trotz der unsymmetrischen Randbedingungen der drei Brenner hat der Diffusor auch hier eine homogenisierende Wirkung, das heißt die Geschwindigkeitsfelder aller drei Brenner sind sich mit Diffusor ähnlicher als ohne und die gegenseitige Beeinflussung nimmt ab.

5.2 Weitere Analysen der Strömungsfelder

Die bisher in diesem Kapitel präsentierten Ergebnisse bestanden hauptsächlich aus der direkten Analyse von Mittelwertbildern. Weitere, daraus ableitbare Fragestellung wie beispielsweise nach der Höhe des rezirkulierenden Volumenstroms, der Stabilität des Festkörperwirbels sowie den auftretenden, axialen Geschwindigkeitsfluktuationen in der Brennkammer werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

5.2.1 Rezirkulierender Volumenstrom

Wichtige Aussagen über die Rückführung von Verbrennungsprodukten liefert der rezirkulierende Volumenstrom. Speziell für die Erdgasverbrennung kann die Menge des rezirkulierenden Volumenstroms als weiteres Qualitätskriterium für die Flammenstabilisierung verwendet werden. Der rezirkulierende Volumenstrom wird als prozentuales Verhältnis des Betrags des aufintegrierten negativen Axialgeschwindigkeitsprofils innerhalb der beiden Maxima des M-förmigen Geschwindigkeitsprofils (hellblaue Kurve in Abbildung 5.37) zum ebenfalls aus dem Axialgeschwindigkeitsprofil berechneten Gesamtvolumenstrom am Brenneraustritt bei $x/D=0$ (dunkelblaue Kurve) definiert³. Dabei wird für den rezirkulierenden Volumenstrom jeweils das Maximum über den gesamten Bereich der messtechnisch erfassten Rückströmzone verwendet. Entsprechend variiert die axiale Position x/D der verwendeten Profile mit der jeweiligen Position und Form der Rückströmzone. Da abgesehen von den Varianten mit Brennkammer der Messbereich nicht über gesamte Kanalbreite reicht, ist der Gesamtvolumenstrom direkt am Brenneraustritt zu bestimmen.

3 Für beide Geschwindigkeitsprofile ist dabei eine Gewichtung mit dem Radius durchzuführen.

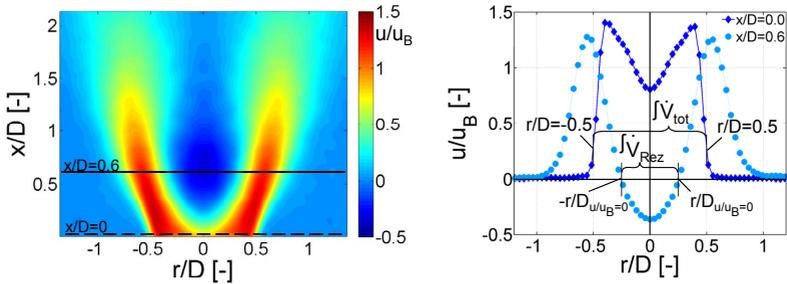


Abb. 5.37: Vorgehensweise bei der Ermittlung des rezirkulierenden Volumenstroms

Tabelle 5.1 enthält die Ergebnisse dieser Auswertung für verschiedene Brennervarianten. In der oberen Hälfte der Tabelle können die Varianten (Setup B) aus Abbildung 5.19 mit Free-Jet-Regime (zweite Spalte) mit der gleichen Variante aber kleinerem Querschnittsprung ($A_{Bk}/A_{Br}=4.3$) und folglich Wall-Jet-Regime (dritte Spalte) verglichen werden. Auffällig sind zunächst die deutlich größeren Werte des rezirkulierenden Massenstroms für die Varianten mit Wall-Jet-Regime infolge eines reduzierten Querschnittsprungs am Brenneraustritt. Für $\kappa_{ax}=0\%$ wird der rezirkulierende Volumenstrom fast verdoppelt, um mit steigendem κ_{ax} und fallender Drallzahl stetig zu fallen. Für den großen Querschnittsprung von $A_{Bk}/A_{Br}=35$ fallen die Werte für $\dot{V}_{Rez}/\dot{V}_{Tot}$ sowohl für Setup B in der oberen Hälfte als auch Setup A in der unteren Hälfte der Tabelle nicht stetig mit steigendem κ_{ax} bzw. A_f . Der Vergleich der berechneten Werte mit den entsprechenden Geschwindigkeitsfeldern (Abbildung 5.5 und 5.19) macht deutlich, dass die Höhe des rezirkulierenden Volumenstroms stark von Öffnungswinkel und Drallstärke abhängt. Besonders für Setup A lassen sich in Abbildung 5.5 deutlich drei Bereiche unterschiedlicher Öffnungswinkel ausmachen. Für $A_f \leq 30\%$ beginnt die Rückströmzone im bzw. sehr nah am Brenneraustritt und die Strömung bildet in radialer Richtung bereits vor dem Brenneraustritt ein M-förmiges Axialgeschwindigkeitsprofil aus, wodurch der Brenneraustritt zum Teil versperrt wird und ein kleinerer Öffnungswinkel entsteht. Für die Varianten mit $40\% \leq A_f \leq 50\%$ beginnt die Rückströmzone bereits ein Stück außerhalb des Brenneraustritts und es bildet sich bereits ein größerer Öffnungswinkel aus. Aber erst für $A_f \geq 60\%$ platzt die Strömung so weit stromab des Brenneraustritts auf, dass die Rückströmzone keine versperrende Wirkung mehr auf den Brenneraustritt ausübt und der größte Öffnungswinkel erreicht wird. Obwohl die Drallzahl mit steigendem A_f kontinuierlich fällt, fällt $\dot{V}_{Rez}/\dot{V}_{Tot}$ nur innerhalb des Bereichs ähnlicher Öffnungswinkel. Beim Übergang in den Be-

reich des nächst größeren Öffnungswinkels steigt der rezirkulierende Volumenstrom entsprechend der im Durchmesser größeren Rückströmzone wieder an, um dann innerhalb dieses Bereichs wieder mit der Drallzahl zu fallen. Gleiches gilt auch für Setup B, ab $\kappa_{ax}=15\%$ bildet sich hier jedoch keine Rückströmzone mehr aus. Für Setup A sind in der letzten Spalte der Tabelle 5.1 auch die rezirkulierenden Volumenströme für die Varianten mit Diffusor ausgewertet. Wie schon in den Geschwindigkeitsfeldern aus Abbildung 5.25 zu erkennen macht sich auch hier der stabilisierende Effekt des Diffusors deutlich bemerkbar. Da der Öffnungswinkel für alle Varianten einen ähnlichen Wert aufweist fällt der rezirkulierende Volumenstrom mit abnehmender Drallstärke. Vergleicht man für einen komplett geschlossenen Axialeinlass ($A_f=0\%$) die Varianten mit und ohne Diffusor, resultiert die Zunahme des rezirkulierenden Volumenstroms mit Diffusor aus der Vergrößerung des Öffnungswinkels und damit der Rückströmzone durch den Diffusor.

Konfig.	$\dot{V}_{Rez}/\dot{V}_{Tot}$ [%]	$\dot{V}_{Rez}/\dot{V}_{Tot}$ [%]	$\dot{V}_{Rez}/\dot{V}_{Tot}$ [%]
	$A_{Bk}/A_{Br} = 35$	$A_{Bk}/A_{Br} = 4.3$	mit Diffusor
Setup B - 0%	18.1	29.4	-
Setup B - 5%	8.5	25.7	-
Setup B - 10%	14.5	17.6	-
Setup B - 15%	0	6.3	-
Setup B - 20%	0	0.6	-
Setup A - 0%	11.6	-	16.0
Setup A - 30%	3.7	-	6.6
Setup A - 40%	5.3	-	5.5
Setup A - 51%	2.5	-	5.5
Setup A - 63%	6.9	-	4.7
Setup A - 100%	2.2	-	3.1

Tabelle 5.1: Auswertung rezirkulierende Volumenströme (b_2, l_2, Re_{Ref})

Grundsätzlich begünstigt ein hoher Rücktransport heißer Verbrennungsgase die Stabilität speziell für schwach reaktive Brennstoffe wie Erdgas. Auch die weiter unten im Abschnitt vorgestellten Ergebnisse bezüglich der Schwankungsgeschwindigkeiten deuten darauf hin, dass Rückströmzonen mit höherem Verhältnis von $\dot{V}_{Rez}/\dot{V}_{Tot}$ und größerem Durchmesser bzw. Öffnungswinkel eine stabilere axiale Position in der Brennkammer aufweisen.

5.2.2 Festkörperwirbel und Präzession des Wirbelkerns

Das Brennerkonzept zielt auf eine möglichst festkörperwirbelähnliche radiale Tangentialgeschwindigkeitsverteilung am Brenneraustritt ab. Dies stellt einen entscheidenden Unterschied zu anderen bekannten Brennerdesigns dar und soll die Brennerstabilität besonders durch die Erhöhung der CIVB Resistenz und die Reduzierung der Wirbelkernpräzession verbessern. Am Brenneraustritt weisen alle vorgestellten Brennervarianten einen Wirbelkernradius von ca. 75% bis 95% des Brennerradius R auf. Vor allem die Messungen im Mischrohr zeigen, dass die Ausbildung eines solchen Festkörperwirbels neben der Schlitzanordnung stark von dem verwendeten Axialimpuls und damit von der Ausführung des axialen Einlasses abhängig ist (Abbildung 5.17). Liegt am Mischrohreintritt, wie z.B. für niedrige κ_{ax} , eine potentialwirbelartige Geschwindigkeitsverteilung vor, führt das Mischrohr im untersuchten Bereich immer zu einem festkörperwirbelähnlichen Tangentialgeschwindigkeitsprofil am Brenneraustritt. Die gleichen Tendenzen wurden auch in den Varianten von Fritz und Kröner (Anhang A.2) mit einem zylindrischen Mischrohr beobachtet. Im Wesentlichen fördert das Mischrohr die Umverteilung der Tangentialgeschwindigkeit. Im Bereich der hier untersuchten Mischrohlängen konnten allerdings nur geringfügige Unterschiede in den Profilen am Brenneraustritt festgestellt werden. Das bedeutet, die minimal notwendige Mischrohlänge für die Umorientierungsvorgänge muss deutlich unterhalb der betrachteten liegen. Im Vergleich mit den Daten von Fritz und Kröner (Anhang A.2) mit einem längeren und zylindrischen Mischrohr scheint die gewählte Einschnürung bzw. Konizität den Vorgang der Umverteilung deutlich zu beschleunigen und zu verstärken, denn unabhängig vom Profil am Mischrohreintritt wird am Ende in allen hier betrachteten Fällen ein festkörperwirbelähnliches Profil erreicht.

Aufgrund des großen Wirbelkernradius wird mit dem verfolgten Brennerkonzept eine Präzession der verdrahten Strömung um die Brennerachse herum geringer ausfallen als für eine Strömung mit kleinem Wirbelkernradius. Anders als z.B. in [Kon10], wo die Winkelgeschwindigkeit und Umlauffrequenz experimentell ermittelt werden konnten, ist der Effekt bei großen Festkörperwirbeln mittels PIV kaum nachzuweisen. Dies liegt daran, dass der Geschwindigkeitsgradient im achsnahen Bereich der Strömung bei einem Festkörperwirbel im Vergleich zu einem Potentialwirbel relativ gering ist. Dies erschwert die optische Verfolgung des Wirbelkerns, so dass keine repräsentativen Aussagen gewonnen werden können. Dazu zeigt das Diagramm in Abbildung 5.38 die zu unterschiedlichen Wirbelformen gehörenden radialen Tangentialgeschwindigkeitsprofile (gefüllte Symbole), in de-

nen die unterschiedlichen Geschwindigkeitsgradienten in achsnähe gut zu erkennen sind. Die Beispiele stammen aus dem hier untersuchten Brennerdesign mit großem Wirbelkernradius und einer Vergleichsmessung der Brennerkonfiguration BK2 von [Fri03] und [Krö03] im Wasserkanal.

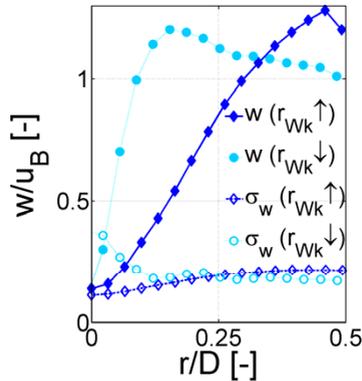


Abb. 5.38: Radiale Tangentialgeschwindigkeitsprofile und Standardabweichungen verschiedener Wirbelformen

Zusätzlich sind in diesem Diagramm die zu den Beispielen gehörenden Standardabweichungen der radialen Tangentialgeschwindigkeitsverteilung dargestellt (leere Symbole). Analog zu den Ergebnissen aus [Fri03] und [Krö03] zeigt der radiale Verlauf der Standardabweichung für den Potentialwirbel (hellblaue Symbole) ein deutliches Maximum um die Brennerachse und damit im Bereich des größten Tangentialgeschwindigkeitsgradienten. Dies weist auf eine Präzession des Wirbelkerns um die Brennerachse hin. Für die in dieser Arbeit gewonnenen festkörperwirbelähnlichen Profile (dunkelblaue Symbole) zeigt die Standardabweichung der Tangentialgeschwindigkeit für nahezu alle untersuchten Geometrien eher ein Minimum in Richtung Brennerachse und steigt radial nach außen leicht an. Dies spricht für eine nennenswerte Reduzierung der Wirbelkernpräzession und führt zu dem gewünschten Effekt verringerter Schwankungsgeschwindigkeit im Zentrum der Strömung, also in dem für die Flammenstabilisierung entscheidenden Bereich.

5.2.3 Schwankungsgeschwindigkeiten

Neben den bisher vorgestellten zeitgemittelten Strömungsfeldern geben auch die axialen Schwankungsgeschwindigkeiten weitere interessante Anhaltspunkte bezüglich der zu erwartenden Brennerstabilität. Um eine aussagekräftigere Bewertung zu ermöglichen, sind als zusätzliche Vergleichsgrößen die AEV-ähnlichen Brennerkonfiguration BK1, BK2 und BK3 von Fritz [Fri03] und Kröner [Kr03] (Drallerzeuger aus radial versetzten Kegelschalenvierteln und einem anschließenden zylindrischen Mischrohr) im Wasserkanal vermessen worden. Die dazugehörigen Ergebnisse finden sich in Anhang A.4. Das axiale Geschwindigkeitsfeld zeigt prinzipiell die gleichen Tendenzen wie das in dieser Arbeit entwickelte Brennersystem: Mit geschlossenem Axialeinlass (BK1) wird eine längliche, in das Mischrohr hineinreichenden Rückströmzone beobachtet. Mit steigendem axialen Öffnungsverhältnis ergibt sich ein breiteres, zunehmend nach stromab verschobenes Wirbelaufplatzen (BK2 und BK3). Die auf die jeweilige mittlere Axialgeschwindigkeit am Brenneraustritt normierten axialen Standardabweichungen zeigen für BK1 im Bereich der Scherschichten die maximalen Schwankungsgeschwindigkeiten von ca. 25% σ_u/u_B . Für BK2 und BK3 liegt das Maximum im Zentrum der Strömung unmittelbar am Brenneraustritt. Dies ist der Bereich, der eine mögliche Stromaupropagation der Flamme auf der Brennerachse unterstützt und in dem daher möglichst niedrige Schwankungsgeschwindigkeiten anzustreben sind.

In Abbildung 5.39, obere Reihe, sind die axialen Schwankungsgeschwindigkeiten für Setup B mit der Schlitzbreite b_2 und einem Querschnittsprung von $A_{Bk}/A_{Br}=35$ (Geschwindigkeitsfelder: Abbildung 5.19) dargestellt. In der mittleren Reihe sind die Ergebnisse für einen Querschnittsprung von $A_{Bk}/A_{Br}=4.3$ abgebildet. Die untere Reihe zeigt die Standardabweichungen für die Experimente mit Hüllrohr und $A_{Bk}/A_{Br}=35$ (Geschwindigkeitsfelder: Abbildung 5.22). Im für die Erdgasverbrennung relevanten Bereich der Axialluftzugabe ($\kappa_{ax}=10\%$) werden im Gebiet der Flammenstabilisierung geringere Schwankungsgeschwindigkeiten gemessen als für den AEV ähnlichen Brenner. Dies sollte zu verringerten Schwankungen der Flammenposition und der turbulenten Flammengeschwindigkeit führen. Mit kleinerem Querschnittsprung können geringfügig niedrigere Schwankungsgeschwindigkeiten erzielt werden, während ein Hüllrohr keinen nennenswerten Einfluss hat.

Hinsichtlich der Schwankungsgeschwindigkeiten ist auch die sich nach dem Kriterium $u_{min,ax} \approx \bar{u} - 3\sigma_u$ (Abschnitt 2.1.1) ergebende minimale Axialgeschwindigkeit im Brenneraustritt interessant. Werden dazu die in Abbildung 5.9 dargestellten Axialgeschwindigkeitsprofile zugrunde gelegt, so ergibt sich, dass für die Konfi-

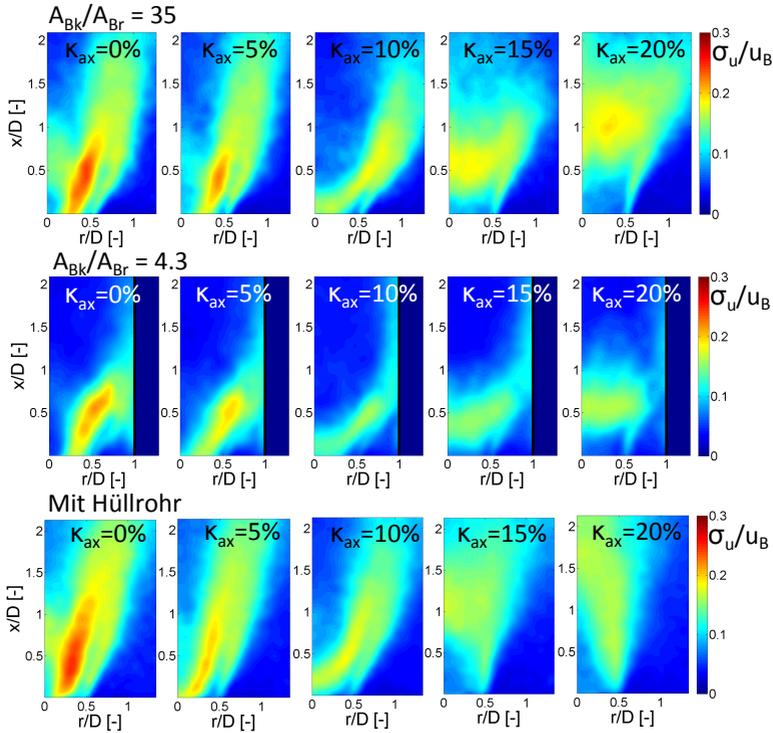


Abb. 5.39: Axiale Schwankungsgeschwindigkeiten für das neue Brennerkonzept mit verschiedenen Querschnittssprüngen bzw. mit Hüllrohr (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup B)

gurationen mit keiner oder sehr geringer Kopfluft ($\kappa_{ax} \leq 5\%$) im Zentrum der Strömung sehr niedrige und sogar negative Geschwindigkeiten vorliegen können, die eine Stromaufpropagation der Flamme ermöglichen könnten. Ab $\kappa_{ax} = 10\%$ verbessert sich die Situation zunehmend durch die steigende Axialgeschwindigkeit auf der Achse und die niedriger werdenden Standardabweichungen. So ergibt sich z.B. für $\kappa_{ax} \approx 10\%$ mit einer mittleren Axialgeschwindigkeit im Zentrum von $\bar{u} \approx 0.95 u_B$ und einer Standardabweichung von $\sigma_u = 0.15 u_B$ eine minimale axiale Geschwindigkeit im Brenneraustritt von $u_{min,ax} \approx 0.5 u_B$. Für höhere Werte von κ_{ax} erhöht sich $u_{min,ax}$. Je nach Betriebspunkt und Brennstoff ist dies ein wichtiges Kriterium für den Abstand zur Rückschlagsgrenze.

5.3 Auswahl der optimalen Brennergeometrie

Bei Betrachtung der Versuchsergebnisse können sofort alle Konfigurationen ohne axialen Volumenstrom ausgeschlossen werden. Hier stellt sich auf der Achse durch den kompletten Brenner ein Schlauch niedriger bzw. negativer Geschwindigkeit ein. Auch ein vollständig geöffneter Axialeinlass (Setup A, $A_f=100\%$) oder zu viel Axialvolumenstrom (Setup B, $\kappa_{ax}>15\%$) sind für eine Erdgasauslegung aufgrund der schwachen sowie zu weit nach stromab verschobenen Rückströmzone ungeeignet. Für ein freies Öffnungsverhältnis von $40\% \leq A_f \leq 64\%$ (Setup A) beginnt die Rückströmzone für Schlitzbreite b_2 wie gefordert stromab des Brenneraustritts. Gleiches gilt für $5\% \leq \kappa_{ax} \leq 15\%$ (Setup B). Da zur Realisierung der axialen Brennstoffeindüsung der axiale Einlass geometrisch noch umgestaltet werden muss (Kapitel 6), werden für A_f bzw. κ_{ax} etwas größere Werte gewählt, um sicherzustellen, dass die Rückströmzone auch mit Verbrennung außerhalb des Brenneraustritts verbleibt. Die Varianten mit großer Schlitzbreite (b_4 und b_5) scheiden aus, da hier der Drall zu niedrig ist, um am Brenneraustritt das gewünschte Wirbel-aufplatzen zu induzieren. Für die Schlitzbreite b_1 hingegen fällt der Drall zu hoch aus. Daraus ergeben sich die Schlitzbreiten b_2 und b_3 als die erfolgversprechendsten Varianten. Da die Mischrohrlänge aus aerodynamischer Sicht im untersuchten Bereich keinen nennenswerten Einfluss auf die Aerodynamik aufweist, wird hier zunächst die mittlere Länge l_2 ausgewählt. Diese Wahl wird aber im Zuge der Mischungsuntersuchungen (Kapitel 6) noch einmal überprüft. Für den Fall von Mehrbrenneranordnungen scheint auch die Verwendung eines Diffusors vorteilhaft zu sein.

Zusammenfassend führen also folgende Parameter zu einem den Auslegungskriterien entsprechenden Strömungsfeld [SMS11]:

Schlitzbreite:	b_2 und b_3
Öffnungsverhältnis (Setup A):	$50\% \leq A_f \leq 60\%$
Axialer Volumenstrom (Setup B):	$5\% \leq \kappa_{ax} \leq 15\%$
Mischrohrlänge:	l_1, l_2 oder l_3

Tabelle 5.2: Gewählte Geometrieparameter

6 Brennstoffeindüsung

Beim betrachteten brennstoffflexiblen Konzept soll die Eindüsung der schwach reaktiven Brennstoffe das Grundströmungsfeld möglichst wenig verändern. Für die Eindüsung von Syngas und Wasserstoff soll jedoch durch gezielte Manipulation der Aerodynamik ein Strömungsfeld erzeugt werden, das einen niedrigeren Drall und ein nach stromab verschobenes Wirbelaufplatzen bzw. eine Jet-ähnliche Geschwindigkeitsverteilung in der Brennkammer ohne Wirbelaufplatzen aufweist. Diese Überlegungen verfolgen alleinig das Ziel, einen sicheren Betrieb des Brenners für unterschiedliche Brennstoffe zu ermöglichen. Zusätzlich ist es aber auch erforderlich eine weitgehend perfekte Mischung von Brennstoff und Luft stromauf der Brenneraustrittsebene zu gewährleisten, um für die wasserstoffhaltigen Brennstoffe ebenfalls Stickoxidemissionen zu erzielen, wie sie derzeit für Erdgas Stand der Technik sind. Hierzu muss der Brennstoff zunächst durch große turbulente Wirbel möglichst schnell mit der Luft vermischt werden, um genügend Länge im Brenner für die Mischung auf kleineren Skalen zur Verfügung zu stellen und schließlich durch Diffusionsvorgänge die Mischung auf molekularer Ebene (Abschnitt 3.2) zu erreichen [LS03]. Entscheidende Faktoren hierfür sind der Brennstoffimpuls sowie Anzahl, Position und Richtung der Injektionsstellen. Nachdem bereits in vorangegangenen Kapiteln das Eindüsungskonzept, die Messtechnik und der Versuchsstand beschrieben worden sind, befassen sich die nachfolgenden Abschnitte hauptsächlich mit den experimentell gewonnenen Ergebnissen.

Wie bereits in Abschnitt 3.2 beschrieben, soll für die Erdgas- bzw. Methanverbrennung eine möglichst isokinetische Eindüsung entlang der scharfkantigen Hinterkante der tangentialen Schlitze zum Einsatz kommen. Dazu wurde der Brenner je Schlitz mit einer parallel zu den Schlitzen verlaufenden Brennstoffverteilungsbohrung und jeweils 13 in gleichmäßigen Abständen angeordneten Brennstoffbohrungen versehen (Abbildung 3.7). Der Durchmesser dieser Brennstoffbohrungen ist so ausgelegt, dass bei Erdgaseindüsung im Originalsystem möglichst die Geschwindigkeit der durch die Schlitze einströmenden Luft bzw. der bereits im Innern des Drallerzeugers rotierenden Strömung erreicht wird. Da der für vier Schlitze eigentlich notwendige Durchmesser aufgrund des Längen-Durchmesserhältnisses des Bohrers nicht gefertigt werden konnte, ist als Kompromiss die doppelte Querschnittsfläche gewählt worden. Somit kommt die Verwendung der Hälfte der

Brennstoffbohrungen einer möglichst isokinetischen Eindüsung im Originalsystem (Verbrennungsluft-Brennngas) am nächsten. Für das Modellsystem im Wasserkanal wird dies durch Anpassung des Brennstoffanteils τ_{Br} entsprechend den in Kapitel 4.4 gezeigten Ähnlichkeitsbedingungen zum Impulsstromdichteverhältnis (ISDV, Gleichung 4.15) erreicht. Dieses Vorgehen wird in Abschnitt 6.1 nochmals erläutert.

Dem Designkonzept folgend soll für die hoch reaktiven Brennstoffe der im Vergleich zu Erdgas zusätzlich verfügbare Brennstoffvolumenstromanteil durch eine axiale Düse im Zentrum des axialen Einlasses in den Drallerzeuger eingebracht werden. Dazu wurde analog Abbildung 3.8 ein Rohr mit dem halben Innendurchmesser des Axialeinlasses D_A konzentrisch im Axialeinlass montiert. Die abzüglich der Rohrwandstärke verbleibende freie Kreisringfläche um die axiale Düse beträgt 55% des gesamten axialen Einlasses und entspricht damit dem angestrebten Öffnungsverhältnisses für die Kopfluft (Abschnitt 5.3). Diese Ausführung mit Brennstoffdüse wird analog Abschnitt 5.1.2.1 als Setup C bezeichnet. Als Schlitzbreite wird für die hier vorgestellten Untersuchungen b_3 verwendet¹.

6.1 Eindüsungsvarianten

Um einen möglichst detaillierten Einblick über den Einfluss der Brennstoffeindüsung und die Auswirkungen von Brennstoffimpuls, Eindüsungsposition und -verteilung zu erhalten, werden mit dem festgelegten Bohrungsmuster für die Schlitzeindüsung und der axialen Eindüsung möglichst viele verschiedene Kombinationen untersucht. Nachfolgende Tabelle listet die 17 betrachteten Eindüsungsvarianten auf.

Zur leichteren Identifikation der einzelnen Injektionsmethoden sind die untersuchten Varianten in der ersten Spalte von Tabelle 6.1 nummeriert. Innerhalb dieser Varianten werden jeweils drei verschiedene Brennstoffanteile τ_{Br} , bezogen auf den Gesamtvolumenstrom², betrachtet. Die Buchstaben a, b und c kennzeichnen dies entsprechend der fünften Spalte. Entsprechend dem ISDV können damit neben unterschiedlichen Leistungen bzw. Luftzahlen auch die verschiedenen notwendigen Volumenströme je nach betrachtetem Brennstoff (resultierend aus Dichte und Heizwert) und daraus resultierendem Brennstoffimpuls abgebildet werden. Dadurch können die Änderungen in Strömungs- und Konzentrationsfeld bei Variation

¹ Die verwendete Drallerzeugergeometrie unterscheidet sich damit von der in [SMS11] verwendeten Schlitzbreite b_2 . Der Wechsel auf die Schlitzbreite b_3 erfolgte wegen der besseren Ergebnisse von parallel durchgeführten Verbrennungsexperimenten [MSS11].

² Da $\rho_{Wasser} \approx 1$, gilt dies auch für die Massenstromanteile.

Nr.	Brennstoffanteil Axialein- düsung [%]	durch Schlitzein- düsung [%]	Anzahl Schlitze (*obere Hälfte)	Brennstoff- anteil τ_{Br} [%]
Referenz	0	0	0	0
1 (a,b,c)	100	0	0	5, 7.5, 10
2 (a,b,c)	0	100	4	5, 7.5, 10
3 (a,b,c)	0	100	2	5, 7.5, 10
4 (a,b,c)	25	75	4	5, 7.5, 10
5 (a,b,c)	25	75	2	5, 7.5, 10
6 (a,b,c)	50	50	4	5, 7.5, 10
7 (a,b,c)	50	50	2	5, 7.5, 10
8 (a,b,c)	75	25	4	5, 7.5, 10
9 (a,b,c)	75	25	2	5, 7.5, 10
10 (a,b,c)	0	100	4*	5, 7.5, 10
11 (a,b,c)	0	100	2*	5, 7.5, 10
12 (a,b,c)	25	75	4*	5, 7.5, 10
13 (a,b,c)	25	75	2*	5, 7.5, 10
14 (a,b,c)	50	50	4*	5, 7.5, 10
15 (a,b,c)	50	50	2*	5, 7.5, 10
16 (a,b,c)	75	25	4*	5, 7.5, 10
17 (a,b,c)	75	25	2*	5, 7.5, 10

Tabelle 6.1: Untersuchte Brennstoffeindüsungsmethoden

des Brennstoffs (Erdgas, Syngas, Wasserstoff) in einem breiten Bereich abgedeckt werden. Die zweite und dritte Spalte gibt an, wie viel eingefärbtes Wasser (den Brennstoff repräsentierend) in Prozent zum Gesamtbrennstoffvolumenstrom jeweils durch die axiale Düse bzw. entlang der Schlitze eingedüst wird. In den Experimenten mit Schlitzeindüsung zeigt die vierte Spalte, ob entlang aller vier Schlitze oder entlang zwei gegenüberliegender Schlitze eingedüst wird. Der Stern (*) in dieser Spalte kennzeichnet, dass nicht entlang der gesamten Schlitzlänge sondern nur über die stromab liegende Hälfte der Schlitze eingedüst wird. Dies wird untersucht, um den Brennstoffüberschuss durch die axiale Eindüsung auf der Achse mit einer Schlitzeindüsung auf großen Radien auszugleichen. Speziell für die Konfigurationen, die die obere Hälfte der Bohrungen von zwei gegenüberliegenden Schlitzen nutzen, sei für die „c“-Fälle mit $\tau_{Br}=10\%$ angemerkt, dass die Referenz Reynoldszahl aufgrund des hohen Druckverlusts und der zu niedrigen Pumpenleistung nicht immer erreicht werden konnte. Für diese Fälle ist die Reynoldszahl daher entsprechend dem maximal möglichen Brennstoffvolumenstrom reduziert worden, um die angegebenen Verhältnisse zu gewährleisten.

Insgesamt können die betrachteten Varianten in drei Hauptgruppen unterteilt werden: Die Referenzkonfiguration, die Einzeleindüsungsmethoden und die kombinierten Eindüsungsmethoden. Die Referenzkonfiguration bildet die im vorangegangenen Kapitel gewählte und für Erdgas ausgelegte und optimierte Grundaerodynamik ohne Brennstoffeindüsung und soll als Vergleichsgröße dienen. Um festzustellen welchen Einfluss die Einzeleindüsungsmethoden auf die Grundaerodynamik haben, werden die Varianten 1, 2, 3, 10 und 11 untersucht, in denen entweder die axiale Eindüsung oder die Schlitz eindüsung entlang der zwei oder vier Schlitze bzw. der oberen Hälfte der zwei oder vier Schlitze verwendet wird. In der letzten Gruppe (4 bis 9 und 12 bis 17) werden verschiedene Kombinationen der Einzeleindüsungsmethoden betrachtet. In den entsprechenden Abbildungen dieses Kapitels werden die betrachteten Eindüsungsmethoden zusätzlich zur Konfigurationsnummer durch ein Kürzel identifiziert, welches aus den Spalteneinträgen von Tabelle 6.1 zusammengesetzt ist. So entspricht Konfiguration 8 z.B. dem Kürzel 75A25S4.

6.2 Auswirkung auf die Aerodynamik

Bevor mit den Untersuchungen zur Konzentrationsverteilung mit LIF begonnen wird, sollen zunächst detaillierte Informationen über den Einfluss der verschiedenen Eindüsungsmethoden auf die Grundaerodynamik gewonnen werden. Dazu werden hauptsächlich die aus den Eindüsungsmethoden resultierenden Strömungsfelder in der Mittelebene der Brennkammer analysiert und miteinander verglichen. Strömungsöffnungswinkel, Position und Größe der Rückströmzone sowie die Drallzahl, errechnet aus Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsprofil am Brenneraustritt dienen dabei maßgeblich als Bewertungsgrößen. Die durchgezogenen schwarzen Linien in den Axialgeschwindigkeitsfeldern der folgenden Abbildungen kennzeichnen die Isolinie $u/u_B=0$ und damit die Kontur der Rückströmzone.

6.2.1 Referenzmessung

Zur Gewinnung der Referenzgrößen ist die in Kapitel 5 gewählte Brennergeometrie zunächst ohne Brennstoffeindüsung vermessen worden. Abbildung 6.1 zeigt das Axialgeschwindigkeitsfeld im Mischrohr (links unten) und in der Brennkammer (links oben), die Standardabweichung der axialen Geschwindigkeit in der Brennkammer (rechts oben), das Tangentialgeschwindigkeitsfeld am Brenneraustritt (drittes Bild von links, unten), die axialen Geschwindigkeitsprofile an verschiedenen Positionen x/D im Mischrohr (zweites Bild von links, unten) und in der Brennkammer (zweites Bild von links, oben) sowie das Tangentialgeschwindigkeitsprofil am Brenneraustritt bei $x/D=0$ (rechts unten).

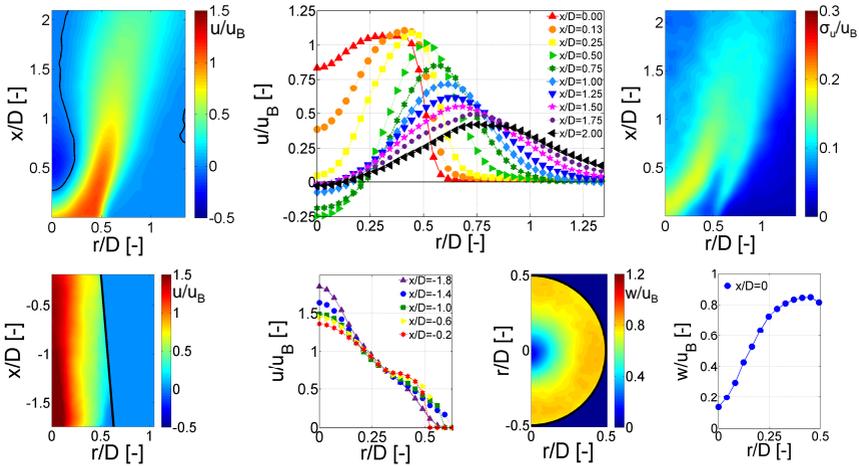


Abb. 6.1: Brenneraerodynamik ohne Brennstoffeindüsung (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)

Das Axialgeschwindigkeitsfeld im Mischrohr zeigt den geforderten axialen Jet auf der Brennerachse. Im axialen Geschwindigkeitsfeld der Brennkammer ist zu erkennen, dass die blasenförmige Rückströmzone bei $x/D \approx 0.3$ ($x/D=0$ kennzeichnet Brenneraustritt) und damit stromab des Brenneraustritts beginnt und die folgende Drallströmung einen Öffnungswinkel von ca. 14° aufweist. In den beiden nebenstehenden Diagrammen ist gut zu erkennen, wie die Maximalgeschwindigkeit auf der Mischrohrachse mit zunehmender Lauflänge abgebaut wird. Der Bereich mit den stärksten Umorientierungsvorgängen zwischen $x/D = -0.2$ und $x/D = 0$ konnte messtechnisch aufgrund der Versuchsplattform nicht erfasst werden. Bei $x/D=0$ ist das angestrebte Blockprofil bereits leicht überschritten und es liegt ein leichtes Geschwindigkeitsdefizit auf der Achse vor. Dieses nimmt mit zunehmendem Abstand vom Brenneraustritt weiter zu, bis es nach dem Staupunkt bei $x/D \approx 0.3$ im Zentrum der Strömung erstmals negative Werte aufweist. Die maximale negative Geschwindigkeit wird bei $x/D = 0.55$ erreicht. Danach nimmt die Geschwindigkeit auf der Achse wieder zu, bis sie ab ca. $x/D = 1.25$ im untersuchten Messbereich konstant bei leicht negativen Werten verbleibt. In radialer Richtung hat die Rückströmgeschwindigkeit ihren Maximalwert auf der Brennerachse. Von dort aus steigt die Geschwindigkeit an, durchläuft ein Maximum und fällt dann zum Strahlrand hin ab. Das Maximum der Axialgeschwindigkeit wandert

mit zunehmender Entfernung vom Brennerausstritt von der Achse aus nach außen in Richtung größerer Radien. Da sich die Rückströmzone innerhalb des Messbereichs bis $2.15x/D$ nicht mehr schließt, kann das Zurückwandern des Maximums zur Strahlachse bis zur Ausbildung einer gaußförmigen, axialen Geschwindigkeitsverteilung mit Maximum auf der Brennerachse hier nicht beobachtet werden. Die Standardabweichung der Axialgeschwindigkeit zeigt, dass die Position des Wirbelaufplatzens relativ stabil ist und im Bereich der größten Geschwindigkeitsgradienten die höchsten Schwankungsgeschwindigkeiten auftreten. Das Tangentialgeschwindigkeitsfeld und das dazugehörige Tangentialgeschwindigkeitsprofil am Brennerausstritt zeigen den erwarteten großen Wirbelkernradius. Zusammenfassend erfüllt die gewählte Referenzgeometrie damit die im Designkonzept gestellten Anforderungen für die Verbrennung von schwach reaktiven Brennstoffen und die Brennstoffeindüsung kann untersucht werden.

6.2.2 Einzeleindüsungsmethoden

Begonnen wird mit der Untersuchung der aerodynamischen Beeinflussung durch die unterschiedlichen Varianten der Schlitzdüse. Für die Düse der schwach reaktiven Brennstoffe entsprechen die Konfigurationen „a“ mit $\tau_{Br}=5\%$ dem Auslegungsfall. Das Ziel ist es, eine Variante zu finden, die eine möglichst geringe Beeinflussung der Grundaerodynamik der Referenzgeometrie ohne Brennstoffeindüsung hervorruft. Abbildung 6.2 zeigt die axialen Geschwindigkeitsfelder für die vier Varianten 2, 3, 10 und 11 der Schlitzdüse für alle drei untersuchten Brennstoffanteile τ_{Br} vom Gesamtvolumenstrom ($a=5\%$, $b=7.5\%$ und $c=10\%$). Konfiguration 2 zeigt die Schlitzdüse entlang der vier Schlitze, Konfiguration 3 entlang zweier gegenüberliegender Schlitze, Konfiguration 10 entlang der oberen Hälfte aller vier Schlitze und Konfiguration 11 entlang der oberen Hälfte zweier gegenüberliegender Schlitze.

Für die Erdgasauslegungsfälle „a“ mit einem $\tau_{Br}=5\%$ ist klar zu erkennen, dass die Konfigurationen 3 und 10 der Referenzströmung am ähnlichsten sind und das axiale Strömungsfeld am wenigsten beeinflussen. Diese beiden Fälle weisen, entsprechend der Auslegung der Bohrungsdurchmesser, auch die Brennstoffeindüsungsgeschwindigkeit auf, die der Strömungsgeschwindigkeit in den Schlitzen bzw. der bereits im Drallerzeuger rotierenden Strömung am nächsten kommt. Die resultierende blasenförmige Rezirkulationszone befindet sich in beiden Fällen an derselben axialen Position wie im Referenzfeld ohne Brennstoffeindüsung. Die niedrigere Eindüsungsgeschwindigkeit für Konfiguration 2 mit der Düse entlang

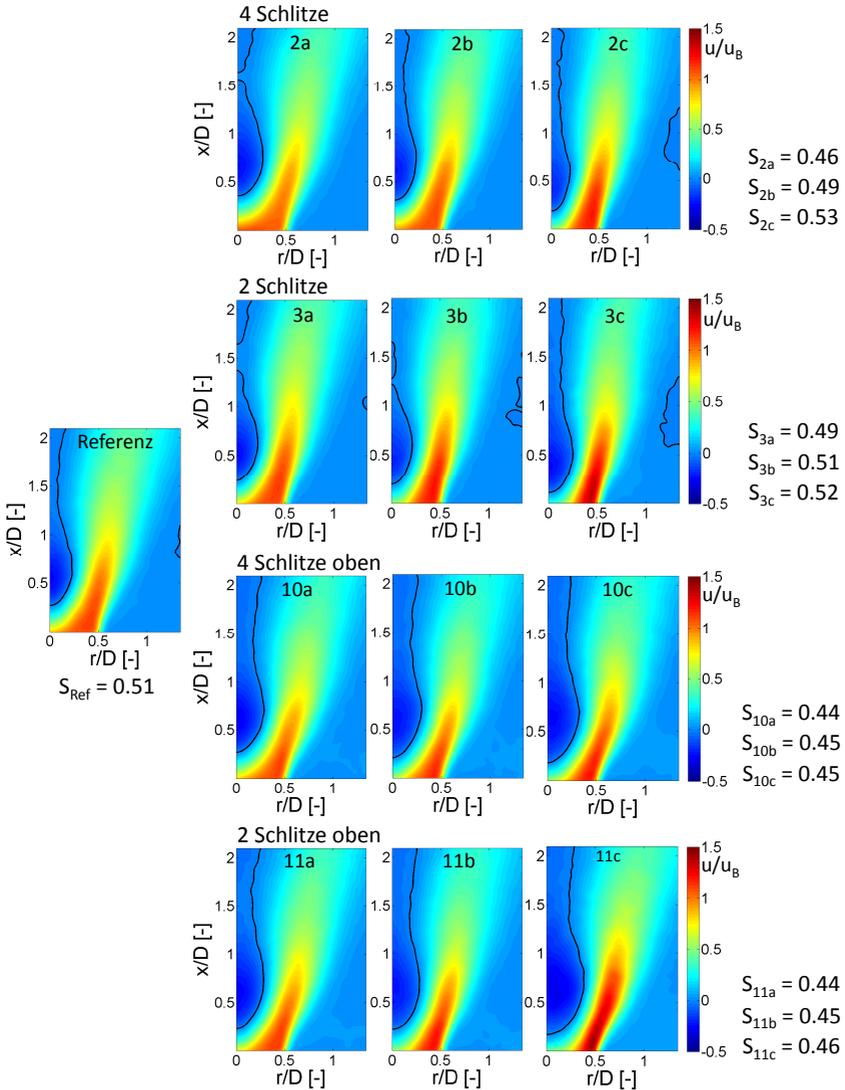


Abb. 6.2: Brenneraerodynamik verschiedener Schlitzzeindüsen (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

aller vier Schlitze und damit der doppelten Bohrungsanzahl führt zu einer leichten Verschiebung der Rückströmzone in Richtung stromab. Bei Konfiguration 11 führt die höhere Eindüsungsgeschwindigkeit durch die Halbierung der Bohrungsanzahl hingegen zu einem in axialer Richtung früheren Aufplatzen der Strömung. Für alle vier Varianten der Schlitzdüsung nimmt mit zunehmendem Brennstoffanteil τ_{Br} und damit zunehmendem Brennstoffimpuls entlang der Schlitze der Drall zu und die Rückströmzone rückt näher zum Brenneraustritt. Dies drückt sich auch in der innerhalb einer Konfiguration steigenden Drallzahl aus. Da sich die Tangentialgeschwindigkeitsprofile innerhalb einer Konfiguration kaum unterscheiden, müssen die Änderungen der Drallzahl innerhalb einer Konfiguration mit den sich für unterschiedliche τ_{Br} ändernden Axialgeschwindigkeitsprofilen am Brenneraustritt einhergehen. Dies ist unter anderem in der ersten Zeile in Abbildung 6.6 am Ende von Abschnitt 6.2.3 zu erkennen. Dort sind für alle Eindüsungsvarianten und alle Brennstoffanteile τ_{Br} die tangentialen und axialen Geschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt zur besseren Vergleichbarkeit in einer Abbildung zusammengefasst.

Dass die Tangentialgeschwindigkeit innerhalb einer Konfiguration mit steigendem Brennstoffimpuls in tangentialer Richtung nicht oder nur kaum steigt, deutet darauf hin, dass der durch die Eindüsung erzeugte Geschwindigkeitsüberschuss möglicherweise durch messtechnisch nicht zugängliche Effekte im Drallerzeugerkopf (wie z.B. höhere Turbulenz oder verstärkte Interaktion zwischen Drall- und Axialströmung) wieder kompensiert wird. Der globale Abfall der Drallzahl beim Vergleich der einzelnen Konfigurationen untereinander und im Vergleich mit der Referenzgeometrie resultiert aus dem Abbau der Tangentialgeschwindigkeit mit zunehmendem Brennstoffimpuls (in den Diagrammen aus Abbildung 6.6 von links nach rechts). Die axialen Geschwindigkeitsfelder zeigen außerdem, dass die Öffnungswinkel innerhalb einer Konfiguration nahezu konstant bleiben. Allerdings fällt auf, dass für die Varianten 10 und 11 ein größerer Öffnungswinkel erzielt wird als für die Varianten 2 und 3 sowie für die Referenzkonfiguration. Dennoch sind die beobachteten Unterschiede für alle Varianten vergleichsweise gering, so dass alle vier Einzeleindüsungsmethoden die Anforderungen für eine Flammenstabilisierung von schwach reaktiven Brennstoffen wie Erdgas bzw. Methan erfüllen.

Für die Verbrennung der hoch reaktiven Brennstoffe soll die Brenneraerodynamik mit Hilfe einer axialen Brennstoffeindüsung modifiziert werden. Dazu wird zunächst die Einzeleindüsungsmethode 1 mit rein axialer Eindüsung des gesamten Brennstoffs durch die axiale Düse im Zentrum des Axialeinlasses betrachtet. Dies soll helfen, das Potential der axialen Brennstoffeindüsung bezüglich Beeinflussung der Wirbeldynamik zu überprüfen und besser abschätzen zu können. Ab-

Abbildung 6.3 zeigt die entsprechenden PIV Ergebnisse. In Konfiguration 1a werden 5%, in 1b 7.5% und in 1c 10% des Gesamtmassenstroms als Brennstoff axial eingeblasen, die Schlitz-eindüsung wird nicht genutzt. Im Vergleich zum Referenzströmungsfeld platzt die Strömung für Konfiguration 1a zwar noch auf, wodurch ein Geschwindigkeitsdefizit auf der Achse ab ca. $0.7x/D$ entsteht, es bildet sich aber keine Rückströmzone mit negativen Axialgeschwindigkeiten mehr aus. Mit weiterer Erhöhung des axialen Volumenstroms kann nicht mehr von einem Aufplatzen der Strömung sondern lediglich von einer Aufweitung des Drallstrahls gesprochen werden, so dass sich eine verdrehte Jet-Strömung in der Brennkammer ausbildet. Mit weiterer Erhöhung von τ_{Br} reduziert sich der Drall weiter und damit auch der Öffnungswinkel bis er sich bei weiterer Erhöhung schließlich dem Öffnungswinkel eines unverdrallten Freistrahls annähert. Die Ergebnisse dokumentieren die Möglichkeit, die Wirbeldynamik durch Nutzung des zusätzlich verfügbaren Brennstoffimpulses hoch reaktiver Brennstoffe gezielt und substanziell zu verändern. In Kombination mit einem höheren Totaldruck auf der Brennerachse erhöht diese Maßnahme weiterhin die Resistenz des Brenners gegen Flammenrückschlag infolge von CIVB.

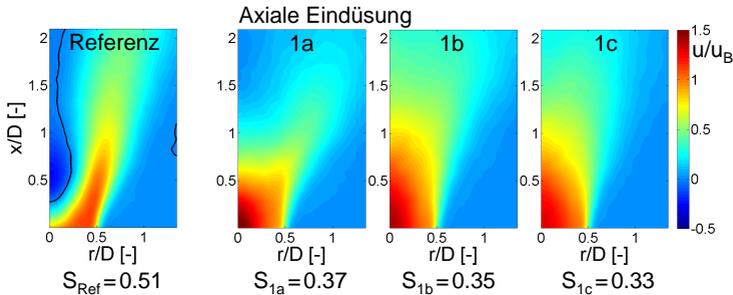


Abb. 6.3: Brenneraerodynamik mit axialer Brennstoffeindüsung (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)

6.2.3 Kombinierte Eindüsungsmethoden

Abweichend zur Einzeleindüsungsmethode 1 soll bei Verwendung hoch reaktiver Brennstoffe nur der zusätzlich verfügbare Brennstoffimpuls für die Manipulation der Aerodynamik verwendet werden. Daher sind im nächsten Schritt Kombinationen aus Schlitz- und Axialeindüsung untersucht worden. Die Strömungsfelder für die Eindüsungen entlang der gesamten Schlitzlänge, also Konfigurationen 4 bis

9 sind in Abbildung 6.4 zu finden. Die linke Hälfte der Abbildung enthält dabei die Konfigurationen, in denen entlang von allen vier Schlitzen eingedüst wird und die rechte Hälfte die Varianten, die zwei gegenüberliegende Schlitze zur Brennstoffeindüsung nutzen. Pro Spalte wird der axiale Brennstoffanteil von oben nach unten um jeweils 25% erhöht und der Anteil durch die Schlitze entsprechend reduziert. Anhand der Nummern innerhalb der Farbplots können die entsprechenden Eindüsungsvarianten in Tabelle 6.1 nachgeschlagen werden, das Kürzel darüber beschreibt diese aber ebenfalls analog der Tabellenspalten.

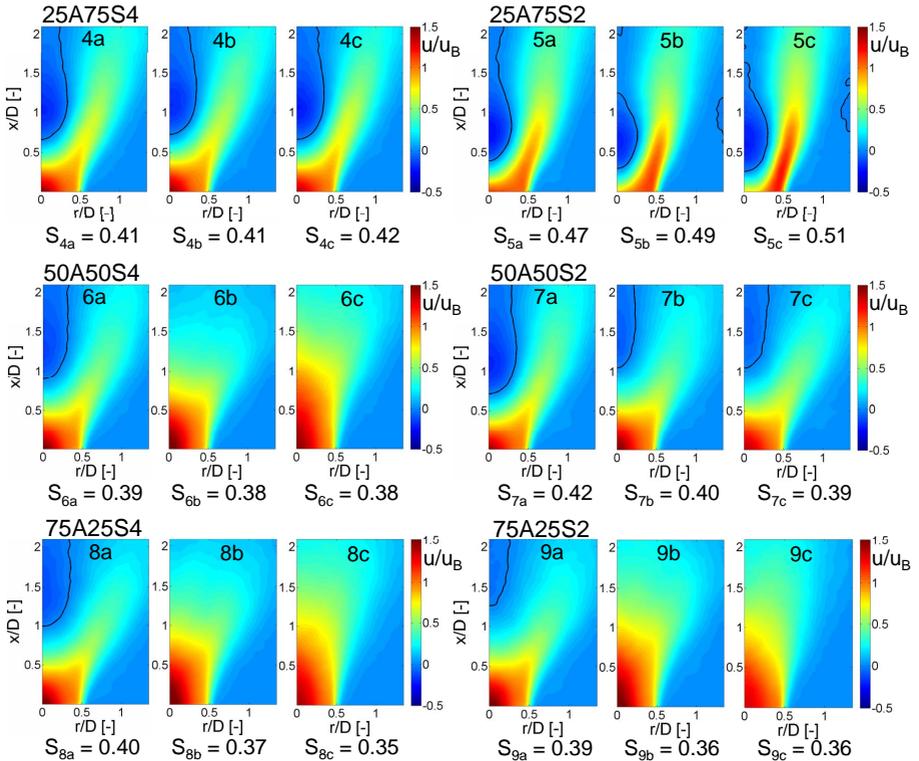


Abb. 6.4: Brennstoffeindüsung kombinierter Eindüsungsmethoden (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

Global betrachtet zeigen die Geschwindigkeitsfelder zunächst, dass mit axialer Eindüsung die Rückströmzone zunehmend nach stromab verschoben wird (in Abbildung 6.4 entlang der Spalten von oben nach unten). Mit Erhöhung des Brennstoffimpulses bzw. -anteils von $\tau_{Bf}=5\%$ bis 10% (a bis c) dominiert für die Fälle 4 und 5 (25% des Brennstoffs durch die axiale Düse und 75% entlang der Schlitz) noch die Schlitzdüse die Veränderungen im Strömungsfeld. Das heißt, die Drallzahl steigt und die Rückströmzone rückt näher zum Brenneraustritt. Spätestens ab einer volumetrisch gleichmäßigen Aufteilung zwischen Axial- und Schlitzdüse (50% axial und 50% entlang der Schlitz) überwiegt mit steigendem τ_{Bf} der Einfluss der Axialdüse. Dies macht sich in einer fallenden Drallzahl und einer nach stromab verschobenen Rückströmzone bzw. keiner Rückströmzone in Konfigurationen 6 bis 9 bemerkbar. Werden die Konfigurationen 4, 6 und 8 mit den Konfigurationen 5, 7 und 9 verglichen fällt auf, dass letztere tendenziell höhere Drallzahlen aufweisen und folglich auch eine näher zum Brenneraustritt positionierte Rückströmzone zeigen bzw. überhaupt noch aufplatzen (z.B. Konfigurationen 6b und c im Vergleich zu 7b und c). Dies ist auf den höheren Brennstoffimpuls bei Verwendung von zwei gegenüberliegenden Schlitz im Vergleich zu allen vier Schlitz zurückzuführen.

Analog zeigt Abbildung 6.5 die axialen Geschwindigkeitsfelder in der Brennkammer für die *-Konfigurationen 12 bis 17. Hier wird nicht entlang der gesamten Schlitzlänge sondern nur entlang der stromab liegenden Hälfte der Schlitz und damit auf größeren Radien eingedüst. Dadurch soll ein möglicher Brennstoffüberschuss auf der Achse infolge der axialen Brennstoffdüse ausgeglichen werden können.

Die Ergebnisse (Abbildung 6.5) zeigen grundsätzlich die selben Tendenzen wie zuvor für die Eindüsung über die gesamte Schlitzlänge. Allerdings macht sich der Einfluss des höheren Brennstoffimpulses auf größeren Radien in einem näher am Brenneraustritt positionierten Wirbelaufplatzen und größeren sowie stärkeren (bezüglich der maximalen Rückströmgeschwindigkeit) Rückströmzonen mit größerem Öffnungswinkel bemerkbar. Dass die Drallzahlen für die Konfigurationen 12 bis 17 dennoch niedriger liegen als für die Konfigurationen 4 bis 9, liegt im Wesentlichen an der zuvor beschriebenen Abnahme der Tangentialgeschwindigkeit (Abbildung 6.6). Ebenfalls erkennbar ist die Veränderung der Kontur der Rückströmzone, die mit größer werdendem Axialimpuls von einer blasenförmigen Kontur in eine nach oben geöffnete Parabel übergeht. Dies zeigen die in [SMS11] vorgestellten Ergebnisse mit Schlitzbreite b_2 noch ausgeprägter.

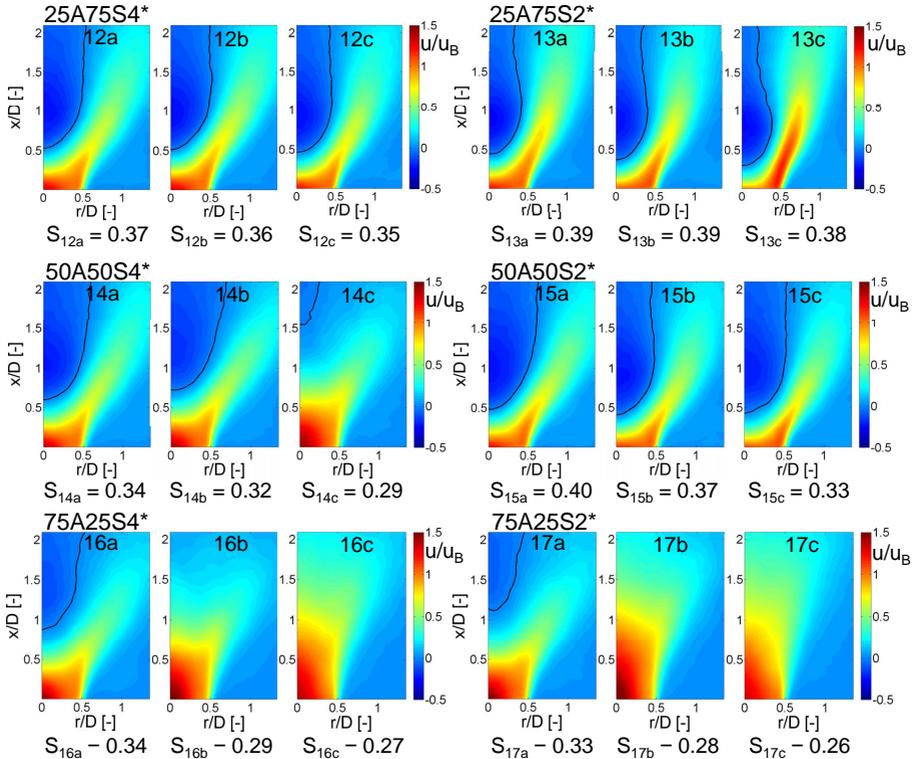


Abb. 6.5: Brenneraerodynamik kombinierter *-Eindüsungsmethoden (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)

Abschließend sind in Abbildung 6.6, wie bereits erwähnt, für alle 17 Eindüsungsmethoden die axialen und tangentialen Geschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt zusammengefasst. Entlang der Zeilen erhöht sich von links nach rechts der Brennstoffimpuls entlang der Schlitze durch die Verwendung weniger Brennstoffbohrungen. Entlang der Spalten erhöht sich von oben nach unten der Brennstoffanteil, der durch die axiale Düse eingedüst wird. Neben den bereits genannten Beobachtungen fällt hier ganz deutlich auf, dass es Konfigurationen gibt, deren Axialgeschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt sich von einem steigenden Brennstoffimpuls, also z.B. bei Lastwechseln bzw. variierenden Luftzahlen, kaum beeinflussen

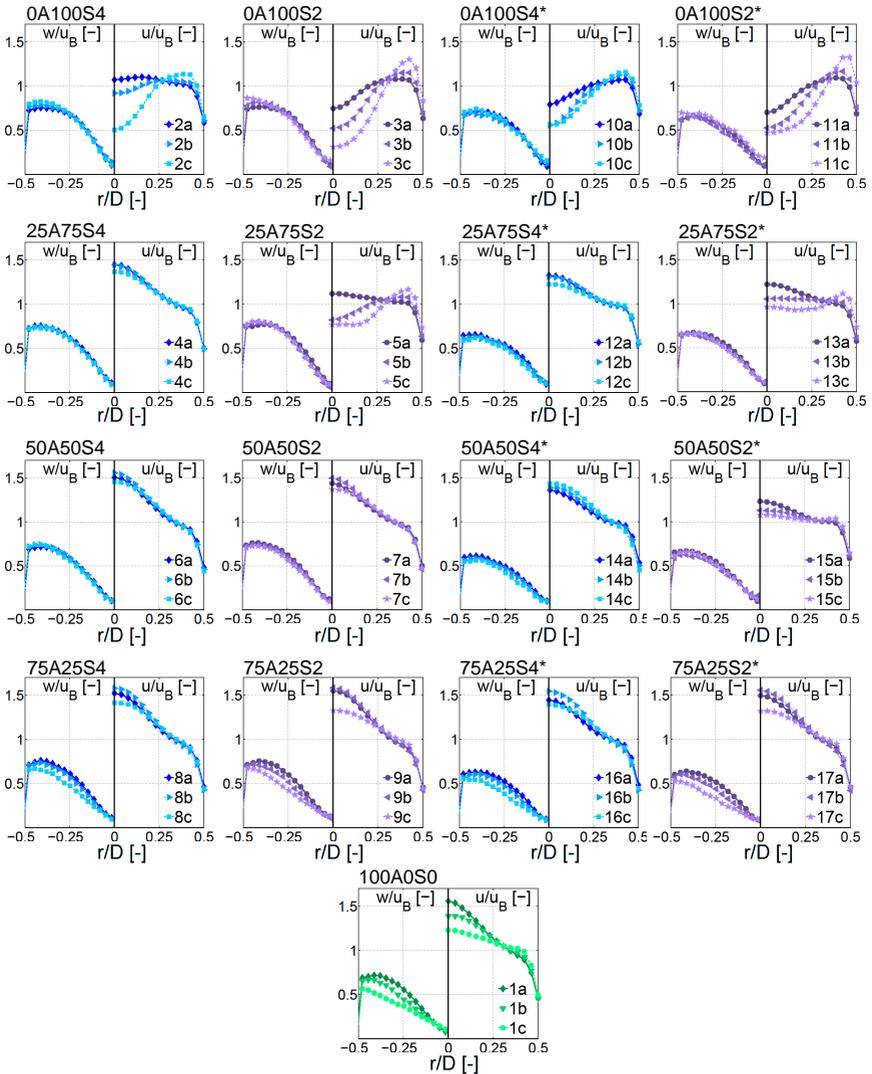


Abb. 6.6: Geschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt bei $x/D=0$ für die verschiedenen Ein-
düngungsstrategien (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

lassen, z.B. Konfiguration 6. Für die Tangentialgeschwindigkeitsprofile gilt dies bei fast allen Konfigurationen. Lediglich für hohe Brennstoffanteile $> 75\%$ durch die axiale Düse reduziert sich die Tangentialgeschwindigkeit mit steigendem axialen Brennstoffimpuls.

Zusammenfassend zeigt die aerodynamische Untersuchung der verschiedenen Brennstoffeindüsungsmethoden im Wasserkanal, dass allein durch die Wahl der Brennstoffeindüsung das Strömungsfeld in sehr großem Umfang variiert werden kann. Mit den Varianten der Schlitzeindüsung wird die Grundaerodynamik des Verbrennungssystems kaum verändert und es kann die favorisierte intensive Rückströmung der Verbrennungsprodukte für schwach reaktive Brennstoffe nahe am Brenneraustritt verwirklicht werden. Bereits mit geringem zusätzlichen Axialimpuls kann dieses Strömungsfeld so manipuliert werden, dass in derselben Brennergeometrie ein für hoch reaktive Brennstoffe günstiges, verzögertes Wirbelaufplatzen erzielt wird.

6.3 Einfluss auf das Konzentrationsfeld

Nachdem die Auswirkungen der verschiedenen Eindüsungsmethoden auf das Strömungsfeld bekannt sind, sollen im Folgenden die Konzentrationsverteilungen und Mischungsqualitäten präsentiert werden. Diese erlauben eine Abschätzung der zu erwartenden Emissionen und ermöglichen die Auswahl der diesbezüglich günstigsten Varianten. Betrachtet wird dabei hauptsächlich die Brenneraustrittsebene senkrecht zur Brennerachse und die sich dort ergebenden Konzentrationsverteilungen sowie zeitlichen Schwankungsgrößen. Abschließend werden noch ausgewählte Messungen innerhalb des Mischrohrs zur Ermittlung der Mischungsverbesserung durch die Lauflänge im Mischrohr vorgestellt. Wie zuvor in Abschnitt 6.2 werden auch hier zunächst die Einzeleindüsungsmethoden analysiert, bevor die Ergebnisse der kombinierten Eindüsungsvarianten vorgestellt werden.

6.3.1 Einzeleindüsungsmethoden

Die mittels LIF gewonnenen Konzentrationsfelder am Brenneraustritt sind für die vier Varianten der Schlitzeindüsung (2, 3, 10 und 11) in Abbildung 6.7 dargestellt. Bei Brennstoffeindüsung entlang der gesamten Schlitzlänge (obere Reihe) ist die resultierende Konzentrationsverteilung sehr gleichmäßig, unabhängig davon, ob entlang aller vier Schlitze (Konfiguration 2, links) oder entlang zweier gegenüber

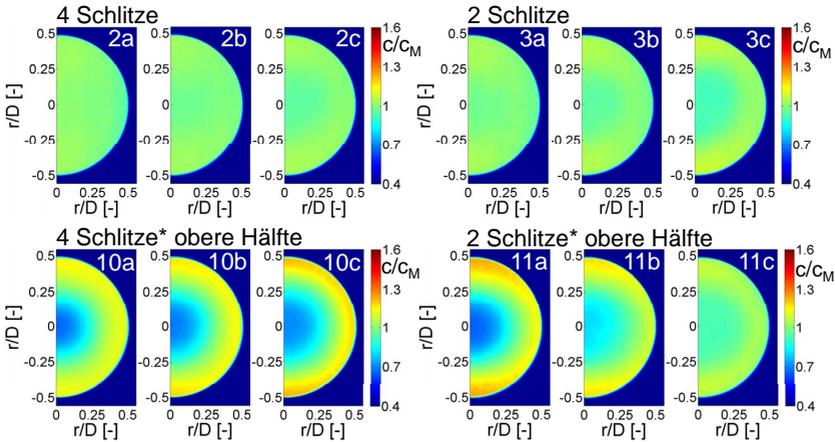


Abb. 6.7: Konzentrationsverteilungen der Schlitzzündungsvarianten ($b_3, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup C}$)

liegender Schlitz (Konfiguration 3, rechts) eingedüst wird. Mit zunehmendem Brennstoffanteil bzw. höherem Brennstoffimpuls (von links nach rechts) bildet sich auf großen Radien ein leichter Brennstoffüberschuss im Vergleich zum Zentrum der Strömung. In Abbildung 6.8 ist dies anhand der umfangsgemittelten radialen Konzentrationsverteilungen noch deutlicher zu erkennen. Das heißt, mit zunehmendem Brennstoffimpuls wird die Grobmischung hier schlechter. Gleichzeitig trägt diese Mischungscharakteristik positiv zur Rückschlagssicherheit (CIVB) bei, da der Einfluss der Flamme auf das Strömungsfeld besonders im entscheidenden Bereich der Brennerachse reduziert wird ([KS09] und [Bur09]). Bei der Eindüsung entlang der zwei gegenüberliegenden Schlitze (Konfiguration 3) fällt lediglich eine leichte Unsymmetrie auf. Dies deutet darauf hin, dass sich die Luft von den zwei nicht mit Brennstoff versorgten Schlitzen fast vollständig mit der Brennstoff-Luft Mischung der anderen beiden Schlitzen vermischt. Obwohl in beiden Konfigurationen kein Brennstoff auf der Achse eingedüst wurde, kann kein gravierendes Brennstoffdefizit auf der Brennerachse beobachtet werden. Die Forderung einer vollständigen Grobmischung wird somit durch die Eindüsungsmethoden 2 und 3 erfüllt. Für die Konfigurationen 10 und 11, in denen nur die stromab liegende und damit auf größeren Radien befindliche Hälfte der Schlitzzündung verwendet wird, ist dagegen ein deutlicher radialer Konzentrationsgradient auszumachen (Abbildung 6.7 und 6.8, untere Reihe, Skalierung y-Achse beachten). Auf der Achse-

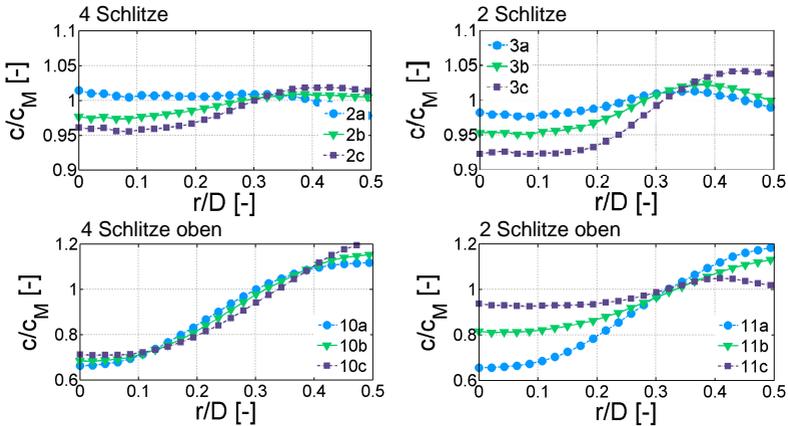


Abb. 6.8: Umfangsgemittelte radiale Konzentrationsverteilung der Schlitzzündungsvarianten im Brenneraustritt (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)

se liegt ein Brennstoffdefizit und auf größeren Radien ein Brennstoffüberschuss vor. Für Konfiguration 10 mit vier Schlitzten verschlechtert sich die Grobmischung mit zunehmendem Impuls, wie zuvor für Konfigurationen 2 und 3. In Konfiguration 11 mit zwei gegenüberliegenden Schlitzten verhält sich dies genau andersherum und das Profil wird mit höherem Brennstoffimpuls gleichmäßiger. Die schlechtesten Konzentrationsverteilungen der Konfigurationen 10c und 11a sind aus Sicht des Brennstoffimpulses miteinander vergleichbar und die gemittelte Konzentrationsverteilung wird sowohl mit mehr als auch weniger Brennstoffimpuls gleichmäßiger. Das bedeutet, dass es bezüglich der Grobmischung ein ungünstigstes Impulsverhältnis zwischen Brennstoff und Luft an der Eindüsungsstelle gibt. Wird davon ausgegangen, dass eine isokinetische Eindüsung am Brennstoffstrahlrand kaum turbulenzzerzeugende Scherschichten generiert, ist leicht nach zu vollziehen, dass mit abnehmendem oder zunehmendem Impulsverhältnis diese, die Mischung unterstützenden Effekte zunehmen und sich die Mischung verbessert. Warum hier die schlechtesten Fälle (Konfigurationen 10c und 11a), aber bei einem Impulsverhältnis mit einer, im Vergleich zur Luftgeschwindigkeit an der Eindüsungsstelle, doppelt so hohen Brennstoffeindüsungsgeschwindigkeit liegen und nicht bei einer zur Luftgeschwindigkeit ähnlichen Brennstoffeindüsungsgeschwindigkeit, ist unklar. Auch die Unsymmetrie der gegenüberliegenden Eindüsung entlang von zwei Schlitzten bei Nutzung der stromab liegenden Hälfte der Brennstoffbohrung-

gen (Konfiguration 11) und damit einer kürzeren Mischstrecke fällt für die Konfiguration 11 deutlicher ins Gewicht als zuvor für Konfiguration 3 (Abbildung 6.7). In Abbildung 6.8 ist dies aufgrund der Umfangsmittelung nicht zu erkennen. Aus Sicht des Wandrückschlags sind alle mit der Brennstoffeindüsung auf größeren Radien erzielten Konzentrationsprofile zu vermeiden. Im Zuge der Brennstoffflexibilität mit zusätzlicher axialer Eindüsung können diese Konfigurationen jedoch den gewünschten Ausgleich zu einem Brennstoffüberschuss auf der Achse darstellen.

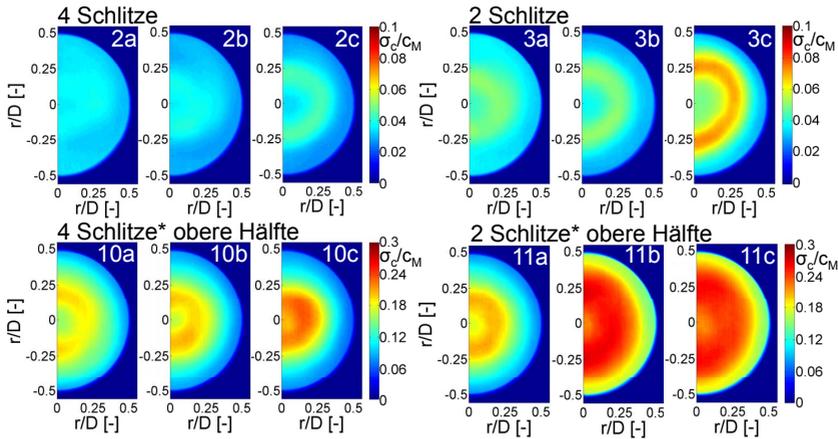


Abb. 6.9: Konzentrationsschwankungen der Schlitzeindüsungsvarianten (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

Die zusätzliche Auswertung der lokalen Konzentrationsschwankungen zur Überprüfung der Feinmischqualität in Abbildung 6.9 zeigt, dass die Eindüsung entlang aller vier Schlitze (Konfiguration 2) etwas niedrigere Werte aufweist als die Eindüsung entlang zwei gegenüberliegender Schlitze (Konfiguration 3). Dies weist darauf hin, dass die vollständige grobskalige Vermischung der Brennstoff-Luft-Mischung für die zwei Schlitzeindüsung länger dauert als für die vier Schlitzeindüsung und somit weniger Mischstrecke für den Abbau der kleinskaligen Mischungsfluktuationen zur Verfügung steht. Mit zunehmendem Brennstoffanteil und leichtem Brennstoffüberschuss auf großen Radien nehmen auch die Konzentrationsschwankungen für beide Konfigurationen leicht zu. Die lokalen Standardabweichungen für die Konfigurationen 2 und 3 zeigen Mischungsfluktuationen zwischen 4% und 8%. Das für eine optimale Feinmischung zu erreichende Ziel von 5% (Ab-

schnitt 3.2) konnte daher nur für die Erdgasauslegungsfälle 2a und 3a sowie Konfiguration 2b erreicht werden. Für einen höheren Brennstoffvolumenstrom wird es geringfügig überschritten. Atmosphärische Verbrennungsversuche unter ähnlichen Bedingungen aus [SMS11] zeigen aber, dass die tatsächlichen NO_x -Emissionen trotzdem in allen betrachteten Fällen der Konfigurationen 2 und 3 den Werten einer extern vorgemischten und damit der bestmöglichen Mischungsqualität entsprechen. Daher kann im Folgenden davon ausgegangen werden, dass zumindest in atmosphärischen Versuchen auch Konfigurationen mit lokalen Mischungsfluktuationen bis 10% die geforderten Emissionsgrenzen einhalten. Die lokalen Konzentrationsschwankungen für die Konfigurationen 10 und 11 liegen, wie in Abbildung 6.9 unten ersichtlich, mit Werten über 20%, deutlich oberhalb der 5% und der 10% Grenze. Daher musste die Skalierung der Farbskala entsprechend angepasst werden. Die Gebiete höchster Schwankungen liegen im Bereich der größten Konzentrationsgradienten des Mittelwertbildes. Für Konfiguration 11 fällt im Gegensatz zu Konfiguration 2, 3 und 10 allerdings auf, dass mit zunehmendem Brennstoffimpuls trotz verbesserter Grobmischung die Mischungsfluktuationen zunehmen und sich die Feinmischung verschlechtert. Für eine emissionsarme Verbrennung sind diese Konfigurationen damit nicht geeignet und es bleibt zu untersuchen, ob sich dies mit zusätzlicher axialer Eindüsung verbessert.

Neben den lokalen Schwankungen wurden auch die zeitlichen, globalen Schwankungen über den gesamten Brenneraustrittsquerschnitt analysiert. Dies wurde zum einen untersucht, um Laserintensitätsschwankungen auszuschließen und zum anderen, um zu prüfen, inwiefern aerodynamische und Mischungstechnische Vorgänge innerhalb des Verbrennungssystems zu globalen, zeitlichen Konzentrationschwankungen am Brenneraustritt führen. Dazu wird zunächst die mittlere Konzentration jedes Einzelbildes auf die mittlere Konzentration des Mittelwertbildes, also die Konzentration einer ideal vorgemischten Mischung, normiert und über die Messdauer analog Abbildung 6.10 oben, aufgetragen. Zusätzlich wurde die Standardabweichung jedes Einzelbildes über den gesamten Brenneraustrittsquerschnitt ermittelt, normiert und ebenfalls über die Zeit aufgetragen (Abbildung 6.10 unten).

Die Beispiele für die Eindüsung entlang aller vier Schlitze der Konfiguration 2a und die Eindüsung entlang der oberen Hälfte der vier Schlitze der Konfiguration 10a zeigen, dass die Konfiguration 2a mit guter Grob- und Feinmischung auch sehr geringe globale, zeitliche Schwankungen aufweist und auch die globalen Konzentrationsfluktuationen, entsprechend der lokalen Standardabweichung nur geringfügig über die Zeit fluktuieren. Für die Konfiguration 10a mit vergleichsweise schlechter Grob- und Feinmischung erhöhen sich wie zu erwarten die globalen, zeitlichen Schwankungen und auch die globalen Mischungsfluktuationen

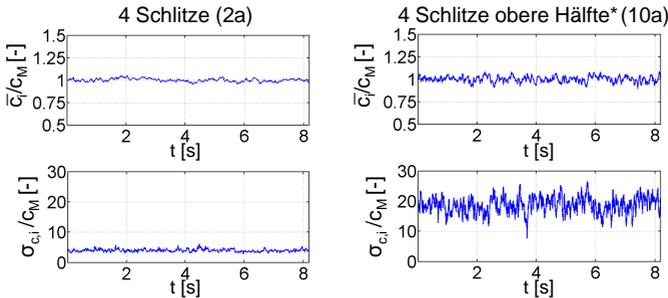


Abb. 6.10: Globale, zeitliche Schwankungen zweier Einzeleindüsungsmethoden entlang der Schlitze (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

entsprechend. Eine FFT dieser Signale ergab keine nennenswerten zusätzlichen Erkenntnisse und es konnte auch keine, gegebenenfalls zu korrigierende, harmonische Laserintensitätsschwankung ausgemacht werden. Diese Analyse wurde für alle Schlitzeindüsungsvarianten und ihre jeweils drei verschiedenen Brennstoffvolumenstromanteile durchgeführt. Da diese Diagramme aber alle die gleichen Tendenzen aufweisen und nahezu unabhängig vom verwendeten Brennstoffvolumenstrom sind, wird auf die Vorstellung dieser Analyse für die verbleibenden Schlitzeindüsungsmethoden verzichtet.

Ergänzend und unabhängig von den bisher präsentierten Daten wurden außerdem verschiedene Mischungs-PDFs erstellt. Die globale PDF stellt die räumliche Konzentrationsverteilung des zeitgemittelten Konzentrationsfelds am Brenneraustritt dar. Die lokale PDF beschreibt hingegen die zeitlichen Konzentrationsschwankungen an fünf ausgewählten, ortsfesten Positionen³. Die erste Position für die lokalen PDFs liegt im Zentrum des Brenneraustritts. Die verbleibenden vier Positionen liegen bei $1/4R$, $1/2R$, $3/4R$ und $9/10R$ auf den Diagonalen beginnend bei 45° alle 90° versetzt (0° entspricht 3Uhr, bzw. der positiven horizontalen Achse). Für beide PDF-Varianten gilt, je schmaler und je höher die jeweilige Häufigkeitsverteilung ist, desto homogener ist auch die Konzentrationsverteilung über den Brenneraustrittsquerschnitt (globale PDF) bzw. an der jeweiligen Position über die Zeit (lokale PDF). Die beiden PDF-Varianten ergänzen sich insofern, dass nur dann niedrige Emissionen zu erwarten sind, wenn beide PDF-Varianten, also die

3 Die einzelnen lokale PDFs wurden aus statistischen Gründen, um etwa Einfluss des Kamerarauschens zu reduzieren, jeweils über einen Bereich von 5×5 Pixel ermittelt. Die Kantenlänge von 5 Pixeln entspricht dabei 0.5% des Brennerdurchmessers und die resultierenden PDFs sind im benachbarten Bereich repräsentativ.

globale und die lokale, einer Eindüsungsmethode eine schmale, hohe Verteilung aufweisen. Ist die räumliche Konzentrationsverteilung, also die globale PDF gut, aber die lokalen zeitlichen Verteilungen schlecht, so sind auch die zu erwartenden Emissionen hoch. Gleiches gilt auch anders herum und natürlich erst recht wenn beide PDF-Varianten einer Konfiguration schlecht sind.

Abbildung 6.11 zeigt die globalen PDFs für die vier Schlitzdüsungsvarianten. Wie bereits aus den Konzentrationsfeldern aus Abbildung 6.7 ersichtlich, ist die Grobmischung der Konfigurationen 2 und 3, die die gesamte Schlitzlänge der vier bzw. zwei Schlitzte zur Eindüsung nutzen, bereits sehr gut, nimmt aber mit zunehmendem Brennstoffanteil ab. Bereits bei Konfiguration 3c mit einem Brennstoffanteil von $\tau_{Br}=10\%$ sind der leichte Brennstoffüberschuss auf großen Radien und das leichte Brennstoffdefizit auf der Achse in Form der zwei Maxima der M-förmigen Verteilungsfunktion deutlich zu erkennen.

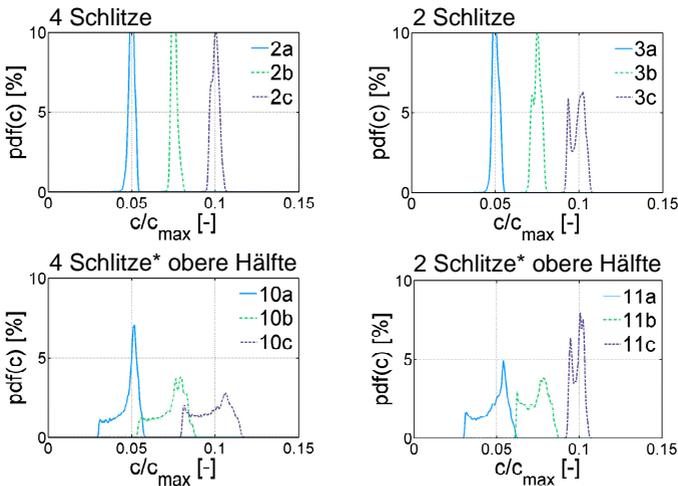


Abb. 6.11: Globale Mischungs-PDFs für die Schlitzdüsungsvarianten (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

Für die aus Sicht der Grobmischung deutlich schlechter abschneidenden Konfigurationen 10 und 11, welche lediglich die obere Hälfte der vier oder zwei Schlitzte zur Eindüsung verwenden, werden die PDFs entsprechend breiter. Auch hier sind die entsprechenden Maxima für einen Brennstoffüberschuss bzw. einen Brenn-

stoffmangel, genauso wie die Verbesserung der Grobmischung mit zunehmendem Brennstoffimpuls in Konfiguration 11 zu erkennen.

Für die Feinmischung von Bedeutung sind die lokalen Mischungs-PDFs, welche für die vier Varianten der Schlitzeindüsung in den Abbildungen 6.12 und 6.13 zusammengefasst sind. Entsprechend der Legende zeigt jedes Diagramm fünf PDFs an den zuvor beschriebenen fünf Positionen. Innerhalb einer Eindüsungsmethode, also je Diagrammreihe, steigt von links nach rechts der eingedüste Brennstoffanteil τ_{Br} entsprechend der Bezeichnung a, b und c. Die Konfigurationen 2 und 3 mit einer Brennstoffeindüsung entlang der gesamten Schlitzlänge der vier bzw. zwei gegenüberliegenden Schlitze zeigen, wie auch die globalen PDFs, an den verschiedenen Positionen schmale und hohe zeitliche Häufigkeitsverteilungen (Abbildung 6.12). Dies spricht für die in Abbildung 6.9 gezeigten geringen zeitlichen Konzentrationsschwankungen, eine gute Feinmischung und niedrige Emissionen.

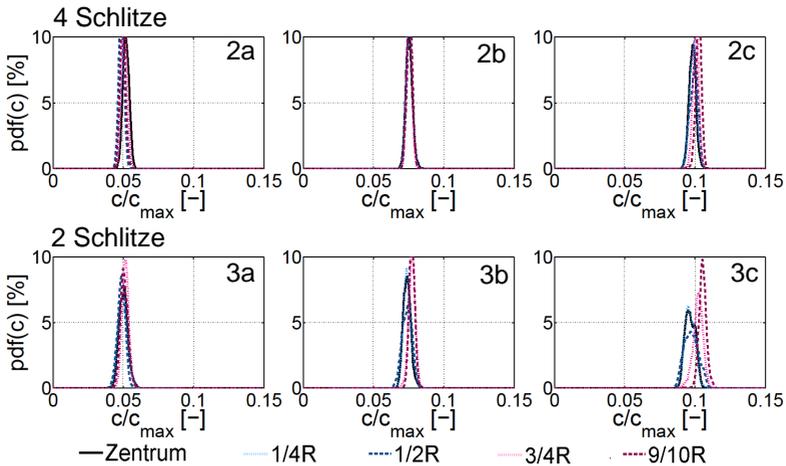


Abb. 6.12: Lokale Mischungs-PDFs für die Schlitzeindüsungsvarianten 2 und 3 (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)

Die Eindüsungsvarianten 10 und 11 (Abbildung 6.13), in welchen nur entlang der oberen Hälfte der Schlitze Brennstoff eingedüst werden, zeigen deutlich breitere und niedrigere Häufigkeitsverteilungen. Gut zu erkennen ist außerdem z.B. in Konfiguration 10b, wie sich die Konzentrationen mit dem Abstand zur Achse zu höheren Werten hin verlagern. Dies entspricht genau dem radialen Konzentrations-

verlauf mit Brennstoffdefizit auf der Achse und Brennstoffüberschuss auf großen Radien. Außerdem sind die PDFs im Bereich höherer Standardabweichung breiter als in Bereichen niedrigerer Standardabweichung wie etwa auf der Achse oder auf großen Radien. Insgesamt ist auch hier die schlechtere Feinmischung mit höherem Brennstoffimpuls zu beobachten.

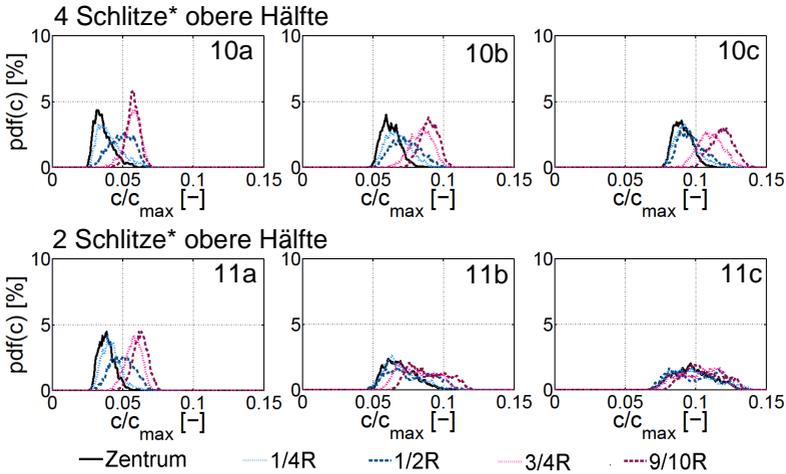


Abb. 6.13: Lokale Mischungs-PDFs für die Schlitzzündungsvarianten 10 und 11 (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

Die für die Verbrennung hoch reaktiver Brennstoffe zum Einsatz kommende axiale Brennstoffeindüsung im Zentrum des Drallerzeugers soll ebenfalls zunächst alleine vorgestellt werden. Die mittleren Konzentrationsfelder und Standardabweichungen für die alleinige Verwendung der Axialeindüsung aus Konfiguration 1 mit unterschiedlichen Brennstoffimpulsen sind in Abbildung 6.14 oben dargestellt. Für $\tau_{Br}=5\%$ (Konfiguration 1a) zeigt das Konzentrationsfeld sowie die radiale Konzentrationsverteilung (Abbildung 6.15) die erwartete Charakteristik mit einem Brennstoffdefizit auf großen Radien und einen Brennstoffüberschuss im Zentrum der Strömung. Durch die stärkere Interaktion zwischen der unverdrallten Kernströmung und der verdrallten Hauptströmung durch die Schlitzze wird die radiale Mischungsqualität allerdings gleichmäßiger mit zunehmendem Brennstoffvolumenstrom bzw. -impuls auf der Achse. Unerwartet ist allerdings das Ergebnis, dass sogar leicht magerere Bedingungen auf der Brennerachse und ein Brennstoff-

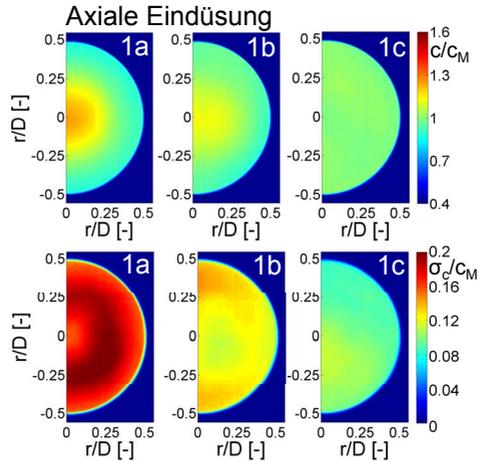


Abb. 6.14: Konzentrationsverteilungen und -fluktuationen der axialen Eindüsung (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)

überschuss auf größeren Radien erzielt werden können, wenn der Axialimpuls des Brennstoffs durch die Düse im Zentrum des Axialeinlasses hoch genug ist ($\tau_{B,r}=10\%$ Konfiguration 1c). Dieses Mischungsphänomen könnte auf der Überschreitung eines kritischen radialen Druckgradienten beruhen. Denn bei steigendem Strahlimpuls übersteigt der vom Strahlentrainment generierte radiale Druckgradient den durch den Festkörperwirbel im Drallerzeuger entstehenden radialen Druckgradienten und ermöglicht dadurch eine verbesserte Grobmischungsqualität.

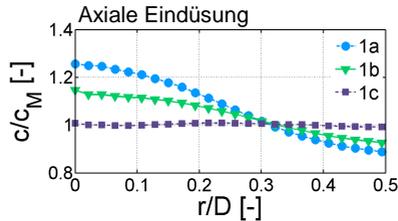


Abb. 6.15: Umfangsgemittelte radiale Konzentrationsverteilung der axialen Eindüsung im Brenneraustritt (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)

Die dazugehörigen Konzentrationsschwankungen (Abbildung 6.14 unten) zeigen ebenfalls eine Verbesserung der Feinmischung mit zunehmendem axialen Brennstoffimpuls. Allerdings liegen die Mischungsfluktuationen über dem geforderten 5% bzw. 10% Limit, so dass für die reine Axialeindüsung mit deutlich über den Grenzwerten liegenden Emissionen zu rechnen ist. Möglicherweise kann aber durch eine Reduzierung des Durchmessers der axialen Düse und einem damit einhergehendem höherem Brennstoffimpuls die Grob- und Feinmischungsqualität so weit verbessert werden, dass die Emissionslimits auch mit dieser Eindüsungsmethode eingehalten werden können. Da für die Verbrennung von Syngas und Wasserstoff nach dem verfolgten Konzept aber eine Kombination aus den Einzeleindüsungsmethoden verwendet werden soll, wurde dies hier nicht weiter untersucht. Die Kombination von Axial- und Schlitzzündung führt zu einem niedrigeren, axialen Brennstoffimpuls auf der Achse. Den gerade aufgeführten Tendenzen folgend, sollte dies aber eher größere radiale Konzentrationsgradienten zur Folge haben und noch höhere Schwankungsgeschwindigkeiten hervorrufen. Inwiefern dies durch die zusätzliche Schlitzzündung ausgeglichen werden kann, wird später in dieser Arbeit noch überprüft.

Bei der zeitlichen Analyse der globalen Schwankungen über den Brenneraustritt in Abbildung 6.16 fällt auf, dass trotz verbesserter Grob- und Feinmischung mit zunehmendem axialen Brennstoffimpuls die globalen Schwankungen am Brenneraustritt über die Zeit sehr hoch sind. Zwar sinkt der Mittelwert der Standardabweichung deutlich, aber die Amplitude nimmt sowohl für Mittelwert als auch Standardabweichung nur leicht ab. Das heißt, bei dieser rein axialen Eindüsungsvariante ist mit hohen zeitlichen Luftzahl- und Wärmefreisetzungsschwankungen und daher mit einer höheren Rückschlagsneigung zu rechnen.

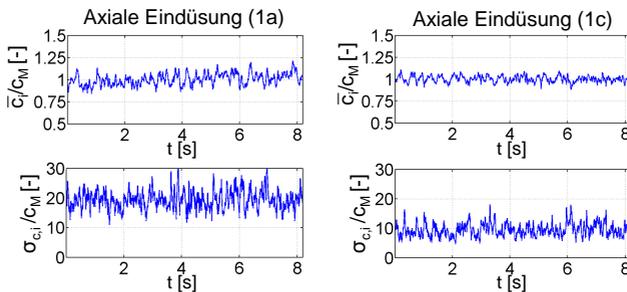


Abb. 6.16: Globale zeitliche Schwankungen der axialen Eindüsung (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

Die globalen Mischungs-PDFs für diese Eindüsungsmethode sind in Abbildung 6.17 dargestellt. Hier ist, wie bereits in Abbildung 6.14 oben, deutlich zu erkennen wie sich die Grobmischung mit zunehmendem Brennstoffimpuls verbessert. Für Konfiguration 1c mit $\tau_{Br}=10\%$ ist die Häufigkeitsverteilung, sogar schmaler und höher als die von Konfiguration 2c und schneidet damit bei ausschließlicher Bewertung der Grobmischung besser ab.

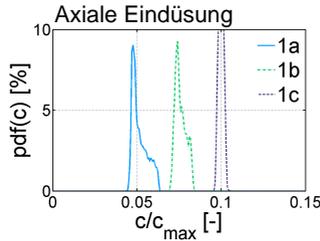


Abb. 6.17: Globale Mischungs-PDFs für die axiale Eindüsung (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

Spätestens bei Betrachtung der lokalen Mischungs-PDFs in Abbildung 6.18 zeigt sich aber, dass die Feinmischung der Konfigurationen 2 und 3 mit Eindüsung über die gesamte Schlitzlänge von zwei oder vier Schlitzen der axialen Eindüsung deutlich überlegen ist. Dennoch ist auch, wie in Abbildung 6.14 unten, eine Verbesserung mit zunehmendem Brennstoffimpuls zu erkennen und zwar nicht nur in schmaler und höher werdenden PDFs, sondern auch in den für die einzelnen Positionen näher zusammenrückenden Häufigkeitsverteilungen. Dies passt ebenfalls zu dem zuvor diskutierten Ergebnis der zeitlichen Analyse mit den im Vergleich zu den Schlitz eindüsungsvarianten deutlich höheren zeitlichen Amplituden.

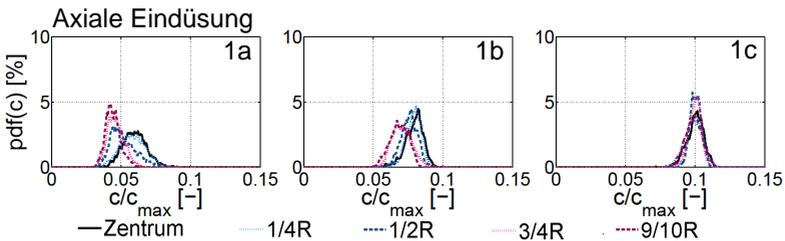


Abb. 6.18: Lokale Mischungs-PDFs für die axiale Eindüsung (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

6.3.2 Kombinierte Eindüsungsmethoden

Speziell für die Verbrennung von Syngasen und Wasserstoff soll eine Kombination aus Schlitz- und Axialeindüsung zum Einsatz kommen, die neben der für eine erfolgreiche Flammenstabilisierung notwendigen Aerodynamik auch eine möglichst gute Grob- und Feinmischung aufweist. Die Mischungsergebnisse für die kombinierten Eindüsungsmethoden 4 bis 9 sind in Abbildung 6.19 dargestellt.

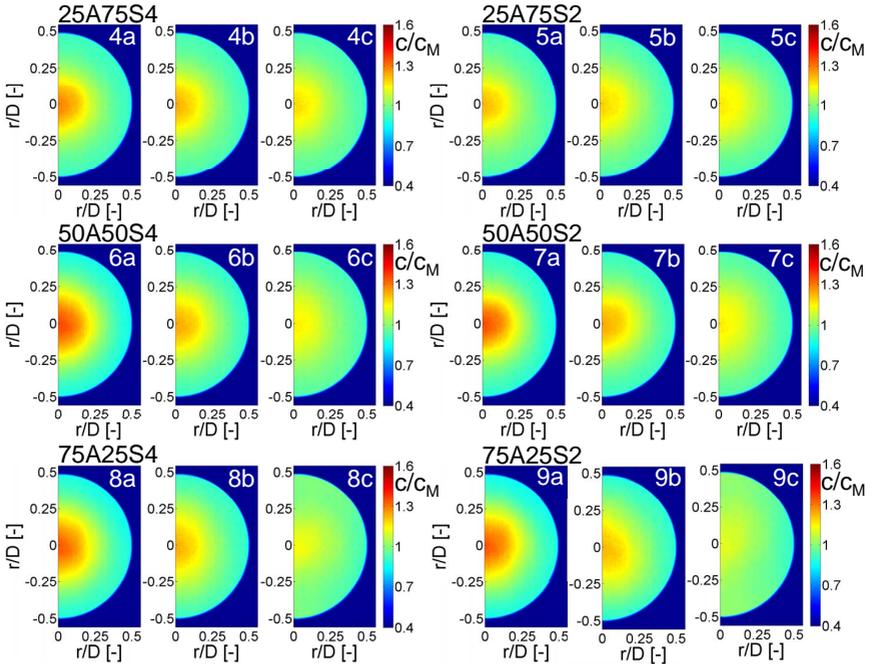


Abb. 6.19: Konzentrationsverteilungen der kombinierten Eindüsungsmethoden (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)

Auf den ersten Blick fällt sofort auf, dass alle Konfigurationen einen Brennstoffüberschuss auf der Achse und einen Brennstoffmangel auf großen Radien zeigen. Mit zunehmendem Brennstoffanteil bis zu $\tau_{Br}=10\%$ verbessert sich die radiale Konzentrationsverteilung zwar für alle Konfigurationen, dennoch begrenzt

der im Zentrum der Strömung eingedüste Brennstoff die Mischungsqualität. Dass die Konzentrationsverteilungen speziell für die Fälle mit $\tau_{Br}=10\%$, also mit zunehmendem Brennstoffanteil durch die axiale Düse (Abbildung 6.19), gleichmäßiger werden, resultiert aus den bereits zuvor für die reine Axialeindüsung beschriebenen Effekten.

Abbildung 6.20 zeigt die zu den Konfigurationen 4 bis 9 gehörenden lokalen, zeitlichen Mischungsfuktuationen.

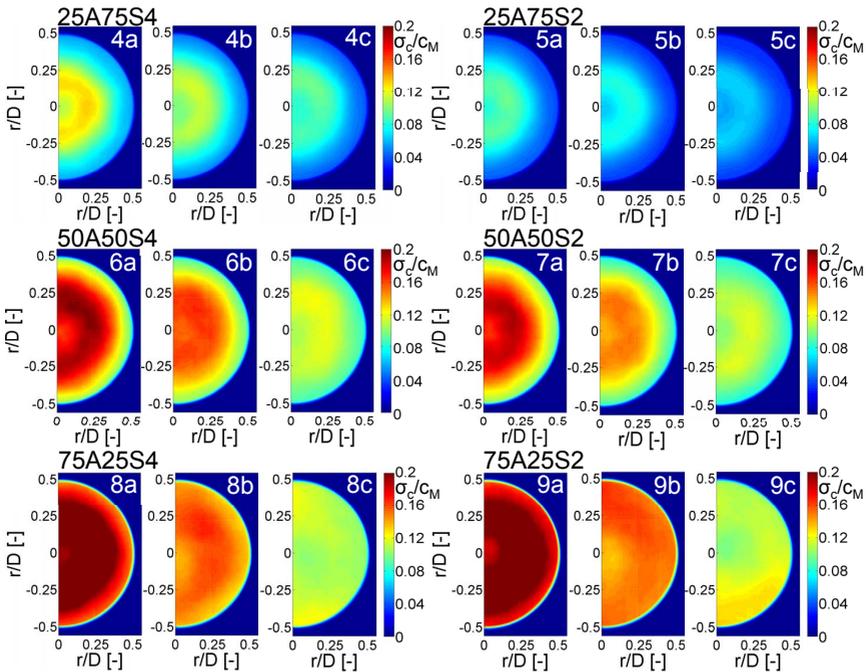


Abb. 6.20: Konzentrationsschwankungen der kombinierten Eindüsungsmethoden (b_3 , I_2 , Re_{Ref} , Setup C)

Für die Konfigurationen 4 und 5 macht sich in den vergleichsweise niedrigen Mischungsfuktuationen noch deutlich die gute Mischungsqualität der Vier- und Zweischlitzeindüsung von Konfiguration 2 und 3 bemerkbar. Mit zunehmendem Brennstoffimpuls verbessert sich die Feinmischung in allen Konfigurationen. Für

Brennstoffe, die einen hohen Brennstoffvolumenstrom erfordern (z.B. Syngase oder verdünnter Wasserstoff), kann, wie Konfigurationen 4c und 5c zeigen, durchaus mit moderaten NO_x -Emissionen gerechnet werden. Für die Konfigurationen 6-9 wird das 5% bzw. 10% Limit aber zunehmend überschritten, so dass sich diese nicht für eine emissionsarme magere Vormischverbrennung eignen. Da dieses Ergebnis im Vorfeld bereits abzusehen war, wurde von vornherein die Schlitzzündung auf großen Radien entlang der stromab liegenden Hälfte der Schlitz vorgezogen. Die zeitgemittelten Konzentrationsfelder für die kombinierten Eindüsungsmethoden 12 bis 17, die die obere Hälfte der scharfkantigen Schlitzhinterkante zur Eindüsung nutzen, sind in 6.21 dargestellt.

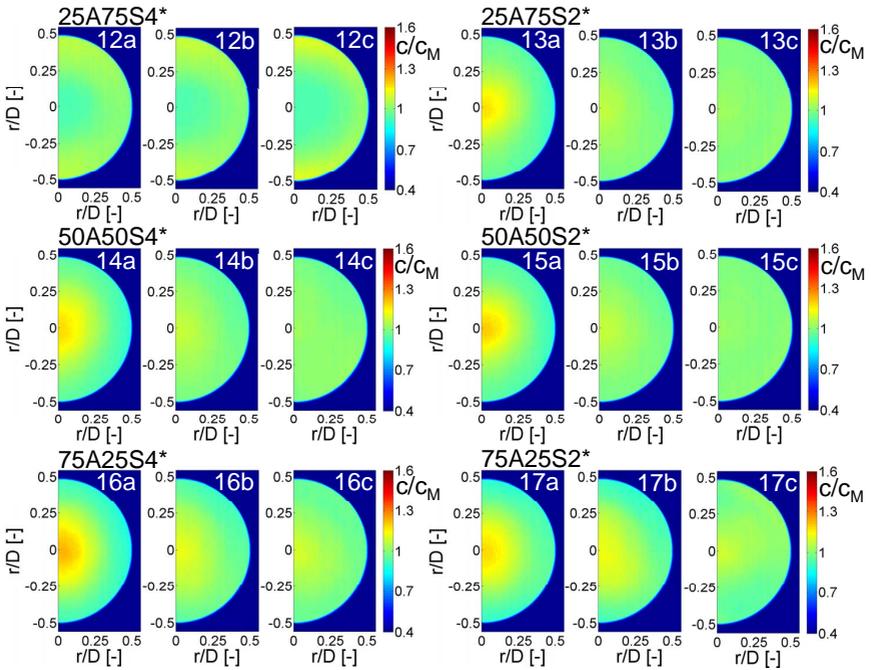


Abb. 6.21: Konzentrationsverteilungen der kombinierten *- Eindüsungsmethoden (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)

Im Vergleich zu den Konfigurationen 4 bis 9 ist bereits für die „a“-Fälle ($\tau_{B,r}=5\%$) der Eindüsungsmethoden 12 bis 17 eine homogenere Konzentrationsverteilung zu

erkennen. Mit zunehmendem Brennstoffanteil verbessert sich die Mischung weiter, bis nahezu konstante radiale Konzentrationsverteilungen erreicht werden. Für Konfiguration 12c bildet sich sogar ein leichtes Brennstoffdefizit im Zentrum der Strömung und ein Brennstoffüberschuss auf großen Radien. Mit der Brennstoffeindüsung auf großen Radien kann also eine deutliche Verbesserung der radialen Grobverteilung erzielt werden.

Mindestens genauso wichtig ist aber auch hier die resultierende Feinmischung. Dazu sind in Abbildung 6.22 die entsprechenden lokalen, zeitlichen Konzentrationsschwankungen dargestellt.

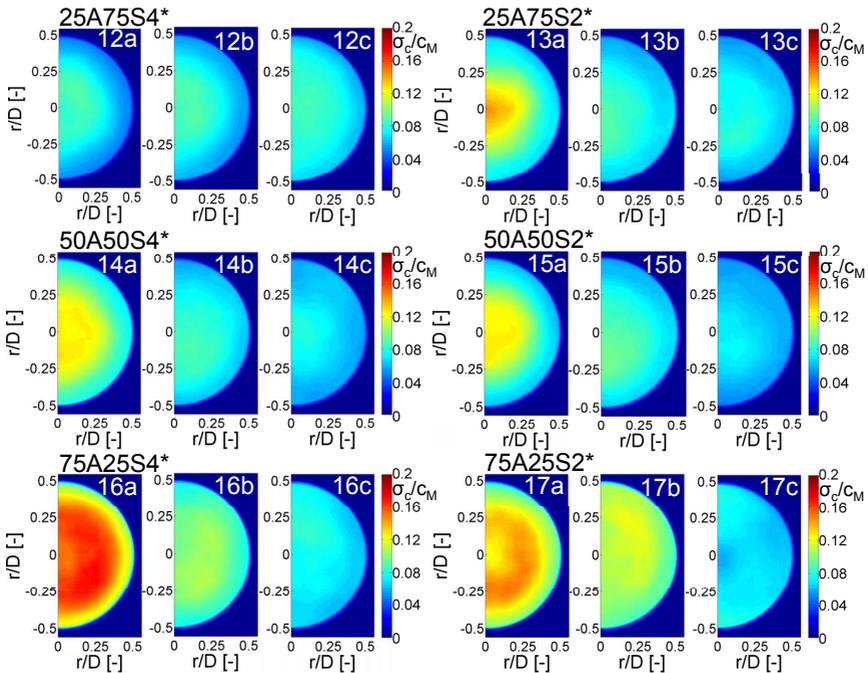


Abb. 6.22: Konzentrationsschwankungen der kombinierten *- Eindüsungsmethoden (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)

Im Vergleich zu den Konfigurationen 4 bis 9 fällt für die Konfigurationen 12 bis 17 ein deutlich niedrigeres Niveau der Fluktuationen auf, obwohl die Einzel-

düsungsmethoden mit der *-Schlitzeindüsung zuvor vergleichsweise hohe Konzentrationsschwankungen gezeigt haben. In Kombination mit der Axialeindüsung werden speziell in den für die Syngas- und Wasserstoffverbrennung interessanten Fällen mit $\tau_{Br} \geq 7.5\%$ Werte zwischen 5% und 10% erreicht, welche im technisch interessanten Bereich liegen.

Eine Betrachtung der entsprechenden Strömungs- und Konzentrationsfelder ergibt, dass für die Verbrennung hoch reaktiver Brennstoffe, wie zum Beispiel Syngase oder verdünnter Wasserstoff, welche einen hohen Brennstoffvolumenstrom ($\tau_{Br} \geq 7.5\%$) erfordern, die Eindüsungsmethoden 14 bis 17 am besten geeignet sein könnten. Daher werden diese im Folgenden, ebenso wie die Einzeleindüsungsmethoden, noch einmal genauer betrachtet. Auf die Präsentation der auch für alle anderen kombinierten Eindüsungsmethoden ausgewerteten radialen Profile, zeitlichen Analysen sowie der globalen und lokalen PDFs wird hier aber verzichtet.

Abbildung 6.23 zeigt zur besseren Vergleichbarkeit und ergänzend zu Abbildung 6.21 die radialen Konzentrationsprofile der Eindüsungsmethoden 14 bis 17 am Brenneraustritt.

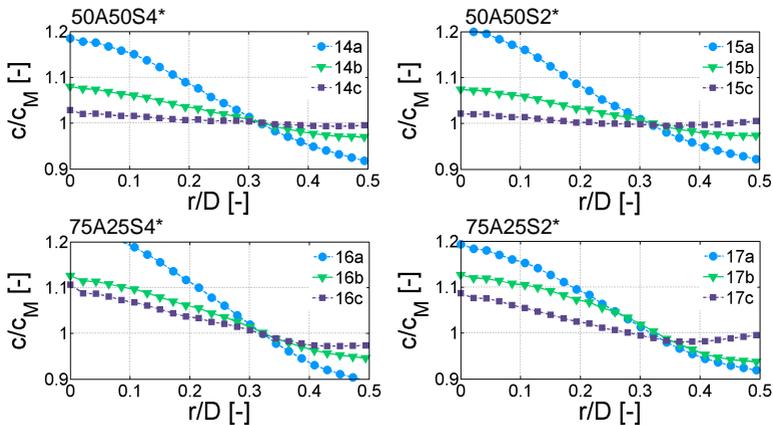


Abb. 6.23: Umfangsgemittelte radiale Konzentrationsverteilung für ausgewählte kombinierte *- Eindüsungsmethoden (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)

Auch hier ist deutlich die Verbesserung der räumlichen Mischung mit zunehmendem Brennstoffanteil zu erkennen. Für Konfiguration 14c und 15c wird sogar eine nahezu ideale radiale Verteilung mit $c/c_M=1$ erzielt, die besser ist, als die Verteilung

lung für die „c“-Fälle der Vier- und Zweischlitzeindüsung (Abbildung 6.8, Skalierung der y-Achse beachten). Für alle anderen abgebildeten Varianten existiert ein Brennstoffüberschuss im Zentrum und ein Brennstoffdefizit auf großen Radien. Dies ist vorteilhaft zur Reduzierung der Wanddruckschlagsneigung.

Die zeitlichen Verläufe der über den Brenneraustrittsquerschnitt gemittelten Konzentrationen und die dazugehörigen Standardabweichungen für hohe Brennstoffvolumenströme ($\tau_{Br}=10\%$) sind in Abbildung 6.24 dargestellt. Beim Vergleich dieser mit der erdgasrelevanten Eindüsung entlang von vier Schlitzen (Abbildung 6.10) bzw. mit der reinen Axialeindüsung (Abbildung 6.16) fällt auf, dass die globalen zeitlichen Schwankungen des räumlichen Mittelwerts sehr gering und fast mit Konfiguration 2a vergleichbar sind. Die zeitlichen Schwankungen der Standardabweichung sind allerdings etwas größer. Im Vergleich aller 17 Eindüsungsvarianten zählen die Varianten 14c, 15c, 16c und 17c aber dennoch zu den besten. Dies wird bei Betrachtung der bereits präsentierten und sehr schlecht abschneidenden Konfigurationen 1a, 1c und 10a (Abbildung 6.24 und 6.10) deutlich.

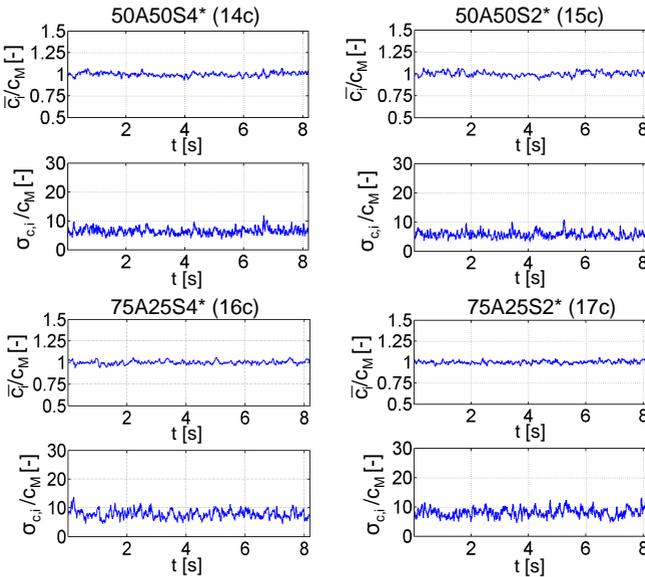


Abb. 6.24: Globale zeitliche Schwankungen für ausgewählte kombinierte * - Eindüsungsmethoden (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

Die globalen PDFs der kombinierten Eindüsungsmethoden 14-17 (Abbildung 6.25) zeigen ebenfalls für hohe Werte von τ_{Br} , also für die „b“- und „c“-Fälle, Mischungstechnisch günstige Häufigkeitsverteilungen. Konfigurationen 14c und 15c sind mit den sich bereits in den atmosphärischen Versuchen [SMS11] durch niedrige Emissionen auszeichnenden Konfigurationen 2a und 3a vergleichbar.

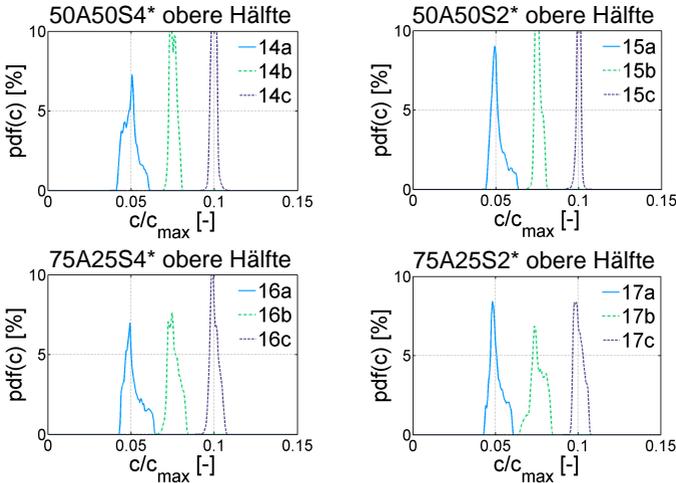


Abb. 6.25: Globale Mischungs-PDFs für ausgewählte kombinierte *- Eindüsungsmethoden (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

Bei zusätzlicher Betrachtung der lokalen PDFs aus Abbildung 6.26 ist allerdings insgesamt mit leicht höheren Emissionen zu rechnen, da die PDFs nicht ganz so schmal und hoch ausfallen wie für die Vier- bzw. Zweischlitzeindüsung (Abbildung 6.12). Dies spricht zumindestens im Wasserkanal für eine etwas schlechtere Vermischung auf molekularer Ebene für die Konfigurationen 14-17. Da wasserstoffhaltiges Syngas und Wasserstoff aber eine deutlich höhere Diffusivität aufweisen als Erdgas, könnte dieses Defizit bei realer Verbrennung wieder kompensiert werden. Auffällig ist außerdem, dass die lokalen PDFs im Zentrum und bei $1/4R$ in fast allen abgebildeten Konfigurationen am niedrigsten und breitesten sind, sich diese aber mit zunehmendem Brennstoffimpuls (in den Diagrammreihen von links nach rechts) wieder verbessern. Dies passt zu den lokalen Standardabweichungen aus Abbildung 6.22, die in diesem Bereich ihr Maximum aufweisen, und zu den

Beobachtungen, die für die reine axiale Eindüsung (Konfiguration 1) gemacht wurden. Die beste lokale PDF wird generell dort erzielt, wo der Brennstoff bereits von Anfang möglichst gleichmäßig auf die einströmende Luftströmung verteilt worden ist, also auf großen Radien.

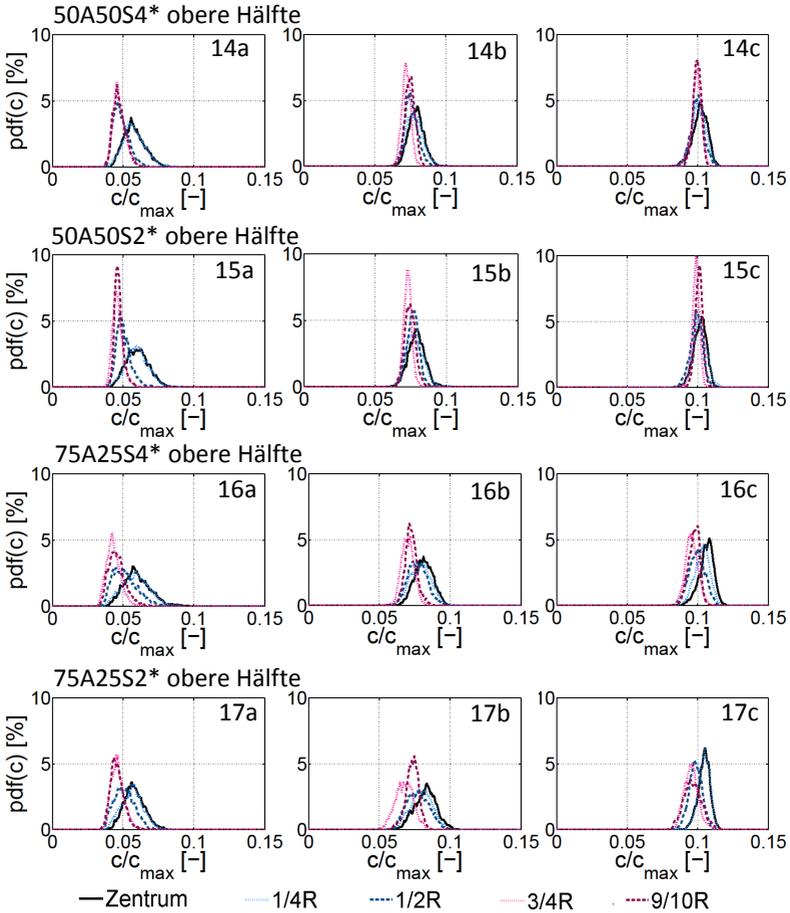


Abb. 6.26: Lokale Mischungs-PDFs für ausgewählte kombinierte *- Eindüsungsmethoden (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

6.3.3 Untersuchungen im Mischrohr

Entsprechend dem Designkonzept soll das nach dem Drallerzeuger folgende Mischrohr hauptsächlich die Mischstrecke und damit die Verweilzeit der Brennstoff-Luft Mischung verlängern, so dass am Brenneraustritt eine homogene Grob- und Feinmischung gewährleistet ist als unmittelbar nach dem Drallerzeuger. Im Rahmen dieser Arbeit standen, wie bereits in Abschnitt 5.1.3 vorgestellt, drei verschiedene Mischrohlängen zur Verfügung. Die Aerodynamikversuche mit diesen verschiedenen Mischrohren (Längen: $l_1=0.75l_2$, $l_2=1.9D$ und $l_3=1.25l_2$) zeigten kaum Unterschiede in den sich entwickelnden Strömungsfeldern, so dass im Rahmen der betrachteten Längenvariation das Optimum für die Mischungsqualität unabhängig von Aerodynamikeinflüssen gewählt werden kann.

Abbildung 6.27 zeigt in der linken Spalte die mittleren Konzentrationsverteilungen und in der rechten Spalte die dazugehörigen Konzentrationsschwankungen für die Einzeleindüsungsmethoden 2, 3, 10, 11 und 1, jeweils in der rechten Hälfte der Mischrohebene. Die Verteilungen in der Nähe des Brenneraustritts passen gut zu den zuvor präsentierten Ergebnissen in der Brenneraustrittsebene. Für die mittleren Konzentrationsfelder (linke Spalte) fällt nun auf, dass die radiale Mischung sich mit der Lauflänge durch das Mischrohr der Länge l_2 kaum verändert. Das heißt, für Konfigurationen 2 und 3 liegt bereits kurz nach Drallerzeugeraustritt bei $x/D=1.4$ eine relativ gleichmäßige Konzentrationsverteilung vor. Für Konfigurationen 10 und 11 verbessert sich der starke radiale Konzentrationsgradient über die Lauflänge nur unwesentlich und auch für die Eindüsung in Konfiguration 1a wird der Brennstoffüberschuss auf der Achse durch das Mischrohr nicht merklich abgebaut.

Die lokalen Schwankungsgrößen in der rechten Spalte zeigen ebenfalls die bereits zuvor am Brenneraustritt beobachtete Größenordnung innerhalb des Mischrohrs. Diese für die Feinmischung repräsentativen Werte zeigen in Strömungsrichtung für alle Konfigurationen eine leicht abnehmende Tendenz. Das heißt, obwohl die Mischrohlänge die Grobmischung kaum fördert, verbessert sich die Feinmischung bis zum Brenneraustritt sichtbar, wenn auch nicht im erwarteten Ausmaß.

Die Ergebnisse für die Konfigurationen 1 bis 3 und das kürzeste untersuchte Mischrohr der Länge l_1 in Abbildung 6.28 sind dem entsprechenden unteren Ausschnitt der Ergebnisse mit Mischrohlänge l_2 aus Abbildung 6.27 sehr ähnlich. Die Ergebnisse für das längste Mischrohr aus Abbildung 6.29 zeigen dagegen eine Extrapolation der bis zum Ende der mittleren Mischrohlänge beobachteten Tendenzen. Das heißt, die radiale Mischung verändert sich auch mit dieser Mischrohr-

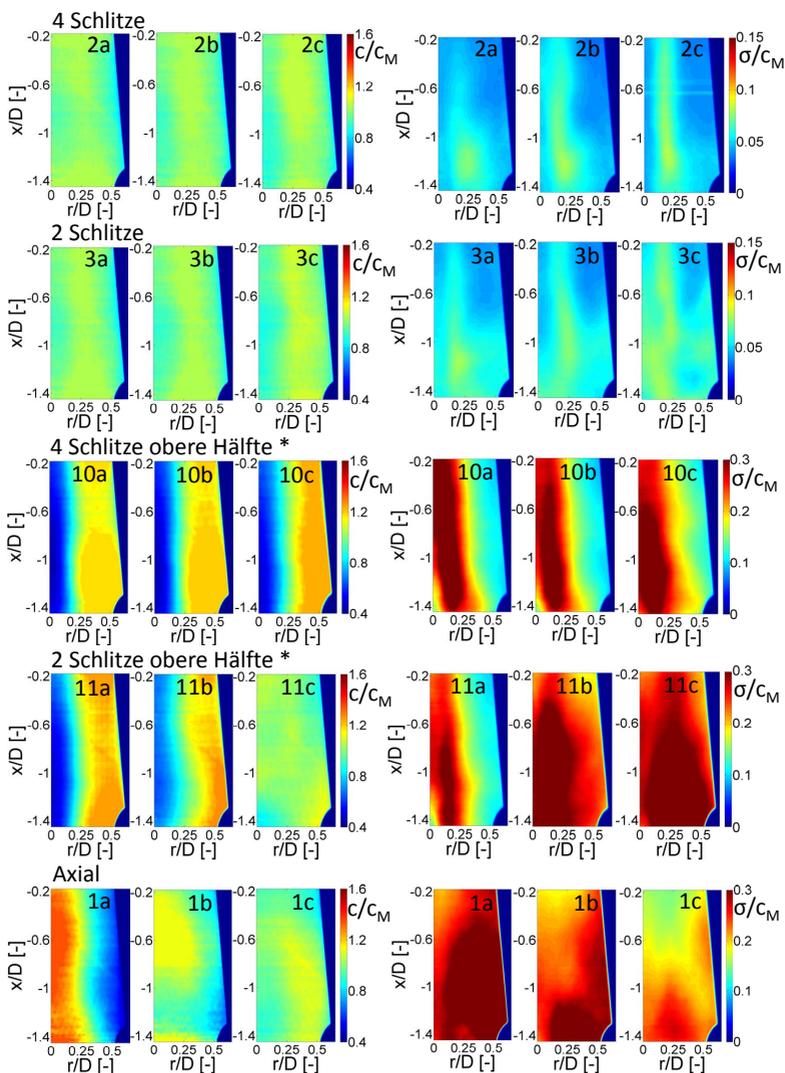


Abb. 6.27: Konzentrationsverteilungen und -schwankungen der Einzeleindüsungsmethoden mit mittlerem Mischrohr (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)

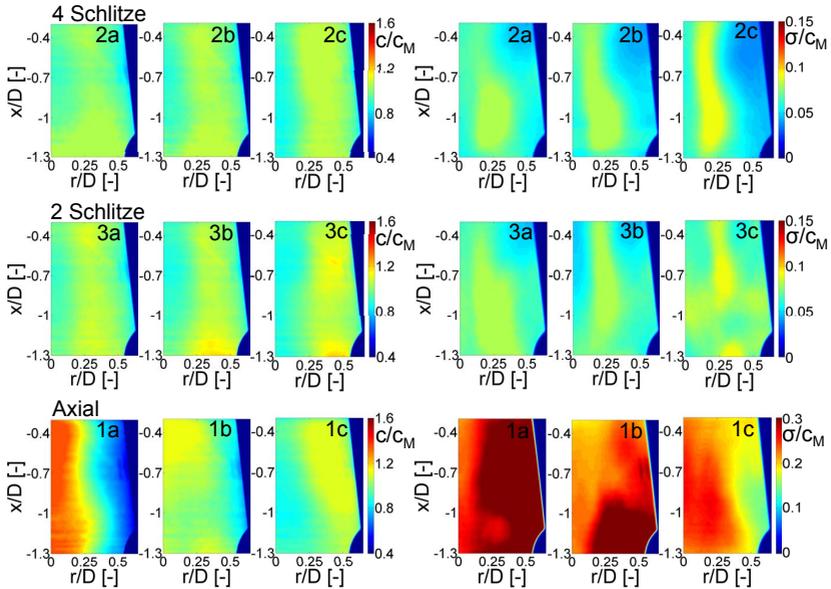


Abb. 6.28: Konzentrationsverteilungen und -schwankungen der Einzeleindüsungsmethoden mit kurzem Mischrohr (b_3, l_1, Re_{Ref} , Setup C)

länge vom Drallerzeugeraustritt bis zum Brenneraustritt kaum und die Schwankungsgrößen werden noch etwas weiter abgebaut als zuvor.

Zusammenfassend ist die bereits am Drallerzeugeraustritt erzeugte mittlere Konzentrationsverteilung nahezu unabhängig von der Mischrohlänge. Ursache dafür könnte der im Designkonzept favorisierte Festkörperwirbel sein. Im Vergleich zum Potentialwirbel generiert ein Festkörperwirbel kaum mischungsunterstützende Turbulenz. Deshalb trägt die zusätzliche Mischstrecke in Form des konischen Mischrohrs nicht wesentlich zur Verbesserung der radialen Grobmischungsqualität bei. Effekte auf molekularer Ebene unterstützen aber, aufgrund der mit zunehmender Mischrohlänge längeren Verweilzeit, den Abbau der Konzentrationsfluktuationen. Insgesamt konnte die von dem zusätzlichen Mischrohr erwartete deutliche Verbesserung der Mischungsqualität nicht beobachtet werden. Eine weitere Optimierung der Konzentrationsverteilung am Drallerzeugeraustritt, z.B. durch Variation von Anzahl, Anordnung und Größe der Injektionsstellen, bietet ein deutlich

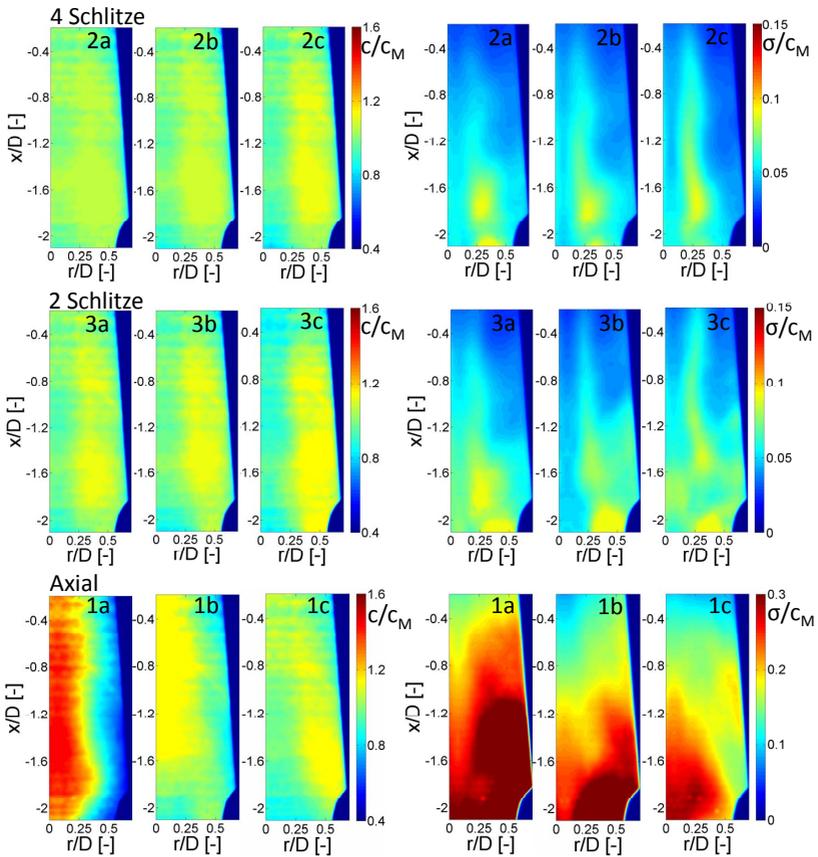


Abb. 6.29: Konzentrationsverteilungen und -schwankungen der Einzeleindüsungsmethoden mit langem Mischrohr (b_3 , l_3 , Re_{Ref} , Setup C)

größeres Potential als die Variation der Mischrohlänge, so dass die Mischrohlänge im Vergleich zu den betrachteten Varianten noch deutlich reduziert werden kann, um lediglich die aerodynamischen Vorteile der konischen Strömungsberandung zu nutzen.

6.4 Auswahl der Brennstoffeindüsung

Aus aerodynamischer und Mischungstechnischer Sicht kommen für das schwach reaktive Erdgas sowohl die Eindüsung entlang aller vier Schlitze (Konfiguration 2) als auch die Eindüsung entlang zweier gegenüberliegender Schlitze (Konfiguration 3) in Frage. Für die Einzeleindüsungsvarianten, welche die obere Hälfte der Schlitze zur Eindüsung nutzen (Konfiguration 10 und 11), wäre zwar das Strömungsfeld grundsätzlich geeignet, aber sowohl die radiale Konzentrationsverteilung als auch die Konzentrationsschwankungen über die Zeit sind zu groß, um niedrige NO_x -Emissionen zu erzielen.

Für die hoch reaktiven Brennstoffe, wie z.B. die wasserstoffhaltigen Syngase oder reiner bzw. verdünnter Wasserstoff, die ein verzögertes Wirbelaufplatzen bzw. eine Jet-ähnliche Geschwindigkeitsverteilung ohne Rückströmzone in der Brennkammer benötigen, könnten bei alleiniger Betrachtung der Strömungsfelder grundsätzlich alle Varianten zum Einsatz kommen, die zwischen 50% und 75% des Brennstoffs durch die axiale Düse einbringen (Konfigurationen 6-9 und 14-17). Werden aber zusätzlich die Konzentrationsverteilungen betrachtet, so können alle Varianten mit Eindüsung über die gesamte Schlitzlänge ausgeschlossen werden, so dass nur die zuvor näher vorgestellten Konfigurationen 14 bis 17 verbleiben. Welche dieser Konfigurationen aber schlussendlich in Bezug auf die Rückschlagssicherheit und Emissionen am geeignetsten ist, muss im Rahmen zusätzlicher Verbrennungsversuche abgeklärt werden.

Wird beispielsweise die Schlitzeindüsung entlang zweier gegenüberliegender Schlitze für die Erdgasverbrennung gewählt, könnten die jeweils anderen beiden Schlitze für eine Eindüsung entsprechend der Konfigurationen 15 und 17 in Kombination mit der axialen Düse genutzt werden. Diese Variante bieten darüber hinaus weiteres Potential für zusätzliche Optimierungsmaßnahmen wie etwa die Variation von Bohrungsanzahl und -durchmesser.

7 Verbrennung

Aufbauend auf den bisher dargestellten experimentellen Arbeiten im Wasserkanal wurden am Lehrstuhl für Thermodynamik detaillierte atmosphärische Verbrennungsversuche mit einem, dem Wasserkanalmodell ähnlichen, Brennermodell gleicher Dimension durchgeführt ([SMS11], [MSS11] sowie die von C. Mayer noch zu veröffentlichende Dissertation). OH*-Chemilumineszenz-, Emissions-, Ionisations- und Strömungsfeldmessungen bildeten neben der Erstellung von Stabilitätskarten den Hauptteil dieser Untersuchungen zur Charakterisierung und weiteren Optimierung des vorgestellten Brennerkonzepts. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Validierung der präsentierten isothermen Untersuchungen im Wasserkanal und zur Überprüfung des Druckeinflusses auf das Betriebsverhalten parallel zu den gerade genannten atmosphärischen Versuchen zusätzliche Verbrennungsversuche unter erhöhtem Druck durchgeführt. Zu diesem Zweck ist das bereits in Abschnitt 5.1.5 vorgestellte, kleiner skalierte Brennermodell verwendet worden. OH*-Chemilumineszenzmessungen zur Bestimmung der Flammenkontur in der Brennkammer sowie die Erstellung von Stabilitätskarten durch Detektion der Verlösch- und Rückschlagsgrenzen von Methan, Methan-Wasserstoff Mischungen und reinem Wasserstoff waren von primärem Interesse. Außerdem wurden zur besseren Charakterisierung der Rückschlagsart in diesen Versuchen erstmals am Lehrstuhl für Thermodynamik Ionisationsdetektoren eingesetzt.

7.1 Prüfstand, Messtechnik, Vorgehensweise und Brennermodell

Da bereits moderate Druckerhöhungen hilfreiche Aussagen über das Betriebsverhalten des Brenners erlauben, bietet sich die Verwendung des im Rahmen früherer Arbeiten (z.B. [Fre09] und [Bur09]) am Lehrstuhl für Thermodynamik entstandenen Einzelbrenner-Druckprüfstands an (Abbildung 7.1). Dieser Versuchsstand erlaubt die Untersuchung der Brennereigenschaften in einem Druckbereich von ca. 1bar für Erdgas bzw. 1.5bar bei Wasserstoffzumischung¹ bis zu ca. 7bar bei 150°C Luftvorheizung (Standardeinstellung) und einem Brennerdruckverlust zwischen 1% und 3%.

¹ Limitiert durch den Wasserstoff-Massenstromregler

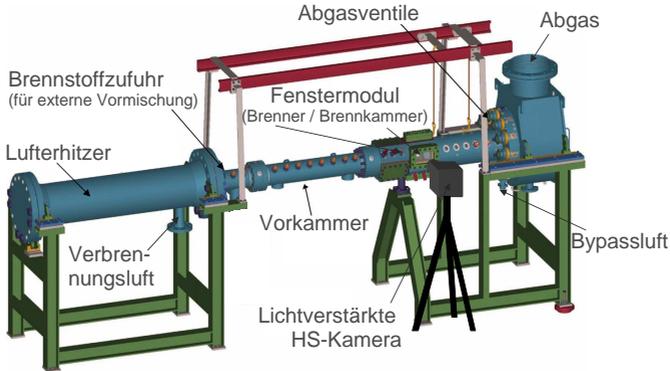


Abb. 7.1: Verbrennungsprüfstand für erhöhten Druck [Fre09]

Die Verbrennungsluft wird über einen elektrischen Luftherhitzer in ein Vorkammerrohr geleitet. Für extern vorgemischte Versuche mit idealer Brennstoff-Luft Mischung wird der Brennstoff der Verbrennungsluft bereits am Eintritt in die Vorkammer durch eine Brennstofflanze mit mehreren Injektionsbohrungen beige-mischt. Diese Eindüsungsmethode ermöglicht eine gute räumliche Verteilung und eine homogene Feinmischung am Ende der Vorkammer. Das anschließende wasser-gekühlte Fenstermodul bildet das Zentrum des Prüfstands. Der Brenner inklusive Diffusor wird im stromauf gelegenen Teil des Fenstermoduls montiert, so dass sich die Flamme im stromab gelegenen Teil stabilisiert. Große, rechteckige Zugangsstellen im vorderen Bereich des Fenstermoduls erlauben eine einfache Montage des Verbrennungssystems mit dazugehöriger Messtechnik, Brennstoff- und Kühlwasserversorgung. Die überlappende Anordnung der zwei großen, rechteckigen Quarzglasfenster auf jeder Seite des Fenstermoduls ermöglicht ungestörten optischen Zugang zu ca. 80% der Flamme über jedes Fenster. Die abschließende Ventilscheibe bildet das letzte Element des Versuchsstands und führt das Abgas radial nach außen zu neun, über den Umfang verteilten, wasser-gekühlten Ventilen. Diese dienen der Expansion des Abgases, bevor es dem Kamin zugeführt wird. Außerdem ermöglichen sie die Einstellung des Drucks im Verbrennungsprüfstand durch Variation des Ausströmquerschnitts in Kombination mit dem Verbrennungsluftstrom und der Luftzahl. Sobald durch Erhöhen der Leistung die Strömungsgeschwindigkeit in den Ventilen Schallgeschwindigkeit erreicht, kann der Druck im Verbrennungssystem einfach an den gewünschten Betriebspunkt angepasst werden. Da sich beim Anfahren eines bestimmten Betriebspunktes mit der

thermischen Leistung die Strömungsgeschwindigkeit verändert, wären kontinuierlich kleine Anpassungen der Ventilstellungen nötig. Aus Sicherheitsgründen ist dies aber unter erhöhtem Druck nicht möglich. Außerdem wäre es zeitaufwändig und umständlich, da die Ventilstellungen manuell geändert werden müssen. Um trotzdem eine Feinjustage der Betriebspunkte zu ermöglichen, wird im hinteren Teil der Brennkammer ein Bypass-Luftvolumenstrom zugeführt. Durch entsprechende Variation dieses zusätzlichen Luftvolumenstroms kann der Druck bei grober Ventilvoreinstellung leicht nachjustiert werden. Ein nützlicher Nebeneffekt der langen Brennkammer ist, dass der eingedüste kalte Bypassstrom die Flamme nicht beeinflusst. Dies wurde von [Fre09] in entsprechenden Vorversuchen nachgewiesen. Zusätzlich reduziert die kalte Bypassluft die Abgastemperatur und damit die Temperaturbelastung an den Gegendruckventilen [Fre09], [Bur09].

Die verwendete Messtechnik besteht hauptsächlich aus Standardelementen wie Thermoelementen, Drucksensoren und Volumenstrommessern. Der gesamte Versuchsstand kann von einem Kontrollraum aus über mehrere Messrechner betrieben und überwacht werden. Für die OH^{*}-Chemilumineszenz Messungen wurde wie schon in den vorangegangenen Versuchen eine lichtverstärkte APX I² Hochgeschwindigkeitskamera verwendet. Diese wurde senkrecht zur Messebene und stromab des Brenneraustritts montiert und erlaubt Aufnahmen von ca. 80% der Flamme durch ein Seitenfenster im Brennkammerbereich des Fenstermoduls. In Verbrennungsvorgängen entstehen zahlreiche angeregte, energetisch instabile Moleküle unterschiedlicher Zustände, die beim Übergang in einen stabileren Zustand unter anderem Licht emittieren, das für das Flammeneigenleuchten verantwortlich ist. In guter Näherung ist dieses in Chemilumineszenzmessung aufgezeichnete Flammeneigenleuchten ein Maß für die Wärmefreisetzung in der Reaktionszone. Das häufig und auch hier betrachtete Hydroxyl-Radikal OH^{*} hat sein Emissionsmaximum bei einer Wellenlänge von $\lambda=308nm$. Um Strahlungsemissionen anderer Spezies sowie aus der Umgebung einfallendes Licht so weit wie möglich zu reduzieren, wurde ein UV-Breitbandfilter (DUG11X) mit einer Transmission von ca. 80% bei einer Wellenlänge von $320nm \pm 20nm$ vor der Kamera installiert. Der in diesem Bereich stattfindende Übergang von OH^{*} ist im selbstangeregten Fall der Chemilumineszenz dominant und insbesondere in mageren Methan- und Wasserstoffflammen gut zu detektieren [Kon10]. Da es bei der Aufzeichnung des Flammenleuchtens mit einer Kamera zu einer Tiefenintegration des Chemilumineszenzsignals kommt, kann die punktuelle oder planare Information nicht direkt gewonnen werden. Für Mittelwertbilder einer rotationssymmetrischen Flamme kann aber mittels Entabelung auf einen planaren Schnitt durch die Flamme zurückgerechnet werden ([DOMR02] und [Wäs07]). Mit einer Aufnahmezeit von 1000fps erlaubt

die Kamera bei einer Auflösung von 512×1024 Pixeln die Aufnahme von 4096 Einzelbildern in einer Messzeit von 4s pro Messung. Für Messungen an einem stabilen Betriebspunkt wird die Kamera manuell gestartet, wenn der gewünschte Betriebspunkt erreicht wird. Die gewonnenen Bilder werden gemittelt, bevor die Abel-Transformation durchgeführt wird. Aufgrund der Achsensymmetrie und der eingeschränkten optischen Zugänglichkeit wurde nur die untere Hälfte der Flamme analysiert. Um detailliertere Informationen über den Flammenrückschlag bei kritischen Betriebspunkten zu erhalten, nimmt die Kamera durch Überschreiben ihres integrierten Speichers alle 4s endlos auf, bis ein Triggersignal die Aufnahme stoppt. Das Triggersignal kommt von einem Thermoelement, welches nahe dem Drallerzeuger montiert ist. Detektiert dieses in Folge eines Flammenrückschlags einen steilen Temperaturanstieg, sendet es das Triggersignal und stoppt die Aufnahme der Kamera. Da es sich bei einem Rückschlag um einen instationären – nicht mittelbaren – Vorgang handelt, können hier nur die tiefenintegrierten Bilder ausgewertet werden. Auf eine aufwändige, quantitative Auswertung der Chemilumineszenzaufnahmen wurde hier verzichtet, da diese in der vorliegenden Arbeit lediglich zur qualitativen Visualisierung der OH*-Verteilung in der Reaktionszone eingesetzt wurde. Mit diesen Aufnahmen können dennoch gute Rückschlüsse auf Lage und Struktur der stabilen Flamme gezogen und die Vorgänge während des Flammenrückschlags beobachtet werden.

Die Versuchsdurchführung wurde der im atmosphärischen Prüfstand angewandten Vorgehensweise angepasst und Rückschlags- sowie Verlöschgrenze für die Stabilitätskarten wurden identisch definiert. Das heißt, nach der Voreinstellung von Luftmassenstrom, Vorheiztemperatur (150°C), Druck etc. wird die Flamme mit Hilfe von Pilotgas (CH_4) gezündet. Nach der Zündung und vor Messbeginn wird auf vollständig extern vorgemischten Betrieb mit Erdgas umgeschaltet und der gewünschte Betriebspunkt angefahren. Im Fall von $\text{CH}_4 - \text{H}_2$ Mischungen oder reinen Wasserstoffversuchen wird die Flamme zunächst mit reinem Erdgas stabilisiert, bevor bei gleichzeitiger Verringerung des Erdgasmassenstroms, der Wasserstoff in kleinen Schritten hinzugefügt wird, bis der entsprechende Wasserstoffanteil erreicht ist. Sobald sich die Flamme am gewünschten Betriebspunkt stabilisiert hat, werden die Messdaten (Drücke, Temperaturen, Volumenströme etc.) gespeichert und die Hochgeschwindigkeitskamera gestartet. Für die Bestimmung der Rückschlags- und Verlöschgrenzen wurde der Verbrennungsluftstrom des Betriebspunkts konstant gehalten, während die Luftzahl durch Anpassung des Brennstoffstroms verringert bzw. erhöht wurde. Die Rückschlagsgrenze kennzeichnet ein steiler Temperaturanstieg eines Thermoelements nahe des Drallerzeugers stromauf der stabilen Flammenposition am Brenneraustritt. Der Beginn einer oszillieren-

den Stromauf- und Stromabbewegung der Flamme in der Brennkammer von einer stabilen Flammenposition nahe des Brenneraustritts zu einer undefinierten Position weit stromab des Brenneraustritts wird als Verlöschgrenze bezeichnet. Angemerkt wird hier, dass die wassergekühlten Brennkammerwände eine Verschiebung der Verlöschgrenzen zu niedrigeren Luftzahlen im Vergleich zum atmosphärischen Verbrennungsprüfstand bewirken [MSS11].

Aufgrund des limitierten Platzangebots im Fenstermodul und der kleinen Brennkammer wurde als Versuchsmodell der bereits in Abschnitt 5.1.5 vorgestellte und im Vergleich zum Wasserkanalmodell um Faktor den 1:2.3 kleiner skalierte Drall-erzeuger verwendet. Lediglich im Montagekragen des Drallerzeugers waren zusätzliche Modifikationen wie z.B. zwei Bohrungen für die Realisierung einer in diesem Prüfstand notwendigen Wasserkühlung des Mischrohrs notwendig. Für extern vorgemischte Versuche wurde wie in den Wasserkanalversuchen ein Lochblech mit einer freien Lochfläche von 51% verwendet. Da bei den strömungsfeld- und emissionsrelevanten Versuchen im Wasserkanal (Abschnitt 6.2) und im atmosphärischen Prüfstand [SMS11] mit und ohne Schlitz Eindüsung nur sehr geringe Unterschiede zu beobachten waren, wurde auf die aufwändige Realisierung der Schlitz Eindüsung verzichtet. Zur Realisierung der axialen Brennstoffeindüsung wurde das Lochblech durch ein konzentrisch in der Mitte des Axialeinlasses positioniertes Rohr ersetzt. Um Kosten zu sparen, wurde dabei auf ein Standardrohr zurückgegriffen. Das resultierende Flächenverhältnis zwischen dem ringförmigen Lufteinlass und dem axialen Eindüsungsdurchmesser wird dabei um 2% verkleinert. Das Mischrohr musste aufgrund der Einbausituation im Versuchsstand und der Betriebsbedingungen komplett neu ausgelegt werden (Abbildung 7.2). Die Ein- und Austrittsdurchmesser des Mischrohrs und des aufgrund der Einbausituation direkt zu integrierenden Diffusors wurden entsprechend dem Skalierungsfaktor 1:2.3 kleiner skaliert. Allerdings ist das Mischrohr um 22% länger als die bevorzugte Mischrohlänge „ l_2 “ aus den Wasserkanalversuchen. Da die Wasserkanalversuche jedoch zeigten, dass eine Variation der Mischrohlänge um $\pm 25\%$ fast keinen Einfluss auf Aerodynamik und Mischungsqualität haben, ist diese Modifikation durchaus akzeptabel. Die Länge des Diffusors wurde korrekt skaliert und die zur Reduzierung der Materialtemperaturen in Flammennähe notwendige Wasserkühlung wurde als Ringkühlung möglichst nah am Mischrohraustritt realisiert. Dies ist ebenfalls vorteilhaft für die Installation der nachfolgend beschriebenen Ionisationsdetektoren. Mit dem Durchmesser der Brennkammer ergibt sich ein Querschnittsprung von 22. Berücksichtigt man die Aussparungen für den optischen Zugang ergibt sich ein Querschnittsprung von ca. 33. In beiden Fällen ist das Flächenverhältnis damit so groß, dass ein Free-Jet-Regime zu erwarten ist.

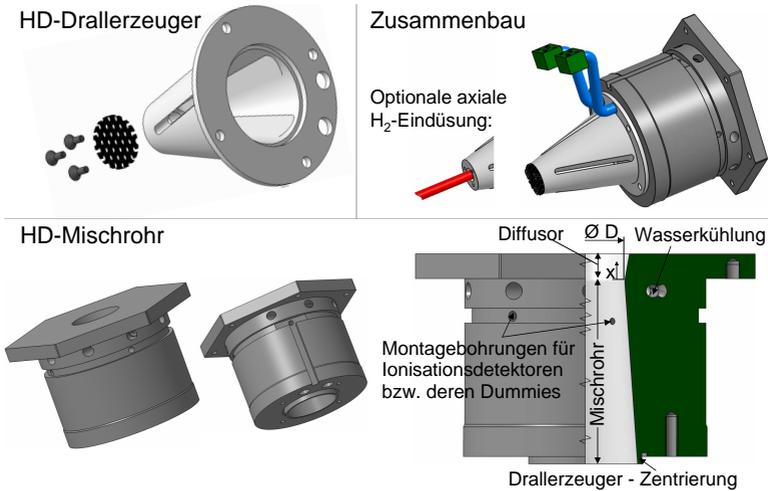


Abb. 7.2: Drallerzeuger und Mischrohrgeometrie inklusive Diffusor und Wasserkühlung

Da der Verbrennungsprüfstand keinen optischen Zugang in das Mischrohr erlaubt, konnte für die Versuche unter erhöhtem Druck die Flammenpropagation während eines Rückschlags nicht optisch überwacht werden. Um trotzdem zusätzliche Information über die Rückschlagsart zu erhalten, wurden zwei nach [HLM⁺93] hergestellte Ionisationsdetektoren in der Wand des Mischrohrs installiert. In der Flamme erzeugte Ionen können damit von zwei sehr kleinen Kontaktstiften, die mit einer Spannungsdifferenz beaufschlagt und mit geringem Abstand zueinander am Detektorende angeordnet sind, empfangen werden. Durch die empfangenen Ionen ändert sich die anliegende Spannungsdifferenz, die mit Hilfe eines Verstärkers gut detektiert werden kann. Das Prinzip ist sehr empfindlich und reagiert nur, wenn sich die Flamme in unmittelbarer Nähe der beiden Kontaktstifte befindet. Daher eignet sich dieses Prinzip sehr gut, um z.B. Wandrückschlag zu detektieren. Im Fall von CIVB ist die Flamme im Zentrum der Strömung zu weit von den Detektoren entfernt, um ein Signal zu empfangen. In den hier präsentierten Versuchen sind die Detektoren bei $x/D = -0.5$ senkrecht zur Mischrohrwand und um 180° versetzt über den Umfang angeordnet. Das Ende der Detektoren schließt bündig mit der Mischrohrwand ab, so dass nur die sehr kleinen Kontaktstifte in die Strömung ragen. Die Abtastrate während der Messungen beträgt 10 000 Hz. Dies entspricht damit dem 10-fachen der simultan aufnehmenden Hochgeschwindigkeitskamera.

7.2 Ergebnisse

Die hier ergänzend zu den Wasserkanalversuchen durchgeführten Experimente unter erhöhtem Druck lagen zeitlich zwischen den in [SMS11] vorgestellten atmosphärischen Verbrennungsversuchen, welchen einen allgemeinen Überblick über das Stabilitätsverhalten und die zu erwartenden Emissionen des neuen Brennerkonzepts geben und den ausführlichen, rückschlagsorientierten, atmosphärischen Versuchen aus [MSS11]. Primär sollten die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche Auskunft über das Betriebsverhalten und die Stabilität des neuen und um den Faktor 1:2.3 skalierten brennstoffflexiblen Brennerkonzepts unter erhöhtem Druck geben. Dazu wurden die OH^* -Chemilumineszenz der Flamme zur Bestimmung der Flammenposition und -ausdehnung in der Brennkammer gemessen, die Stabilitätsgrenzen (Rückschlags- und Verlöschgrenze) bestimmt sowie Ionisationsdetektoren zur besseren Charakterisierung der Rückschlagsart eingesetzt. Für die Verbrennungsversuche mit Erdgas wurde auf das Erdgasnetz der Stadt München zurückgegriffen, deren Erdgas zu 99% aus Methan besteht. Kohlenmonoxid und Stickstoff beinhaltende Syngasmischungen konnten aus Sicherheitsgründen und wegen nicht vorhandener Infrastruktur nicht durchgeführt werden. Alternativ wurden Mischungen aus Erdgas und Wasserstoff und die reine Wasserstoffverbrennung untersucht.

7.2.1 Erdgas, extern vorgemischt

Als Referenz wurden zunächst extern vorgemischte Versuche mit Erdgas bei einer Vorheiztemperatur von $T_{vor}=150^\circ\text{C}$ und einem Druckverlust von $\Delta p=1\%$ durchgeführt. Unter diesen Versuchsbedingungen zeigte der Brenner bei unterschiedlichen Leistungen und bis zu Drücken von 7bar keinerlei Rückschlag für magere, stöchiometrische und leicht fette Brennstoff-Luft Mischungen. Die magere Verlöschgrenze lag bei einer adiabaten Flammentemperatur von ca. 1700K und damit, wie aufgrund der wassergekühlten Brennkammerwände erwartet, bei etwas niedrigeren Luftzahlen als in den vergleichbaren atmosphärischen Versuchen. Dieses Ergebnis bestätigt eine extrem hohe Stabilität der Brennergeometrie mit Erdgas. Im Vergleich zum zuvor ebenfalls in diesem Prüfstand vermessenen TD_1 -Brenner, der ein ausgeprägtes Rückschlagsverhalten ab Drücken von 2bar zeigte (Abschnitt A.5), ist dies eine deutliche Verbesserung. Auch die magere Verlöschgrenze verschob sich im Vergleich zum TD_1 -Brenner zu leicht höheren Luftzahlen um $\lambda=1.7$. Bei den Untersuchungen des TD_1 -Brenners waren außerdem ausgeprägte akustische Schwingungen in der Brennkammer messbar. Dieser Effekt war bei dem neu-

en Design nur sehr schwach bis gar nicht zu beobachten. Die indirekte Variation der Leistung durch Realisierung unterschiedlicher Druckverluste über den Brenner bis max. 3% zeigte keinen Einfluss auf das Stabilitätsverhalten. Diese Ergebnisse zeigen, dass das neue Designkonzept unter Druck einen deutlich vergrößerten Betriebsbereich gegenüber dem TD₁-Brenner aufweist. Auch mit dem größeren Brennermodell konnte in [SMS11] unter atmosphärischen Bedingungen vollständig rückschlagsfreier Betrieb nachgewiesen werden. Verglichen mit den stark zu Rückschlag neigenden und im selben atmosphärischen Prüfstand von [Fri03] und [Krö03] untersuchten, AEV-ähnlichen Brennerkonfigurationen BK1 bis BK3 (Abschnitt A.5) bestätigt sich ebenfalls, dass mit dem Aerodynamikkonzept des neuen Brenners eine enorme Stabilitätsverbesserung im Erdgasbetrieb gelungen ist.

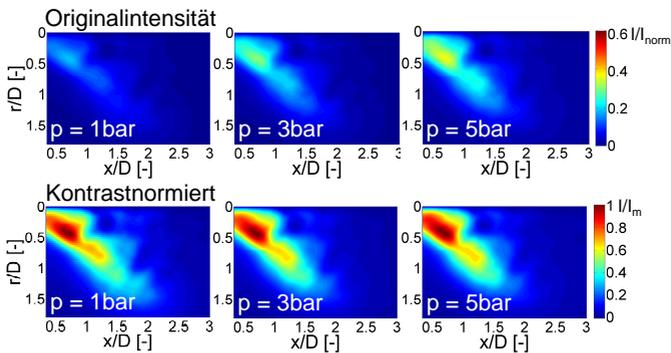


Abb. 7.3: OH*-Chemilumineszenz bei Variation des Drucks; CH₄ extern vorgemischt bei $\Delta p=1\%$ und $\lambda=1.2$

Bezüglich der Untersuchungen zur Flammenposition und Flammenkontur ist festzuhalten, dass die Flammenspitze für alle Betriebspunkte bis zur mageren Verlöschgrenze wie erwartet innerhalb des Diffusors sitzt und dort geschützt gegen Einflüsse möglicher Nachbarbrenner ist. Die Intensität des OH*-Chemilumineszenzsignals nimmt mit steigendem Druck (obere Zeile in Abbildung 7.3) und niedrigerer Luftzahl (obere Zeile in Abbildung 7.4) zu. Da ein höherer Druck und eine niedrigere Luftzahl im verwendeten Prüfstand mit einer höheren Leistung und damit einem höheren Brennstoffmassenstrom einhergeht ist dieser Einfluss auf das Chemilumineszenzsignals wie erwartet. Mit zunehmenden Luftzahlen wird die Flammenfront durch die reduzierte Verbrennungstemperatur und die geringere Reaktionsrate länger (untere Reihe in Abbildung 7.4) [Sie06]. Außer-

dem nimmt der Öffnungswinkel der Flammenkontur bzw. des äußeren Chemilumineszenzsignals leicht ab. Der Druck hat im untersuchten Bereich nahezu keinen sichtbaren Effekt auf die Flammenkontur (untere Zeile in Abbildung 7.3).

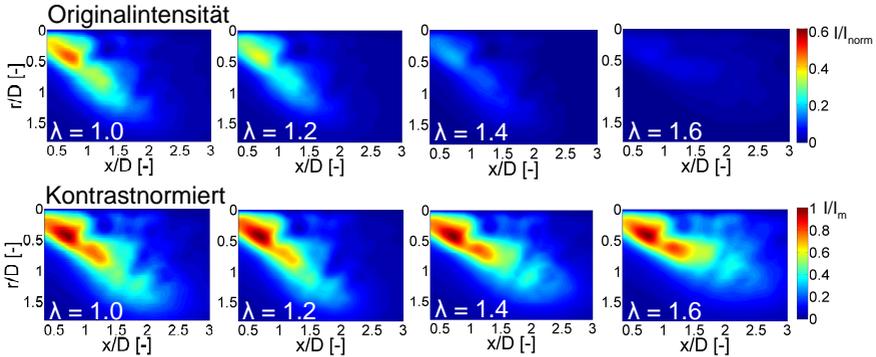


Abb. 7.4: OH*-Chemilumineszenz bei Variation der Luftzahl; CH₄ extern vorgemischt bei $\Delta p=1\%$ und $p=1\text{bar}$

Für einen Druck von $p=1\text{bar}$ und $p=3\text{bar}$ wurden die OH*-Chemilumineszenzsignale einer stöchiometrischen und einer mageren ($\lambda=1.4$) Flamme für drei unterschiedliche Brennerdruckverluste ($\Delta p_{\text{Verl}}=1\%$, 2% und 3%) zur Repräsentation verschiedener Leistungen vermessen. Dabei hat sich gezeigt, dass der Druckverlust über den Brenner bzw. die Brennerleistung einen Effekt auf die Flammenkontur hat. Die Erhöhung des Druckverlusts führt zu einer moderaten Verlängerung der Flamme. Außerdem erhöht sich die Reaktionsrate in der Rückströmzone, dies wird durch die erhöhte Signalintensität auf der Achse und in x -Richtung in Abbildung 7.5 ersichtlich.

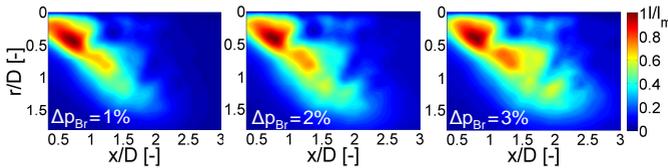


Abb. 7.5: OH*-Chemilumineszenz bei Variation des Brennerdruckverlusts, CH₄ extern vorgemischt bei $p=3\text{bar}$ und $\lambda=1.4$, kontrastnormiert

Einen Grund dafür stellt der mit einem höheren Druckverlust einhergehende, höhere Brennstoff- und Gesamtmassenstrom bzw. die daraus resultierende höhere Leistung dar. Denn das dadurch erhöhte turbulente Zeitmaß τ_{turb} führt bei gleichbleibendem chemischen Zeitmaß τ_{chem} dazu, dass mehr unverbranntes Brenngas das Innere der Rezirkulationszone bzw. das Ende der ursprünglichen Reaktionszone erreicht und erst dort reagiert.

Die präsentierten Ergebnisse unter erhöhtem Druck sind konsistent zu den im atmosphärischen Versuchsstand beobachteten Trends. Zusammenfassend zeigt die aerodynamisch optimierte Brennergeometrie für den Betrieb mit Erdgas damit eine hervorragende Flammenstabilisierung und hohe Rückschlagsicherheit und bestätigt die aus dem Wasserkanal gezogenen Schlussfolgerungen. Dies ist Grundvoraussetzung für die nachfolgenden Experimente mit Wasserstoff.

7.2.2 CH₄-H₂ Mischungen und 100% H₂, extern vorgemischt

Die extern vorgemischten Versuche mit CH₄-H₂ Mischungen und reinem Wasserstoff wurden bei Drücken von 1.5bar, 3bar und 5bar durchgeführt. Das linke Diagramm in Abbildung 7.7 zeigt die Rückschlagsgrenzen (gefüllte Symbole) und die mageren Verlöschgrenzen (leere Symbole) für verschiedene, extern vorgemischte CH₄-H₂ Mischungen (volumetrisch) und reinen Wasserstoff für die jeweiligen Drücke und einen Brennerdruckverlust von $\Delta p=1\%$. Mit der Zumischung von Wasserstoff im extern vorgemischten Betrieb und unter nahezu atmosphärischen Drücken zeigt der Brenner bis zu ca. 60vol.% H₂ im Brennstoff keine Rückschläge unter mageren, stöchiometrischen und leicht fetten Bedingungen. Bei weiterer Erhöhung des Wasserstoffanteils treten erste Rückschläge bei stöchiometrischen Bedingungen auf. Die Rückschlagsgrenze verschiebt sich mit zunehmenden H₂ Anteil zu höheren Luftzahlen bis zu $\lambda=1.8$ für 100% H₂. Die magere Verlöschgrenze rückt mit zunehmender Wasserstoffkonzentration im Brennstoff infolge der zunehmenden Flammgeschwindigkeit zu höheren Luftzahlen, wodurch der Betriebsbereich in Richtung magerer Verbrennung deutlich vergrößert wird. Für alle Betriebspunkte oberhalb der Rückschlagsgrenze und unterhalb der Verlöschgrenze lässt sich aber bereits unter diesen extern vorgemischten Bedingungen eine gute Flammenstabilisierung für bis zu 100% Wasserstoff erzielen. Die Erhöhung des Druckverlustes über den Brenner bis max. 3% hat einen leicht positiven Einfluss auf die Rückschlagsgrenzen und einen leicht negativen Einfluss auf die Verlöschgrenze (hier nicht gezeigt). Das Stabilitätsverhalten des skalierten Brenners unter erhöhtem Druck ($p=3bar$ und $p=5bar$) ist ebenfalls in Abbildung 7.7 dargestellt.

Um Wasserstoff, Kosten und Zeit zu sparen sind bei erhöhtem Druck nur Wasserstoffanteile von 33vol.%, 66vol.% und 100vol.% getestet worden. Die Ergebnisse zeigen auch hier, dass die Verlöschgrenzen durch den Druck kaum beeinflusst werden. Mit Erhöhung des Drucks auf bis zu 5bar werden die Rückschlagsgrenzen allerdings deutlich zu mageren Brennstoff-Luft Mischungen hin verschoben. Unter stöchiometrischen Bedingungen tritt Flammenrückschlag bei 3bar bereits ab 33vol.% H₂ und bei 5bar ab ca. 25vol.% H₂ auf. Bis zu reinem Wasserstoffbetrieb verschiebt sich die Rückschlagsgrenze weiter bis $\lambda=2.7$ für $p=3\text{bar}$ und $\lambda=3.0$ bei $p=5\text{bar}$ (Abbildung 7.7 links). Diese Ergebnisse passen mit den Resultaten früherer Untersuchungen in diesem Prüfstand [Bur09] und mit den Analysen in [Krö03] zusammen, in denen sich durch Erhöhung des Drucks bzw. bei Wasserstoffzugabe die Rückschlagseigung ebenfalls erhöht. Dies bestätigt die in Kapitel 2 vorgestellten theoretischen Abhängigkeiten der Rückschlagsgrenzen.

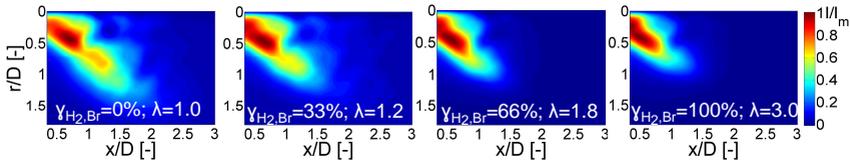


Abb. 7.6: OH*-Chemilumineszenz, extern vorgemischt bei $p=5\text{bar}$ und $\Delta p=1\%$, kontrastnormiert

In Abbildung 7.6 sind die Flammenkonturen für $\lambda=1$ bzw. für die Luftzahl kurz vor der Rückschlagsgrenze dargestellt. Für diese Fälle zeigen die Chemilumineszenzbilder, dass mit zunehmendem Wasserstoffanteil die Flamme deutlich kompakter wird und die klassische Erdgas Flammenkontur entlang der inneren Scherschicht zunehmend verschwindet. Dies kennzeichnet den starken Einfluss der Brennstoffreaktivität auf die turbulente Flammengeschwindigkeit und das chemische Zeitmaß, wodurch die H₂-Flamme auch in der äußeren Scherschicht für die Reaktion günstige Bedingungen findet. Dadurch wird die Reaktionszone in radialer Richtung breiter und verlagert sich in axialer Richtung näher zum Brenneraustritt. Diese Effekte konnten auch in den atmosphärischen Verbrennungsversuchen aus [SMS11] beobachtet werden. Der Druckeinfluss auf die Flammenkontur ist wie zuvor marginal und auch die Änderungen bei Erhöhung des Druckverlusts sind qualitativ die gleichen wie zuvor für die extern vorgemischte Verbrennung von Erdgas.

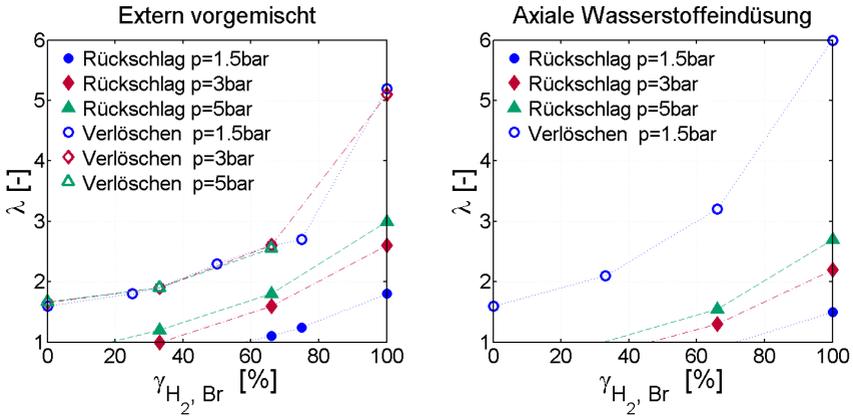


Abb. 7.7: Stabilitätskarten für Verbrennungsversuche unter erhöhtem Druck

7.2.3 CH₄-H₂ Mischungen und 100% H₂ mit Axialeindüsung

Der Einfluss der axialen Wasserstoffeindüsung auf das Betriebsfenster bei Drücken von 1.5bar, 3bar und 5bar ist im rechten Diagramm in Abbildung 7.7 zu sehen. Dabei wurde der jeweilige Erdgasanteil weiterhin extern vorgemischt, der jeweilige Wasserstoffanteil aber vollständig durch die Düse in der Mitte des axialen Einlasses eingedüst. Da sich die magere Verlöschgrenze bei externer Vormischung mit steigendem Druck kaum verändert hat, wurde die magere Verlöschgrenze mit axialer H₂-Eindüsung nur einmal für $p=1.5\text{bar}$, die Rückschlagsgrenzen aber wie zuvor für 33vol.%, 66vol.% und 100vol.% H₂ Anteil vermessen. Der direkte Vergleich mit den extern vorgemischten Versuchen zeigt, dass das stabile Betriebsfenster mit der entwickelten Eindüsungsmethode vergrößert werden konnte. Die Rückschlagsgrenzen verlagern sich zu niedrigeren und die Verlöschgrenzen zu höheren Luftzahlen. In dem hier betrachteten Druckbereich konnte für 33vol.% Wasserstoff bis zu leicht fetten Bedingungen kein Rückschlag mehr provoziert werden. Für höhere Wasserstoffanteile ist die für die Rückschlagsgrenze kritische Luftzahl ca. 10% niedriger verglichen mit den Fällen ohne Axialeindüsung und mit externer Vormischung des gesamten Brennstoffs.

Im Vergleich zu den Experimenten mit externer Vormischung kann außerdem ein starker Unterschied in der Flammenkontur beobachtet werden. In Folge des höheren Axialimpulses bei Erhöhung des Wasserstoffanteils ändert sich die Flam-

menkontur stark in Richtung turbulenter, verdrallter Jet-Flamme für 100vol.% H₂. Die Flamme wird länger und ihr Öffnungswinkel nimmt mit zunehmenden Wasserstoffanteil ab.

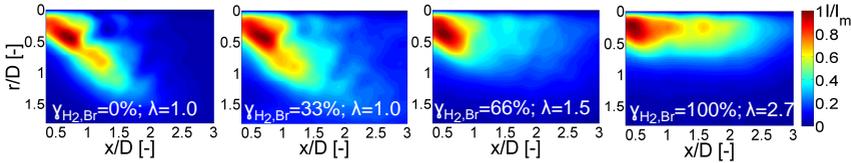


Abb. 7.8: OH*-Chemilumineszenz der axialen H₂-Eindüsung bei $p=5\text{bar}$ und $\Delta p=1\%$, kontrastnormiert

Wie bereits in Abschnitt 5.1.2.1 in den Wasserkanalversuchen mit unterschiedlichen Impulsstromdichteverhältnissen am Axialeinlass gezeigt, resultiert die veränderte Flammenkontur aus der Stromabverschiebung der Rückströmzone, die schlussendlich bei ausreichend hohem Axialimpuls in eine verdrallte Jetströmung ohne Wirbelaufplatzen übergeht. Diese Veränderung der Aerodynamik soll speziell bei der Verbrennung von wasserstoffhaltigen Syngasen und reinem Wasserstoff die Rückschlagssicherheit gegen CIVB auf der Brennerachse erhöhen. Im Gegensatz zu der hier realisierten Brennstoffeindüsung ist das in dieser Arbeit verfolgte Brennstoffeindüskonzept aber so ausgelegt, dass nur der im Vergleich zur Erdgasverbrennung zusätzlich verfügbare, hoch reaktive Brennstoffvolumenstrom axial eingedüst werden soll und nicht der gesamte. Daher stellen die Versuche mit vollständiger Eindüsung des gesamten Wasserstoffs ($\gamma_{\text{H}_2}=100\%$) auf der Achse einen Extremfall dar. Für technisch relevantere mit inerten Stoffen (z.B. Stickstoff und Kohlendioxid) verdünnte Syngase ist ein Axialimpuls in dieser Größenordnung aber dennoch realistisch. Allerdings ist dabei zu beachten, dass ein Teil des Axialimpulses durch den hier nicht abgebildeten Brennstoffanteil durch bzw. entlang der Schlitze wieder kompensiert wird. Für die präsentierten Versuche mit CH₄-H₂ Mischungen wird der Brennstoffimpuls an den Schlitzen durch die weiterhin externe Vormischung des Erdgasanteils zumindest teilweise ausgeglichen. Generell konnte im Vergleich zu anderen, aerodynamisch stabilisierten, vorgemischten Verbrennungssystemen eine deutliche Verbesserung des Rückschlagverhaltens mit Wasserstoff erzielt werden [MSS11].

7.3 Diskussion der Ergebnisse

Da die axiale H_2 -Eindüsung zu einem größeren Stabilitätsbereich führt als die externe Vormischung, bestätigt sich die erarbeitete Brennstoffeindüsungsstrategie. Trotzdem konnten die Rückschlagsgrenzen nicht so stark verbessert werden wie erhofft. Dies wirft Fragen nach der Ursache dafür auf. Da verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (CIVB) bei Erdgas eine deutlich größere Rolle spielt als Wandrückschlag, zielen die meisten Maßnahmen zur Optimierung des Strömungsfelds, z.B. durch Erhöhung des Totaldrucks auf der Brennerachse oder durch Reduzierung der Drallzahl etc. auf eine Erhöhung der CIVB Rückschlagsresistenz ab. Außerdem ist die aerodynamische Grundauslegung gegen Wandrückschlag durch das konische Mischrohr vergleichbar oder sogar besser als in anderen Brennermodellen. Die Effizienz dieser Auslegungsstrategie bestätigt sich auch in den komplett rückschlagsfreien Erdgasversuchen. Obwohl für die Verbrennung von wasserstoffhaltigen Brennstoffen oder reinem Wasserstoff durch die höhere Reaktivität und damit höhere Flammengeschwindigkeit beide Rückschlagsmechanismen begünstigt werden, wurde – wegen der in der Vergangenheit mit Erdgas größeren Schwierigkeiten mit CIVB – auch hier vermutet, dass bei Zumischung von Wasserstoff CIVB den primär zu vermeidenden Rückschlagsmechanismus darstellt. Die Analyse der Ursachen, warum trotz der Optimierungsmaßnahmen gegen CIVB nur eine vergleichsweise geringe Verbesserung der Rückschlagsgrenzen erzielt werden konnte, liefert allerdings mehrere Hinweise, die anstelle von CIVB auf das Auftreten von Wandrückschlag schließen lassen. Die folgende Diskussion soll diese erläutern.

Als erstes ist dazu festzuhalten, dass in diesem Prüfstand, abgesehen von der Kühlung des Mischrohraustritts, keine zusätzlichen Maßnahmen zur Vermeidung von Wandrückschlag, wie beispielsweise die Abmagerung der Wandgrenzschicht durch zusätzliche Lufteindüsung, getroffen worden sind. Auch konnte aufgrund der Einbausituation nur die Geometrievariante mit Diffusor untersucht werden. Dieser Diffusor begünstigt aufgrund der mit der Aufweitung des Strömungsquerschnitts einhergehenden Reduzierung des Wandgradienten eine Flammenstabilisierung in der Wandgrenzschicht. Ein weiterer Punkt, der auf Wandrückschlag hinweist, ist, dass die meisten Versuche aus Sicherheitsgründen bei vergleichsweise niedriger Leistung durchgeführt wurden (1% Druckverlust über den Brenner). Dies begünstigt Wandrückschlag, da die Axialgeschwindigkeit generell niedrig und damit auch der Wandgeschwindigkeitsgradient klein ist.

Ebenfalls für Wandrückschlag sprechen die Mischungsergebnisse aus dem Wasserkanal, welche für die axiale Eindüsung einen Brennstoffüberschuss auf der Achse

und einen Brennstoffmangel auf größeren Radien ergaben (Abschnitt 6.3). Im Vergleich zur externen Vormischung mit gleichmäßiger radialer Brennstoffverteilung und damit höherer Brennstoffkonzentration auf größeren Radien könnte dies die leichte Verbesserung der Stabilitätsgrenze erklären, da magere Bedingungen in der Wandgrenzschicht die Wandrückschlagsneigung reduzieren.

Ein anderer Indikator für Wandrückschlag kann der Bildersequenz in Abbildung 7.9 der lichtverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera entnommen werden. Diese Sequenz wurde während eines Rückschlags aufgenommen und zeigt das tiefenintegrierte OH^* -Chemilumineszenzsignal der Flamme. Bei einem Rückschlag in Folge von CIVB würde das OH^* -Signal während des gesamten Rückschlagvorgangs auf der Brennerachse erwartet werden. Die abgebildete Bilderreihe zeigt allerdings trotz des tiefenintegrierten Signals deutlich, dass die Flamme nahe der Diffusorwand brennt, solange sie beobachtet werden kann. Der Öffnungswinkel der Flamme wird bei $t=t_0+0.3\text{ms}$ etwas enger, in diesem Moment passiert die Flamme den kritischen (engsten) Durchmesser am Mischrohraustritt. Die höheren Intensitäten auf größeren Radien lassen ebenfalls auf eine Reaktion am äußeren Umfang schließen und deuten somit auf Wandrückschlag hin. Ähnliche Beobachtungen konnten bei mehreren, instabilen Betriebspunkten und unterschiedlich hohen Wasserstoffkonzentrationen im Brennstoff gemacht werden.

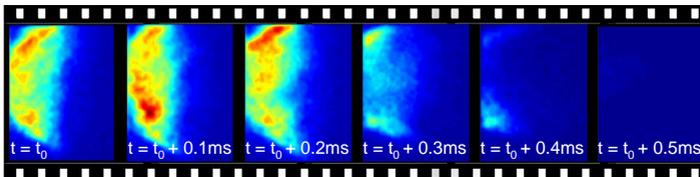


Abb. 7.9: Bildersequenz während des Flammenrückschlags

Ein weiteres Indiz liefert die am Lehrstuhl für Thermodynamik im Rahmen dieser Arbeit neu angewandte Methode zur besseren Charakterisierung der Rückschlagsart durch die bereits angesprochenen Ionisationsdetektoren. Die obere Hälfte in Abbildung 7.10 zeigt ein Beispiel des zeitlichen Verlaufs der Signale der beiden verwendeten Detektoren vor und während des Rückschlags. In der unteren Hälfte der Abbildung sind die simultan aufgezeichneten tiefenintegrierten Chemilumineszenzaufnahmen der Flamme abgebildet. Zu Beginn der Messung brennt die $\text{CH}_4\text{-H}_2$ Flamme sehr stabil am Brenneraustritt, wie z.B. im Bild bei $t=100\text{ms}$ zu erkennen ist. Mit Reduzierung der Luftzahl beginnt die Flamme instabil zu werden und propagiert in Folge dessen zweimal stromauf in das Mischrohr

(bei $t=117\text{ms}$ und $t=130\text{ms}$). Diese Propagation in das Mischrohr kann auch in den hohen Sensorsignalen zu den entsprechenden Zeitpunkten beobachtet werden. In beiden Fällen wird die Flamme wieder ausgewaschen. Dies ist in den Bildern bei $t=125\text{ms}$ und $t=136\text{ms}$ und im Zeitschrieb der Sensoren, welche zu diesen Zeitpunkten kein Signal detektieren, zu erkennen. Bei $t=140\text{ms}$ tritt der finale Flammenrückschlag auf und die Sensoren detektieren wiederum eine Flamme an der Mischrohrwand, allerdings diesmal für eine längere Zeit, da die Flamme die Sensoren komplett passiert.

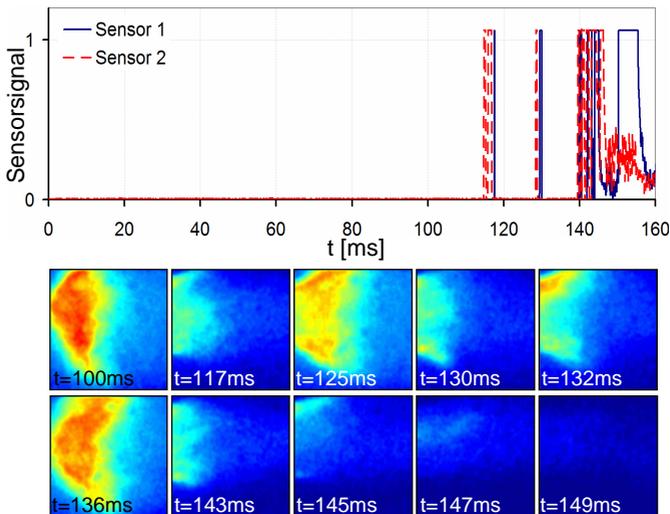


Abb. 7.10: Korrelation zwischen dem Signal der Ionisationsdetektoren und der dazugehörigen Bildersequenz während des Rückschlags

Bei genauer Betrachtung der beiden Sensorsignale kann außerdem eine nahezu abwechselnde Detektion der Flamme ausgemacht werden. Dies spricht für eine um den Umfang rotierende Flamme und damit für Wandrückschlags in einer verdrehten Strömung. Chemilumineszenzaufnahmen zur Flammenposition und Sensorsignale zeigen somit eine gute Übereinstimmung. Anzumerken bleibt aber, dass für den Fall, dass die Flamme infolge von CIVB bereits weit stromauf durch das Mischrohr in den Drallerzeuger vorgedrungen ist, auch die Enden der Flamme die Mischrohrwand berühren könnten und die Sensoren ansprechen würden. In den hier betrachteten Fällen erscheint dies aber unwahrscheinlich, da die Flamme

zweimal wieder ausgewaschen wird. In einem Fall von bereits weit fortgeschrittenem CIVB sollten außerdem alle Sensoren, wegen der Rotationssymmetrie, in etwa gleichzeitig reagieren, im Fall von Wandrückschlag aber zu unterschiedlichen und auch zu abwechselnden Zeiten. Dies resultiert aus dem Fakt, dass die Flamme von der Position ihres ersten Kontakts mit der Wand der rotierenden Frischgasströmung an der Wand und entlang des Umfangs folgt. Weitere Ionisationsmessungen für andere Betriebspunkte auch mit der axialen Eindüsung von reinem Wasserstoff zeigen ein ähnliches Bild und sprechen für Wandrückschlag. Trotz der fehlenden eindeutigen und finalen Validierung der Funktionsweise der Ionisationsdetektoren z.B. durch ein optisch zugängliches Mischrohr, liefern diese ersten Versuche mit dieser Messtechnik vielversprechende Ergebnisse für die Verbrennung von Erdgas und Wasserstoff.

Zur weiteren Überprüfung der Annahme, dass es sich in den Verbrennungsversuchen unter erhöhtem Druck um Wandrückschlag handelt, wurde der kritische Wandgradient g_{krit} nach Gleichung (2.26) ermittelt. Ein direkter Vergleich mit Literaturdaten von [KMSS65] und den in [MSS11] vorgestellten kritischen Wandgradienten der hier untersuchten Brennergeometrie mit Diffusor unter atmosphärischen Bedingungen liefert einen weiteren Anhaltspunkt. Da die turbulenten Daten von Khitrin ausschließlich für Wasserstoff-Luft Mischungen vorliegen, werden auch hier nur die Fälle mit reiner Wasserstoffverbrennung für den Vergleich herangezogen. Vorab müssen allerdings alle zu vergleichenden Werte auf die selben Betriebsbedingungen (Temperatur und Druck) entsprechend den in Abschnitt 2.3 vorgestellten Korrelationen 2.27 und 2.28 umgerechnet werden. Die Daten von Khitrin bei Umgebungsdruck und -temperatur dienen dabei als Referenz. Abbildung 7.11 zeigt die aus den Verbrennungsversuchen unter erhöhten Druck und mit der kleiner skalierten Brennergeometrie ermittelten und korrigierten kritischen Wandgradienten (rote Sterne), aufgetragen über den Wasserstoffanteil im Brennstoff-Luft Gemisch.

Die Werte aus den atmosphärischen Versuchen der, abgesehen von der Mischrohrlänge, gleichen Geometrie in Referenzgröße (rote Quadrate) wurden zur Berücksichtigung der dort realisierten Luftvorheizung ebenfalls entsprechend der Temperaturkorrelation korrigiert. Die korrigierten Werte für g_{krit}^{**} aus den atmosphärischen Versuchen mit Diffusor stimmen gut mit den Werten aus der Literatur (blaue Symbole) überein und das obwohl die Literaturdaten anhand einer turbulenten und unverdrallten Rohrströmung mit niedrigeren Reynoldszahlen als in den atmosphärischen Experimenten ermittelt worden sind. Dies spricht für eine gute Übertragbarkeit dieser Korrektur der Vorheiztemperatur und spricht für das Auftreten von Wandrückschlag in den atmosphärischen Versuchen. Da die beiden Bren-

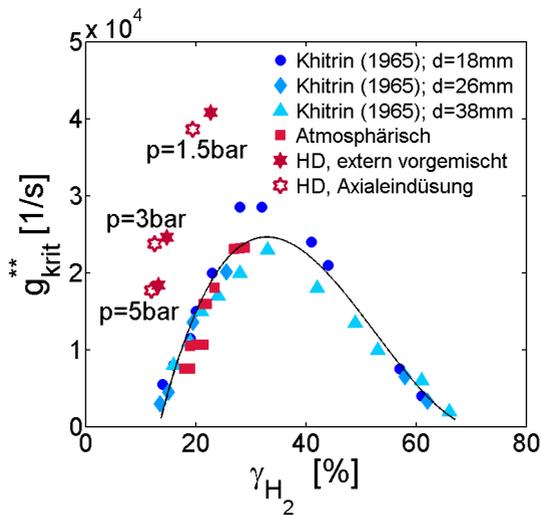


Abb. 7.11: Vergleich der kritischen Wandgradienten [MSS11]

nermodelle für die atmosphärischen Versuche und die Versuche unter erhöhtem Druck ähnlich skaliert worden sind, sollte auch der Rückschlagsmechanismus an sich ähnlich skalieren. Allerdings ergeben sich nach entsprechender Temperatur- und Druckkorrektur für die Verbrennungsversuche unter erhöhtem Druck deutlich höhere kritische Wandgradienten als für die atmosphärischen Versuche und die Literaturangaben. Warum dies der Fall ist und vor allem warum auch der, den atmosphärischen Versuchen ähnlichste Fall mit $p=1.5\text{bar}$ am weitesten von den anderen Daten entfernt liegt, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. Die Tatsache, dass die Druckkorrektur nach [Fin58] außerdem nicht nur anhand einer unverdrallten turbulenten Rohrströmung niedrigerer Reynoldszahlen, sondern auch bei Unterdruck anstelle von Überdruck ermittelt wurde, spricht dafür, dass diese Korrelation für druckbeaufschlagte, hoch turbulente, verdrallte Strömung nicht geeignet ist und hier weiterer Forschungsbedarf besteht. Auch wenn die kritischen Wandgradienten hier deutlich von den Literaturwerten abweichen, deutet alles darauf hin, dass es sich bei diesen Versuchen unter erhöhtem Druck um Wandrückschlag handelt und dieser Rückschlagsmechanismus damit entgegen der anfänglichen Vermutung anstelle von CIVB den kritischeren Rückschlagsmechanismus darstellt.

Eine finale und eindeutige Aussage über die Rückschlagsart kann für die Versuche unter erhöhten Druck aber trotz aller Indizien auf Wandrückschlag nicht gegeben werden. Im Gegensatz zu dem hier betrachteten Druckbereich wird ein Maschinenbrenner unter ca. 30bar und einer deutlich höheren Vorheizung betrieben werden. Da die Stabilität des Brenners mit weiterer Erhöhung des Drucks und der Vorheiztemperatur weiter abnehmen wird, sind speziell für die Verbrennung von wasserstoffhaltigen Syngasen und reinem Wasserstoff detaillierte Informationen über die Rückschlagsart, die entscheidenden die Stromaufpropagation auslösenden Mechanismen und die Möglichkeiten zur Vermeidung des auftretenden Rückschlagsmechanismus nötig. Darunter fällt z.B. auch, ob sich der sehr wahrscheinlich auftretende Wandrückschlag durch Abmagerung der Wandgrenzschicht vermeiden lässt und wie sich die Rückschlagsgrenzen damit verbessern lassen.

Zusammenfassend sind alle Ergebnisse der Verbrennungsversuche unter erhöhtem Druck, das Betriebsfenster, die Flammenkontur und Rückschlagssicherheit betreffend zwar nicht so gut ausgefallen, wie es aus den atmosphärischen Versuchen [SMS11] zu erwarten war, dennoch konnten hilfreiche Erkenntnisse über die Brenneigenschaften gewonnen werden. Weitere, atmosphärische Experimente zur detaillierteren Analyse des auftretenden Rückschlagsmechanismus sollten einen Großteil der noch offenen Fragestellungen klären und in Kombination mit den hier gewonnenen Erkenntnissen auch auf die Eigenschaften eines (Druck-)skalierten, brennstoffflexiblen Verbrennungssystem schließen lassen. Auch der in der vorliegenden Arbeit erfolgreich getestete Einsatz von Ionisationsdetektoren zur besseren Charakterisierung der Rückschlagstypen kann unter atmosphärischen Bedingungen durch Validierung mit optischen Versuchsergebnissen, einer größeren Detektorenanzahl an mehreren Positionen sowie durch verbesserte Verstärkerauslegung weiter optimiert werden und zusätzliche wertvolle Informationen liefern.

8 Zusammenfassung

Bei der Entwicklung von Verbrennungssystemen für stationäre Gasturbinen liegt neben den Bemühungen zur Reduzierung der Schadstoffemissionen ein Schwerpunkt auf der Erzielung einer möglichst hohen Brennstoffflexibilität. Wasserstoffhaltiges Syngas und reiner Wasserstoff sind dabei mögliche Alternativen zur klassischen Erdgasverbrennung und eignen sich zur Erweiterung des Brennstoffspektrums. Speziell bei der bevorzugt eingesetzten emissionsarmen, aerodynamisch stabilisierten, mageren Vormischverbrennung stellen diese alternativen Brennstoffe aber aufgrund ihrer hohen Reaktivität und niedrigen Dichte (bzw. niedrigem volumetrischen Heizwert) der Hauptkomponente Wasserstoff eine Herausforderung dar. Eine mögliche Lösung für die erfolgreiche Flammenstabilisierung von Erdgas, Syngas und Wasserstoff bei gleichzeitig für niedrige Emissionen notwendiger homogener Vormischung, in einem einzigen brennstoffflexiblen Verbrennungssystem wird in der vorliegenden Arbeit präsentiert.

Als Basis dazu wird zunächst unter Berücksichtigung bereits existierender Designvorschläge ein optimiertes Aerodynamikkonzept für die Erdgasverbrennung erarbeitet und überprüft. Reduzierung des Dralls, Vergrößerung des Wirbelkernradius, kontinuierliche Steigerung der Axialgeschwindigkeit auf der Brennerachse und Erhöhung des Wandgeschwindigkeitsgradienten am Brenneraustritt sind nur einige der verfolgten Ziele zur Erhöhung der Stabilität allgemein und gegen Flammenrückschlag infolge verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens (CIVB) im Besonderen. Die Kriterien für die gewünschte Aerodynamik sind dabei unter anderem Position, Stärke und Form der Rückströmzone sowie die Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsprofile. Letztere sind vor allem im Bereich stromauf der Stabilisierungszone von besonderer Bedeutung. Dass die geforderte Grundaerodynamik mit dem erarbeiteten Brennerkonzept erreicht werden kann, wird durch die Analyse der in isothermen Wasserkanaluntersuchungen mit Hilfe der laseroptischen Messmethode Particle Image Velocimetry (PIV) gewonnenen Geschwindigkeitsfelder nachgewiesen. Diese Experimente demonstrieren die Robustheit des Brennerdesigns und zeigen, wie die Aerodynamik z.B. durch Variation der Schlitzbreite oder durch einen axialen Massenstrom auf der Brennerachse beeinflusst werden kann. Dies erlaubt die zielgerichtete Anpassung des Strömungsfeldes entsprechend den Bedürfnissen einer optimale Flammenstabilisierung. Skalierungs-

und Mehrbrennerversuche sowie Variationen der An- und Abströmbedingungen am Verbrennungssystem ergänzen die ohnehin breite Datenbasis, die damit einen guten Überblick über mögliche Einflussfaktoren auf das Strömungsfeld des Verbrennungssystems bietet. Die abschließend ausgewählte Brennergeometrie zeichnet sich neben den oben genannten Kriterien im Wesentlichen durch eine starke, großräumige und ortsfeste Rückströmzone aus und eignet sich daher für die extern vorgemischte Verbrennung des Basisbrennstoffs Erdgas.

Die für Erdgas umzusetzende Brennstoffeindüsung sollte das generierte Strömungsfeld infolge der erdgasorientierten Grundaueslegung möglichst wenig beeinflussen. Deshalb ist für die Erdgasverbrennung eine in Richtung und Geschwindigkeit möglichst isokinetische Eindüsung entlang der scharfkantigen Hinterkante der Drallerzeugerschlitze umgesetzt worden. Diese steht in Kontrast zu den bekannten, turbulenzzeugenden Eindüsungsmethoden nach dem Jet-in-Cross-Flow Prinzip. Um die angestrebte hohe Brennstoffflexibilität zu realisieren, prüft diese Arbeit den Ansatz, die Grundaerodynamik des optimierten Erdgasverbrennungssystems mit Hilfe des bei der Verbrennung von hoch reaktiven Brennstoffen zusätzlich verfügbaren Brennstoffimpulses so zu beeinflussen, dass eine Flammenstabilisierung wasserstoffhaltiger Brennstoffe ermöglicht wird. Hintergrund ist, dass unterschiedliche Brennstoffe und deren jeweiliges Flammenverhalten verschiedene Arten der Flammenstabilisierung erfordern. In einem Strömungsfeld mit hoher Drallzahl und einem stark ausgeprägten, blasenförmigen Wirbelaufplätzen nahe dem Brenneraustritt können beispielsweise Erdgasflammen gut stabilisiert werden. Syngas und Wasserstoff hingegen lassen sich besser in einem Strömungsfeld mit niedrigerem Drall und einem weiter stromab liegenden Wirbelaufplätzen bzw. einer Jet-ähnlichen Geschwindigkeitsverteilung in der Brennkammer stabilisieren. Wegen des niedrigeren volumetrischen Heizwerts ist bei gleicher Brennerleistung für die hochreaktiven, wasserstoffhaltigen Brennstoffe ein größerer Volumenstrom einzudüsen als für Erdgas. Durch Eindüsung dieses zusätzlichen Brennstoffvolumenstroms durch eine entsprechende axiale Düse im Zentrum des Drallerzeugerkopfes kann die angesprochene Modifikation der aerodynamischen Flammenstabilisierung erreicht werden. Isotherme PIV-Messungen zahlreicher Eindüsungsstrategien im Wasserkanal bestätigen das aerodynamische Potential des Brennstoffimpulses zur Anpassung der Flammenstabilisierung an die unterschiedlichen Brennstoffe.

Aus technischer Sicht muss neben der gewünschten Aerodynamik zusätzlich spätestens am Brenneraustritt eine radial und zeitlich konstante Mischungsqualität erreicht werden, um sich dem hinsichtlich niedriger NO_x -Emissionen besonders günstigen, ideal vorgemischten Fall möglichst weit anzunähern. Auf dem Prinzip

der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) beruhende Messungen im Wasserkanal zeigen, dass dieses Kriterium für die vorgestellten Schlitzzündungsvarianten erfüllt wird, obwohl diese vergleichsweise wenig Turbulenz generieren. Überraschenderweise konnte auch für die axiale Eindüsung bei hohem Brennstoffimpuls eine vielversprechende radiale Grobmischung des Brennstoffs beobachtet werden. Die zeitliche Analyse ergab jedoch, dass das Konzentrationsfeld am Brenneraustritt noch starke Fluktuationen aufweist. Da für die hoch reaktiven Brennstoffe aber stets nur der volumetrisch zusätzlich zur Verfügung stehende Anteil axial eingedüst werden soll, kann dies durch die Eindüsung des verbleibenden Brennstoffs entlang der Schlitzte ausgeglichen werden. Diese Kombination der Eindüsungsmethoden verspricht die gewünschten niedrigen NO_x -Emissionen. Im Vergleich zur Strömungsgeschwindigkeit der Luft an der Eindüsstelle hat sich außerdem gezeigt, dass mit einer niedrigeren Brennstoffeindüsungsgeschwindigkeit eine bessere Feinmischung erzielt wird als mit einer höheren. Da sich die hier vorgestellten Untersuchungen zur Brennstoffeindüsstategie hauptsächlich auf die Variation des Brennstoffimpulses ohne geometrische Veränderungen beschränken, besteht hier speziell für die hoch reaktiven Brennstoffe weiteres Optimierungspotential.

Zusammenfassend eignet sich der Wasserkanal im frühen Stadium der Brennerentwicklung hervorragend als Werkzeug für detaillierte isotherme Strömungs- und Konzentrationsfeldanalysen. Außerdem kann die Anzahl der in den nachfolgenden Verbrennungstests zu untersuchenden Brennervarianten auf solche mit hohem technischen Umsetzungspotential eingegrenzt werden.

Abschließende Verbrennungsversuche mit Erdgas, Erdgas-Wasserstoff-Mischungen und reinem Wasserstoff unter Verwendung eines kleiner skalierten Brennermodells bestätigen das hohe Übertragungspotential der Wasserkanalergebnisse auf die Verbrennung. OH^* -Chemilumineszenz Messungen zur Bestimmung der Flammenkontur in der Brennkammer sowie die Erstellung von Stabilitätskarten durch Detektion von magerer Verlösch- und Rückschlagsgrenzen standen im Zentrum dieser Verbrennungsexperimente unter atmosphärischem und leicht erhöhtem Druck. Mit Erdgas konnte von 1bar bis 7bar ein extrem stabiles und im mageren und stöchiometrischen Bereich vollständig rückschlagsfreies Betriebsverhalten nachgewiesen werden. Durch die Zugabe von Wasserstoff wird die Stabilität des Verbrennungssystems speziell bei höheren Drücken zwar reduziert, dennoch kann unter mageren Bedingungen selbst bei der Verbrennung von reinem Wasserstoff noch ein vergleichsweise großes Betriebsfenster beobachtet werden. Eine detaillierte Analyse des auftretenden Rückschlagsmechanismus weist darauf hin, dass Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht das limitierende Phänomen für die hoch reaktiven Brennstoffe darstellt. Dies bestätigt die Effektivität

der umgesetzten und hauptsächlich CIVB orientierten Optimierungsmaßnahmen, sowohl das Brennerdesign als auch die Eindüsungsstrategie betreffend, erfordert aber auch weiterführende Untersuchungen zur Vermeidung von Wandrückschlag bei Verwendung wasserstoffhaltiger Brennstoffe.

Das entwickelte Verbrennungssystem kombiniert das Prinzip der aerodynamischen Flammenstabilisierung mit einer hohen Brennstoffflexibilität und stellt damit einen ersten Entwicklungsschritt auf dem Weg zu einem sicheren, emissionsarmen, vorgemischtem und brennstoffflexiblen Verbrennungssystem für Erdgas, Syngas und Wasserstoff dar. Für nachfolgende Untersuchungen zu diesem Verbrennungssystem bietet die vorliegende Arbeit eine umfangreiche Grundlage. Detaillierte Rückschlagsuntersuchungen mit dem Ziel einer weiteren Stabilitätserhöhung und allgemeine Auslegungs- und Gestaltungsregeln für die Brennstoffinjektoren hinsichtlich Impulseintrag, Position und Anzahl zur Verbesserung der Mischungsqualität bei der Verbrennung hoch reaktiver Brennstoffe könnten die nächsten Schritte sein.

Literaturverzeichnis

- [ABL75] ANDREWS, G.E.; BARDLEY, D.; LWAKABAMBA, S.B.: Turbulence and Turbulent Flame Propagation - A Critical Appraisal. In: *Combustion and Flame* Vol.: 24, No: 43, pp.: 285-304 (1975)
- [AKHW94] ALTHAUS, W.; KRAUSE, E.; HOFHAUS, J.; WEIMER, M.: Vortex Breakdown: Transition Between Bubble- and Spiral-Type Breakdown. In: *Meccanica* Vol.: 29, No: 4, pp.: 373-382 (1994)
- [Als08] ALSTOM TECHNOLOGY LTD; DEUTSCHES PATENT- UND MARKENAMT (Hrsg.): *DE 19545310 B4*. Deutsches Patent- und Markenamt, 2008
- [Als09] ALSTOM TECHNOLOGY LTD; DEUTSCHES PATENT- UND MARKENAMT (Hrsg.): *WO 2009 / 109452 A1*. Deutsches Patent- und Markenamt, 2009
- [BAS00] BASF: *Product Information: Basacid Yellow 226*. BASF Corporation, 2000
- [BHS06] BURMBERGER, S.; HIRSCH, C.; SATTELMAYER, T.: Designing a Radial Swirler Vortex Breakdown Burner. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006 Barcelona* GT2006-90497 (2006)
- [BK07] BRÜCKNER-KALB, J.: *Sub-ppm-NOx Verbrennungsverfahren für Gasturbinen*, Technische Universität München, Dissertation, 2007
- [BKS06] BESTE, D.; KÜRTEIN, L.; SCHMIDT, U.: *Turbomaschinen - Wie große Energiemengen auf kleinstem Raum umgewandelt werden*. Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie, Referat Öffentlichkeitsarbeit/P3, 2006. – www.bmwi.de
- [BL90] BROWN, G.L.; LOPEZ, J.M.: Axissymmetric Vortex Breakdown Part 2: Physical mechanisms. In: *Journal of Fluid Mechanics* Vol.: 221, No: 12, pp.: 553-576 (1990)

- [Bra00] BRACKMANN, U.: *Lambdachrome, Laser Dyes, 3rd Edition*. Lambda Physik AG Göttingen, 2000. – ISBN 3–443–01050–4
- [Bur04] BURMBERGER, S.: *Einfluss der Brennstoffzusammensetzung auf die reaktionskinetischen Parameter von Vormischflammen*, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2004
- [Bur09] BURMBERGER, S.: *Optimierung der aerodynamischen Flammenstabilisierung für brennstoffflexible vorgemischte Gasturbinenbrenner*, Technische Universität München, Dissertation, 2009
- [CD08] CHAOS, M.; DRYER, F.L.: Syngas Combustion Kinetics and Applications. In: *Combustion Science and Technology* Vol.: 180, No: 6, pp. 1053-1096 (2008)
- [CM84] CLAYTON, B.R.; MORSE, Y.S.M.: Determination of Principal Characteristics of Turbulent Swirling Flow Along Annuli. In: *Int. Journal of Heat and Fluid Flow* Vol.: 5, No: 4, pp.: 195-203 (1984)
- [CRR08] CASLETON, K.H.; RONALD, R.W.; RICHARDS, G.A.: System Issues and Tradeoffs Associated with Syngas Production and Combustion. In: *Combustion Science and Technology* Vol.: 180, No: 6, pp. 1013-1052 (2008)
- [Dan00a] DANTEC: *FlowMap, Particle Image Velocimetry Instrumentation, Installation and User's Guide*. Dantec Dynamics A/S, 2000. – Vol. 1 und Vol. 2
- [Dan00b] DANTEC: *FlowMap, Particle Image Velocimetry Systems*. Dantec/invent Measurement Technology GmbH, 2000
- [DEW⁺97] DÖBBELING, K.; EROGLU, A.; WINKLER, D.; SATTELMAYER, T.; KEPPEL, W.: Low NO_x Premixed Combustion of MBTU Fuels in a Research Burner. In: *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* Vol. 119, No. 3; pp. 553-558; 96-GT-126 (1997)
- [DHK05] DÖBBELING, K.; HELLAT, J.; KOCH, H.: 25 Years of BBC/ABB/Alstom Lean Premixed Combustion Technologies. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2005 Reno-Tahoe* GT2005-68269 (2005)

- [DKP⁺96] DÖBBELING, K.; KNÖPFEL, H.; POLIFKE, W.; WINKLER, D.; STEINBACH, C.; SATTELMAYER, T.: Low-No_x Premixed Combustion of MBTU Fuels Using the ABB Double Cone Burner (EV Burner). In: *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* Vol. 118, No. 1; pp. 46-53; 94-GT-234 (1996)
- [DOMR02] DRIBINSKI, V.; OSSADTCHI, A.; MANDELSHTAM, V.A.; REISLER, H.: Reconstruction of Abel-Transformable Images: The Basis-Set Expansion Abel Transform Method. In: *Review of Scientific Instruments* Vol.: 73, No:7, pp.: 2634-2642 (2002)
- [Dow88] DOWLING, D.R.: *Mixing in Gas Phase Turbulent Jets*, California Institute of Technology, California (USA), Dissertation, 1988
- [EBS11] EICHLER, C.; BAUMGARTNER, G.; SATTELMAYER, T.: Experimental Investigation of Turbulent Boundary Layer Flashback Limits for Premixed Hydrogen-Air Flames Confined in Ducts. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011 Vancouver* GT2011-45362 (2011)
- [Ede01] EDER, A.: *Brennverhalten schallnaher und überschall-schneller Wasserstoff-Luft Flammen*, Technische Universität München, Dissertation, 2001
- [ES10] EICHLER, C.; SATTELMAYER, T.: Experiments on Flame Flashback in a Quasi-2D Turbulent Wall Boundary Layer for Premixed Methane-Hydrogen-Air Mixtures. In: *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* Vol. 133; No.1; pp. 011503(7pages) (2010)
- [FAB⁺08] FORTE, A.; ASTI, A.; BEI, S.; BETTI, M.; D'ERCOLE, M.; PACI, M.; TONNO, G.; STEWART, J.F.: A Gas Turbine Innovative System for Managing Fuel With Different and Variable-Over-Time Wobbe Indexes. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008 Berlin* GT2008-51189 (2008)
- [FAH⁺10] FANACA, D.; ALEMELA, P.R.; HIRSCH, C.; SATTELMAYER, T.; SCHUERMANS, B.: Comparison of the Flow Field of a Swirl Stabilized Premixed Burner in an Annular and a Single Burner Combustion Chamber. In: *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* Vol. 132; No. 6; pp.: 071502(7pages) (2010)

- [FCJM05] FU, Y.; CAI, J.; JENG, S.-M.; MONGIA, H.: Confinement Effects on the Swirling Flow of a Counter-rotating Swirl Cup. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2005 Reno-Tahoe* GT2005-68622 (2005)
- [Fin58] FINE, B.: The Flashback of Laminar and Turbulent Burner Flames at Reduced Pressure. In: *Combustion and Flame* Vol.: 2, No: 3, pp.: 253-266 (1958)
- [Fin59] FINE, B.: Effect of Initial Temperature on Flash Back of Laminar and Turbulent Burner Flames. In: *Industrial and Engineering Chemistry* Vol.: 51, No:4, pp.: 564-566 (1959)
- [Fis04] FISCHER, A.: *Hybride, thermoakustische Charakterisierung von Drallbrennern*, Technische Universität München, Dissertation, 2004
- [FJT05] FU, Y.; JENG, S.-M.; TACINA, R.: Characteristics of the Swirling Flow Generated by an Axial Swirler. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2005 Reno-Tahoe* GT2005-68728 (2005)
- [Fre09] FREITAG, E.: *On the Measurement and Modeling of Flame Transfer Functions at Elevated Pressure*, Technische Universität München, Dissertation, 2009
- [Fri03] FRITZ, J.: *Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*, Technische Universität München, Dissertation, 2003
- [GGKP10] GÖKE, S.; GÖCKELER, K.; KRÜGER, O.; PASCHEREIT, C.O.: Computational and Experimental Study of Premixed Combustion at Ultra Wet Conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010 Glasgow* GT2010-23417 (2010)
- [Gün84] GÜNTHER, R.: *Verbrennung und Feuerung*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 1984. – ISBN 3–540–13256–2
- [GPBF03] GENG, W.; PENNELL, D.; BERNERO, S.; FLOHR, P.: Reduction of NO_x Emissions of Heavy Duty Gas Turbines by Improving Mixing Quality Using CFD Tools. In: *International Mechanical Engineering Congress and RD Expo Washington D.C.* IMECE2003-41268 (2003)
- [Gru58] GRUMER, J.: Flashback and Blowoff Limits of Unpiloted Turbulent Flames. In: *Jet Propulsions* Vol.:28, pp. 756-759 (1958)

- [GZRC08] GIANNINI, N.; ZUCCA, A.; ROMANO, C.; CECCHERINI, G.: Extending the Fuel Flexibility From Natural Gas to Low-LHV Fuel: Test Campaign on a Low-NO_x Diffusion Flame Combustor. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008 Berlin* GT2008-50647 (2008)
- [Hir07] HIRSCH, C.: *Technische Verbrennung - Einführung in Theorie und Anwendung technischer Verbrennungssysteme*. Skriptum zur Vorlesung Verbrennung an der TU München, 2007
- [HLM⁺93] HU, Z.; LAKER, J.R.; MASTORAKOS, E.; VAFIDIS, C.; XU, H.M.: The Development and Application of a Fast-Response DC-Coupled Flame Ionization Current Sensor. In: *Experiments in Fluids* Vol.: 14, No: 5, pp.: 316-320 (1993)
- [IF86] IDELCHIK, I.E.; FRIED, E.: *Handbook of Hydraulic Resistance*. Hemisphere Publishing, New York, 1986
- [ILA04] ILA: *VidPIV, Introduction to VidPIV, User Manual*. Intelligent Laser Applications GmbH, 2004
- [ILA10] ILA: *Product Data Sheet: Polyamide 12*. Intelligent Laser Applications GmbH, 2010
- [JDB09] JANSOHN, P.; DANIEL, S.; BOULOUCHOS, K.: Flame Front Characteristic and Turbulent Flame Speed of Lean Premixed Syngas Combustion at Gas Turbine Relevant Conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009 Orlando* GT2009-59477 (2009)
- [JDJ10] JANSOHN, P.; DANIEL, S.; JUDEX, J.: Investigations About Co-Firing of Gasified Herbaceous Biomass in an Integrated Gasification Combined Cycle. In: *The Future of Gas Turbine Technology - 5th International Conference Brüssel* Paper ID: 37 (2010)
- [Joo06] JOOS, F.: *Technische Verbrennung*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2006. – ISBN 3–540–34333–4
- [JRS⁺98] JANSOHN, P.; RUCK, T.; STEINBACH, C.; KNÖPFEL, H.P.; SATTELMAYER, T.: Development of the Advanced EV (AEV) Burner for ABB GTX100 Gas Turbine. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 1998 Atlanta* (1998)

- [KGS⁺98] KEE, R.J.; GRGAR, J.F.; SMOOKE, M.D.; MILLER, J.A.; MEEKS, E.: *PREMIX: A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flames*. Technical Report of Sandia National Laboratories, 1998
- [KGSM85] KEE, R.J.; GRGAR, J.F.; SMOOKE, M.D.; MILLER, J.A.: *A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flames*. SAND85-8240, 1985
- [KHF⁺03] KIESEWETTER, F.; HIRSCH, C.; FRITZ, J.; KRÖNER, M.; SATTELMAYER, T.: Two-Dimensional Flashback Simulations in Strongly Swirling Flows. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003 Atlanta GT2003-38395* (2003)
- [Kie05] KIESEWETTER, F.: *Modellierung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Vormischbrennern*, Technische Universität München, Dissertation, 2005
- [KMSS65] KHITRIN, L.N.; MOIN, P.B.; SMIRNOV, D.B.; SHEVCHUK, V.U.: Peculiarities of Laminar- and Turbulent-Flame Flashback. In: *10th Symposium (International) on Combustion* pp.: 1285-1291 (1965)
- [KNNH02] KIDO, H.; NAKAHARA, M.; NAKASHIMA, K.; HASHIMOTO, J.: Influence of Local Flame Displacement Velocity on Turbulent Burning Velocity. In: *Proceedings of the Combustion Institute* Vol.: 29, No: 1, pp.: 1855-1861 (2002)
- [Kon10] KONLE, M.: *Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in moderat turbulenten Drallströmungen*, Technische Universität München, Dissertation, 2010
- [Krö03] KRÖNER, M.: *Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*, Technische Universität München, Dissertation, 2003
- [Käs04] KÄSS, W.: *Lehrbuch für Hydrologie Band 9, Geohydrologische Markierungstechnik*. Gebrüder Bornträger Berlin Stuttgart, 2004. – ISBN 3-443-01050-4
- [KS09] KONLE, M.; SATTELMAYER, T.: Interaction of Heat Release and Vortex Breakdown During Flame Flashback Driven by Combustion

- Induced Vortex Breakdown. In: *Experiments on Fluids* Vol. 47; No. 4-5; pp. 627-635 (2009)
- [KSF⁺07] KRÖNER, M.; SATTELMAYER, T.; FRITZ, J.; KIESEWETTER, F.; HIRSCH, C.: Flame Propagation in Swirling Flows - Effect of Local Extinction on the Combustion Induced Vortex Breakdown. In: *Combustion Science and Technology* Vol.: 179, No: 7, pp. 1385-1416 (2007)
- [Lau05] LAUER, M.: *Untersuchung des druckabhängigen Verlaufs von Flammtransferfunktionen*. Diplomarbeit am Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, 2005
- [LaV09] LAVISION: *Product-Manual: LIF in Liquid Fluids*. La Vision GmbH, 2009
- [LC05] LIPATNIKOV, A.N.; CHOMIAK, J.: Molecular Transport Effects on Turbulent Flame Propagation and Structure. In: *Progress in Energy and Combustion Science* Vol.: 31, No: 1, pp.: 1-73 (2005)
- [LCNL08] LITTLEJOHN, D.; CHENG, R.; NOBLE, D.R.; LIEUWEN, T.: Laboratory Investigations of Low-swirl Injectors Operating With Syngas. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008 Berlin* GT2008-51189 (2008)
- [LGP10] LACARELLE, A.; GÖKE, S.; PASCHEREIT, C.O.: A Quantitative Link between Cold-Flow Scalar Unmixedness and NO_x Emissions in a Conical Premixed Burner. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010 Glasgow* GT2010-23132 (2010)
- [Lil77] LILLEY, D.G.: Swirl Flows in Combustion: A Review. In: *AIAA Journal* Vol.: 15, No: 8, pp.: 1063-1078 (1977)
- [Liu91] LIU, Y.: *Untersuchung zur stationären Ausbreitung turbulenter Vormischflammen*, Universität Fridericiana Karlsruhe, Dissertation, 1991
- [LMPS06] LIEUWEN, T.; MCDONELL, V.; PETERSEN, E.; SANTAVICCA, D.: Fuel Flexibility Influences on Premixed Combustor Blowout, Flashback and Stability. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006 Barcelona* GT2006-90770 (2006)

- [LMSS08] LIEUWEN, T.; MCDONELL, V.; SANTAVICCA, D.; SATTELMAYER, T.: Burner Development and Operability Issues Associated with Steady Flowing Syngas Fired Combustors. In: *Combustion Science and Technology* Vol.: 180, No: 6, pp. 1169-1192 (2008)
- [Lop90] LOPEZ, J.M.: Axissymmetric Vortex Breakdown Part 1: Confined Swirling Flow. In: *Experiments on Fluids* Vol.: 221, No: 12, pp.: 533-552 (1990)
- [LRW10] LIEUWEN, T.; RICHARDS, G.; WEBER, J.: Approching Zero. In: *The Magazine of ASME Mechanical Engineering* Vol.: 132, No.: 5, S. 22-27 (2010)
- [LS03] LECHNER, C. (Hrsg.); SEUME, J. (Hrsg.): *Stationäre Gasturbinen*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 2003. – ISBN 3-540-42831-3
- [LSW02] LEUCKEL, W.; SCHMITTEL, P.; WEBER, R.: Ähnlichkeitsbasierte Skalierung turbulenter Gasflammen. In: *Fachbericht aus Gaswärme International* Bd.: 51, Nr.: 9, S. 400-403 (2002)
- [Lv43] LEWIS, B.; VON ELBE, G.: Stability and Structure of Burner Flames. In: *Journal of Chemical Physics* Vol.: 11, pp.: 75-97 (1943)
- [LYY10] LIEUWEN, T. (Hrsg.); YANG, V. (Hrsg.); YETTER, R. (Hrsg.): *Synthesis Gas Combustion - Fundamentals and Applications*. CRC Press, Taylor and Francis Group, 2010. – ISBN 978-1-4200-8534-1
- [LZL⁺08] LACY, B.; ZIMINSKY, W.; LIPINSKI, J.; VARATHARAJAN, B.; YILMAZ, E.; BRUMBERG, J.: Low Emissions Combustion System Development for GE Energy High Hydrogen Turbine Programm. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008 Berlin* GT2008-50823 (2008)
- [Mai68] MAIER, P.: Untersuchung isothermer drallbehafteter Freistrahlen. In: *Forschung im Ingenieurwesen* Bd.: 34, Nr.: 5, S. 133-140 (1968)
- [MD91] MILLER, P.L.; DIMOTAKIS, P.E.: Reynolds Number Dependence of Scalar Fluctuations in a High Schmidt number Turbulent Jet. In: *Journal of Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* Vol.: 3, No: 5, pp.: 1156-1163 (1991)

- [Mil91] MILLER, P.L.: *Mixing in High Schmidt Number Turbulent Jets*, California Institute of Technology, California (USA), Dissertation, 1991
- [MSS11] MAYER, C.; SANGL, J.; SATTELMAYER, T.: Study on the Operational Window of a Swirl Stabilized Syngas Burner under Atmospheric and High Pressure Conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011 Vancouver* GT2011-45125 (2011)
- [NKLS08] NATARAJAN, J.; KOCHAR, Y.; LIEUWEN, T.; SEITZMAN, J.: Laminar Flame Speed Measurements of H₂ / CO and CO₂ Mixtures up to 15atm and 600K Preheat Temperature. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008 Berlin* GT2008-51364 (2008)
- [NZS⁺06] NOBLE, D.R.; ZHANG, Q.; SHAREEF, A.; TOOTLE, J.; MEYERS, A.; LIEUWEN, T.: Syngas Mixture Composition Effects upon Flashback and Blowout. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010 Barcelona* GT2006-90470 (2006)
- [Pet00] PETERS, N.: *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, 2000. – ISBN 0–521–66082–3
- [PM78] PLEE, S. L.; MELLOR, A. M.: Review of Flashback Reported in Prevaporizing/Premixing Combustors. In: *Combustion and Flame* Vol.: 23, No: 1, pp. 193-203 (1978)
- [Por03] PORUBA, C.: *Turbulente Flammenausbreitung in Wasserstoff-Luft-Gemischen*, Technische Universität München, Dissertation, 2003
- [RS61] RICOU, F.P.; SPALDING, D.B.: Measurements of Entrainment by Axisymmetrical Turbulent Jets. In: *Journal of Fluid Mechanics* Vol.: 11, No: 01/3, pp.: 21-32 (1961)
- [RW97] RIGHTLEY, M.L.; WILLIAMS, F.A.: Burning Velocities of CO Flames. In: *Combustion and Flame* Vol.: 110, No: 3, pp.: 285-297 (1997)
- [RWK98] RAFFEL, M.; WILLERT, C.; KOMPENHANS, J.; ADRIAN, R.J. (Hrsg.); GHARIB, M. (Hrsg.); MERZKIRCH, W. (Hrsg.); ROCKWELL, D. (Hrsg.); WHITELAW, J.H. (Hrsg.): *Particle Image Velocimetry*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1998. – ISBN 3–540–63683–8

- [Sat08] SATTELMAYER, T.: *Technische Thermodynamik - Energielehre und Stoffverhalten*. Skriptum zur Vorlesung Thermodynamik I an der TU München, 2008
- [Sat10] SATTELMAYER, T.: *Technische Thermodynamik - Verbrennung, Gas-Dampf-Gemische, Gasdynamik*. Skriptum zur Vorlesung Thermodynamik II an der TU München, 2010
- [SB74] SYRED, N.; BEER, J.M.: Combustion in Swirling Flow: A Review. In: *Combustion and Flame* Vol.: 23, No: 2, pp.: 143-201 (1974)
- [Sch82] SCHLICHTING, H.: *Grenzschicht-Theorie*. G. Braun Verlag Karlsruhe, 1982. – ISBN 3-7650-1011-1
- [Sie06] SIEWERT, P.: *Flame Front Characteristics of Turbulent Lean Premixed Methane/Air Flames at High-Pressure*, Swiss Federal Institute of Technology Zürich, Dissertation, 2006
- [Sig03] SIGLOCH, H.: *Technische Fluidmechanik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2003. – ISBN 3-540-00338-X
- [SKW01] SCHÄFER, O.; KOCH, R.; WITTIG, S.: Flashback in Lean Prevaporized Premixed Combustion: Non-Swirling Turbulent Pipe Flow Study. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2001, New Orleans, Louisiana, USA 2001-GT-0053* (2001)
- [SMS11] SANGL, J.; MAYER, C.; SATTELMAYER, T.: Dynamic Adaptation of Aerodynamic Flame Stabilization of a Premix Swirl Burner to Fuel Reactivity Using Fuel Momentum. In: *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* Vol. 133; No. 7; pp.: 071501(11pages) (2011)
- [SS06] SCHUERMANS, B.; SATTELMAYER, T.: *AGturbo Vorhabensbeschreibung; COORETECturbo Teilverbundprojekt Verbrennung; Vorhaben-Nr. 2.1.6; Flexibles Verbrennungssystem für wasserstoffhaltige Brennstoffe*. AGturbo, 2006
- [Sti90] STICHLMAIR, J.: *Kennzahlen und Ähnlichkeitsgesetze im Ingenieurwesen*. Altos-Verlag Essen, 1990
- [TL87] TENNEKES, H.; LUMLEY, J.L.: *A First Course in Turbulence*. MIT Press Design Department Cambridge, Massachusetts, 1987. – ISBN 0-262-200-19-8

- [TN53] THRING, M.W.; NEWBY, M.P.: Combustion Length of Enclosed Turbulent Jet Flames. In: *4th Symposium (International) on Combustion* Vol.: 4, No: 1, pp.: 789-796 (1953)
- [Tur96] TURNS, S.R.; CORRIGAN, J. J. (Hrsg.); MORRISS, J. M. (Hrsg.): *An Introduction to Combustion - Concepts and Applications*. McGraw-Hill Book Co., 1996. – ISBN 0-07-114783-7
- [Wal86] WALKER, D.A.: A Fluorescence Technique for Measurement of Concentration in Mixing Liquids. In: *Journal of Physics E: Scientific Instruments* Vol.: 20, No: 19, pp.: 217-224 (1986)
- [Wil85] WILLIAMS, F.A.: *Combustion Theory*. The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc, 1985. – ISBN 0-8053-9801-5
- [Win07] WINKLER, A.: *Validierung eines Modells zur Vorhersage turbulenter Verbrennungslärms*, Technische Universität München, Dissertation, 2007
- [Woh53] WOHL, K.: Quenching, Flash-Back, Blow-Off – Theory and Experiment. In: *4th Symposium (International) on Combustion* pp.: 68-89 (1953)
- [Wäs07] WÄSLE, J.: *Vorhersage der Lärmemission turbulenter Vormischflammen*, Technische Universität München, Dissertation, 2007
- [Zie82] ZIEREP, J.: *Ähnlichkeitsgesetze und Modellregeln der Strömungslehre*. G. Braun Verlag Karlsruhe, 1982. – ISBN 3-7650-2032-X
- [ZLB⁺07] ZAJADATZ, M.; LACHNER, R.; BERNERO, S.; MOTZ, C.; FLOHR, P.: Development and Design of Alstom's Staged Fuel Gas Injection EV Burner for NO_x Reduction. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2007 Montreal* GT2007-27730 (2007)

Abbildungsverzeichnis

2.1	Beispiel zur Wirbelbildung in der Scherschicht eines typischen Geschwindigkeitsfeldes eines Drallbrenners; farblich hinterlegt ist die Axialkomponente (links: instantanes / rechts: mittleres Geschwindigkeitsfeld)	6
2.2	Entstehung und Abbau einer turbulenten Wirbelkaskade [Por03]	6
2.3	Aufteilung einer zeitlich fluktuierenden Geschwindigkeitskomponente	7
2.4	Links: Allgemeines zur Gaußverteilung; Rechts: qualitative Wahrscheinlichkeitsdichte der Intensität zur Konzentrationsbestimmung mit Gauß-Fit	9
2.5	Radialer Verlauf der Tangentialgeschwindigkeit für verschiedene Wirbelarten	11
2.6	Axialgeschwindigkeitsprofile unterschiedlich verdrallter Freistrahlen	13
2.7	Prinzip aerodynamischer Flammenstabilisierung in der Scherschicht der Rezirkulationszone durch die Kombination von Drallströmung und Querschnittsprung	20
2.8	Beispiele für Brennkammerbauweisen stationärer Gasturbinen mit Mehrbrennersystemen: Silobrennkammer (links), Ringbrennkammer (rechts) [LS03]	21
2.9	Flammenrückschlag in der Kernströmung [Fri03]	22
2.10	Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht [Fri03]	24
2.11	Rückschlag durch Verbrennungsschwingungen [Fri03]	27
2.12	Flammenrückschlag durch CIVB illustriert an einem Drallbrenner [Fri03]	28
2.13	Laminare Flammengeschwindigkeiten und Luftzahlen für die Brennstoffe CH ₄ , CO und H ₂ und deren Mischungen bei Variation von T _{ad} , T _{vor} und p	37
2.14	Schematische Darstellung des Modells zum Zusammenhang zwischen Turbulenz und Flammengeschwindigkeit [Tur96]	39
2.15	Skizze des TD1-Brenners [Bur09]	42
2.16	EV-Brenner mit Brennstoffeindüsungsvarianten	43

3.1	Idealisierter Stromlinienverlauf senkrecht zur Brennerachse für verschiedene Brennerkonzepte	50
3.2	Vereinfachte Darstellung der Drallerzeugergeometrie	52
3.3	Vereinfachte Halbschnittdarstellung der Mischrohrgeometrie	54
3.4	Vereinfachte Schnittdarstellung von Querschnittsprung und optionalem Diffusor	55
3.5	Brennstoffverteilung und Abbau der Mischungsfluktuationen [LS03]	57
3.6	Schematische Darstellung eines senkrecht zur Luftströmung eingedüsten Brennstoffstrahls	59
3.7	Vereinfachte Darstellung der Brennstoffeindüsung entlang der Schlitzes	62
3.8	Vereinfachte Darstellung der axialen Brennstoffeindüsung	63
3.9	Gesamtdesignkonzept: Aerodynamik und Brennstoffeindüsung - 1	64
3.10	Gesamtdesignkonzept: Aerodynamik und Brennstoffeindüsung - 2	65
3.11	Gesamtdesignkonzept: Aerodynamik und Brennstoffeindüsung - 3	65
4.1	Aufbau des Wasserkanals	68
4.2	Strangschema der Versuchsanlage	70
4.3	Messprinzip PIV: Partikelverschiebung aus dem Vergleich zweier Einzelbilder	73
4.4	Prinzipieller Versuchsaufbau am Wasserkanal für optische Messtechnik	74
4.5	Physikalisches Prinzip LIF: Schema der Teilchenanregung [Krö03]	77
4.6	Abhängigkeit der Fluoreszenz von der Uraninkonzentration in Wasser [Käs04]	78
4.7	Referenzbilder zur Lichtschnitt- und Absorptionskorrektur der LIF-Aufnahmen	80
4.8	Hauptmessebenen	82
4.9	Zusatzmessebenen	83
4.10	Vergleich des Strömungsfelds aus dem Wasserkanal mit der Reaktionszone aus dem Verbrennungsprüfstand unter Ähnlichkeitsbedingungen[SMS11]	91
5.1	Überprüfung der Axialsymmetrie des Strömungsfelds (b_3 , l_2 , Re_{Ref} , Setup C)	95
5.2	Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsfelder bei verschiedenen Reynoldszahlen (b_3 , l_2 , Setup C)	96
5.3	Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsprofile bei verschiedenen Reynoldszahlen (b_3 , l_2 , Setup C)	97

5.4	Setup A, Variation des axialen Öffnungsverhältnisses am Drallerzeuger	98
5.5	Geschwindigkeitsfelder bei Variation des axialen Öffnungsverhältnisses (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup A)	99
5.6	Geschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt bei Variation des axialen Öffnungsverhältnisses (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup A)	100
5.7	Setup B, Realisierung axiale Wasserzufuhr	101
5.8	Geschwindigkeitsfelder mit verschiedenen axialen Volumenstromverhältnissen (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup B)	101
5.9	Geschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt mit verschiedenen axialen Volumenstromverhältnissen (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup B)	103
5.10	Variation der Schlitzbreite	104
5.11	Geschwindigkeitsfelder bei Schlitzbreitenvariation (l_2, Re_{Ref} , Setup A-50%)	104
5.12	Geschwindigkeitsprofile bei Schlitzbreitenvariation (l_2, Re_{Ref} , Setup A-50%)	105
5.13	Variation der Mischrohlänge und Konizität	106
5.14	Axialgeschwindigkeitsfelder bei Variation der Mischrohlänge (b_2, Re_{Ref} , Setup B)	107
5.15	Tangentialgeschwindigkeitsfelder am Brenneraustritt bei Variation der Mischrohlänge (b_2, Re_{Ref} , Setup B)	108
5.16	Geschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt bei Variation der Mischrohlänge (b_2, Re_{Ref} , Setup B)	109
5.17	Veränderung der Geschwindigkeitsprofile mit der Lauflänge im Mischrohr (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup B)	110
5.18	Variation des Querschnittsprungs am Brenneraustritt	112
5.19	Axialgeschwindigkeitsfelder bei Variation des Querschnittsprungs (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup B)	113
5.20	Vergleich von Querschnittsprung und effektiver Drallzahl mit der Entrainment Theorie analog [FAH ⁺ 10] für b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup B	114
5.21	Variation der Einströmbegrenzung	115
5.22	Axialgeschwindigkeitsfelder mit und ohne Hüllrohr (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup B)	116
5.23	Tangentialgeschwindigkeitsfelder mit und ohne Hüllrohr (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup B)	116
5.24	Variation der Brenneraustrittsgeometrie durch einen Diffusor	117
5.25	Axialgeschwindigkeitsfelder mit und ohne Diffusor (b_2, l_2, Re_{Ref} , Setup A)	118
5.26	Skalierung des Verbrennungssystems mit einen Faktor von 2.3	119

5.27	Vergleich der Axialgeschwindigkeitsfelder mit Skalierung ($b_3, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup A}$)	120
5.28	Vergleich der Axialgeschwindigkeitsfelder mit Skalierung ($b_5, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup A}$)	121
5.29	Vergleich der Axialgeschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt ($b_{3,5}, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup A}$)	122
5.30	Reihen-Mehrbrennerexperimente: Versuchsanordnung und Messebenen	123
5.31	Reihen-Mehrbrenneranordnung mit unterschiedlichen Querschnittssprüngen	124
5.32	Reihen-Mehrbrenneranordnung: Axialgeschwindigkeitsfelder bei unterschiedlichen Querschnittssprüngen ($b_3, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup A} - 50\%$)	125
5.33	Reihen-Mehrbrenneranordnung mit unterschiedlichem Brennerabstand	126
5.34	Reihen-Mehrbrenneranordnung: Axialgeschwindigkeitsfelder bei unterschiedlichem Brennerabstand ($b_3, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup A} - 50\%$)	127
5.35	Reihen-Mehrbrenneranordnung mit und ohne Diffusoren	128
5.36	Reihen-Mehrbrenneranordnung: Axialgeschwindigkeitsfelder mit Diffusor ($b_3, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup A} - 50\%, d=2.6D$)	128
5.37	Vorgehensweise bei der Ermittlung des rezirkulierenden Volumenstroms	130
5.38	Radiale Tangentialgeschwindigkeitsprofile und Standardabweichungen verschiedener Wirbelformen	133
5.39	Axiale Schwankungsgeschwindigkeiten für das neue Brennerkonzept mit verschiedenen Querschnittssprüngen bzw. mit Hüllrohr ($b_2, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup B}$)	135
6.1	Brenneraerodynamik ohne Brennstoffeindüsung ($b_3, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup C}$)	141
6.2	Brenneraerodynamik verschiedener Schlitzeindüsungen ($b_3, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup C}$)	143
6.3	Brenneraerodynamik mit axialer Brennstoffeindüsung ($b_3, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup C}$)	145
6.4	Brenneraerodynamik kombinierter Eindüsungsmethoden ($b_3, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup C}$)	146
6.5	Brenneraerodynamik kombinierter *-Eindüsungsmethoden ($b_3, l_2, Re_{Ref}, \text{Setup C}$)	148

6.6	Geschwindigkeitsprofile am Brenneraustritt bei $x/D=0$ für die verschiedenen Eindüsungsstrategien (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	149
6.7	Konzentrationsverteilungen der Schlitzdüsendüsungsvarianten (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	151
6.8	Umfangsgemittelte radiale Konzentrationsverteilung der Schlitzdüsendüsungsvarianten im Brenneraustritt (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	152
6.9	Konzentrationsschwankungen der Schlitzdüsendüsungsvarianten (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	153
6.10	Globale, zeitliche Schwankungen zweier Einzeildüsungsmethoden entlang der Schlitzdüse (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	155
6.11	Globale Mischungs-PDFs für die Schlitzdüsendüsungsvarianten (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	156
6.12	Lokale Mischungs-PDFs für die Schlitzdüsendüsungsvarianten 2 und 3 (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	157
6.13	Lokale Mischungs-PDFs für die Schlitzdüsendüsungsvarianten 10 und 11 (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	158
6.14	Konzentrationsverteilungen und -fluktuationen der axialen Eindüsung (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	159
6.15	Umfangsgemittelte radiale Konzentrationsverteilung der axialen Eindüsung im Brenneraustritt (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	159
6.16	Globale zeitliche Schwankungen der axialen Eindüsung (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	160
6.17	Globale Mischungs-PDFs für die axiale Eindüsung (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	161
6.18	Lokale Mischungs-PDFs für die axiale Eindüsung (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	161
6.19	Konzentrationsverteilungen der kombinierten Eindüsungsmethoden (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	162
6.20	Konzentrationsschwankungen der kombinierten Eindüsungsmethoden (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	163
6.21	Konzentrationsverteilungen der kombinierten *- Eindüsungsmethoden (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	164
6.22	Konzentrationsschwankungen der kombinierten *- Eindüsungsmethoden (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	165
6.23	Umfangsgemittelte radiale Konzentrationsverteilung für ausgewählte kombinierte *- Eindüsungsmethoden (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	166

6.24	Globale zeitliche Schwankungen für ausgewählte kombinierte *- Eindüsungsmethoden (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	167
6.25	Globale Mischungs-PDFs für ausgewählte kombinierte *- Eindüsungsmethoden (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	168
6.26	Lokale Mischungs-PDFs für ausgewählte kombinierte *- Eindüsungsmethoden (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C)	169
6.27	Konzentrationsverteilungen und -schwankungen der Einzeleindüsungsmethoden mit mittlerem Mischrohr (b_3, l_2, Re_{Ref} , Setup C) .	171
6.28	Konzentrationsverteilungen und -schwankungen der Einzeleindüsungsmethoden mit kurzem Mischrohr (b_3, l_1, Re_{Ref} , Setup C) . .	172
6.29	Konzentrationsverteilungen und -schwankungen der Einzeleindüsungsmethoden mit langem Mischrohr (b_3, l_3, Re_{Ref} , Setup C) . .	173
7.1	Verbrennungsprüfstand für erhöhten Druck [Fre09]	176
7.2	Drallerzeuger und Mischrohrgeometrie inklusive Diffusor und Wasserkühlung	180
7.3	OH*-Chemilumineszenz bei Variation des Drucks; CH ₄ extern vorgemischt bei $\Delta p=1\%$ und $\lambda=1.2$	182
7.4	OH*-Chemilumineszenz bei Variation der Luftzahl; CH ₄ extern vorgemischt bei $\Delta p=1\%$ und $p=1bar$	183
7.5	OH*-Chemilumineszenz bei Variation des Brennerdruckverlusts, CH ₄ extern vorgemischt bei $p=3bar$ und $\lambda=1.4$, kontrastnormiert .	183
7.6	OH*-Chemilumineszenz, extern vorgemischt bei $p=5bar$ und $\Delta p=1\%$, kontrastnormiert	185
7.7	Stabilitätskarten für Verbrennungsversuche unter erhöhtem Druck	186
7.8	OH*-Chemilumineszenz der axialen H ₂ -Eindüsung bei $p=5bar$ und $\Delta p=1\%$, kontrastnormiert	187
7.9	Bildersequenz während des Flammenrückschlags	189
7.10	Korrelation zwischen dem Signal der Ionisationsdetektoren und der dazugehörigen Bildersequenz während des Rückschlags . . .	190
7.11	Vergleich der kritischen Wandgradienten [MSS11]	192
A.1.1	Vergleich der simulierten Flammengeschwindigkeiten (oben) mit Literaturdaten aus [Gün84] (unten) unter ähnlichen Bedingungen .	222
A.2.2	Axiale und tangentiale Geschwindigkeitsprofile eines AEV-ähnlichen Brenners an verschiedenen Positionen im Mischrohr ([Krö03] und [Fri03])	223
A.2.3	Geschwindigkeitsprofile des TD_1 Brenners an verschiedenen Positionen im Mischrohr und am Brenneraustritt [Kon10]	224

A.3.1 3D CFD Modell des Verbrennungssystems	225
A.3.2 Simulationsergebnisse: Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsfeld sowie Totaldruckfeld im Mittelschnitt des Modells	226
A.4.1 Geschwindigkeitsfelder und Schwankungsgeschwindigkeiten für die AEV-ähnlichen Brennerkonfigurationen BK1, BK2 und BK3	228
A.5.1 Stabilitätskarte des TD ₁ -Brenners unter erhöhtem Druck [Lau05]	229
A.5.2 Stabilitätskarten des AEV-ähnlichen Brenners unter atmosphärischem Druck [Krö03]	230

Tabellenverzeichnis

2.1	Typische Erdgas- und Syngaszusammensetzungen	30
2.2	Brennstoffeigenschaften	31
5.1	Auswertung rezirkulierende Volumenströme (b_2, l_2, Re_{Ref})	131
5.2	Gewählte Geometrieparameter	136
6.1	Untersuchte Brennstoffeindüsungsmethoden	139

Anhang

A.1 Literaturvergleich zu den laminaren Flammgeschwindigkeiten

Zur Validierung der in Abbildung 2.13 präsentierten Diagramme wurde unter Verwendung derselben numerischen Berechnungsmethode ein zusätzliches Dreiecksdiagramm (Abbildung A.1.1, oben) erstellt. Im Unterschied zu den in Abschnitt 2.4 berechneten Dreiecksdiagrammen aber in Übereinstimmung mit [Gün84] wurde dabei eine konstante Luftzahl anstatt einer konstanten adiabaten Flammentemperatur verwendet. Während den experimentellen Literaturdaten stöchiometrische bzw. leicht fette Bedingungen ($\lambda \leq 1.0$) zugrunde liegen, mussten die Simulationen aus Gründen der numerischen Stabilität bei einer leicht höheren Luftzahl von $\lambda = 1.1$ durchgeführt werden. Die in den Literaturdaten gewählten Umgebungsbedingungen für Druck und Vorheiztemperatur wurden aber eingehalten. In Abbildung A.1.1 unten sind die beiden experimentell ermittelten Diagramme aus [Gün84] dargestellt. Das rechte Diagramm wurde für eine Luftzahl von 1.0 erstellt. Die Luftzahl λ_{max} des linken unteren Diagramms stellt die zur maximalen laminaren Flammgeschwindigkeit gehörende Luftzahl ($\lambda < 1$) jeder Brennstoffmischung dar. Der Verlauf der Konturlinien konstanter laminarer Flammgeschwindigkeiten ist in allen drei Diagrammen ähnlich. Auch die Tendenz fallender Flammgeschwindigkeiten mit steigender Luftzahl ist in den Diagrammen erkennbar. So ist bei Betrachtung der selben Brennstoffzusammensetzung die resultierende laminare Flammgeschwindigkeit im Diagramm links unten ($\lambda < 1$) am höchsten während sie im oberen Diagramm ($\lambda = 1.1$) den niedrigsten Wert annimmt. Die Konturlinien in der unteren linken Ecke der drei Diagramme, also bei Mischungen mit geringem CH_4 - und hohem CO -Anteil, zeigen geringfügige Abweichungen. Nachdem aber unklar ist, wie präzise die experimentellen Literaturdaten untersucht wurden bzw. wie viele Messpunkte zur Generierung der Konturlinien in diesem Bereich verwendet wurden, konnte die Ursache für diese Abweichungen nicht endgültig geklärt werden. Für die im Rahmen dieser Arbeit erstellten Dreiecksdiagramme wurde jeweils ein Gitter aus 5050 äquidistant verteilten Stützstellen (100 Stützstellen je Dreiecksseite) verwendet, an welchen die laminare Flammgeschwindigkeit numerisch berechnet wurde.

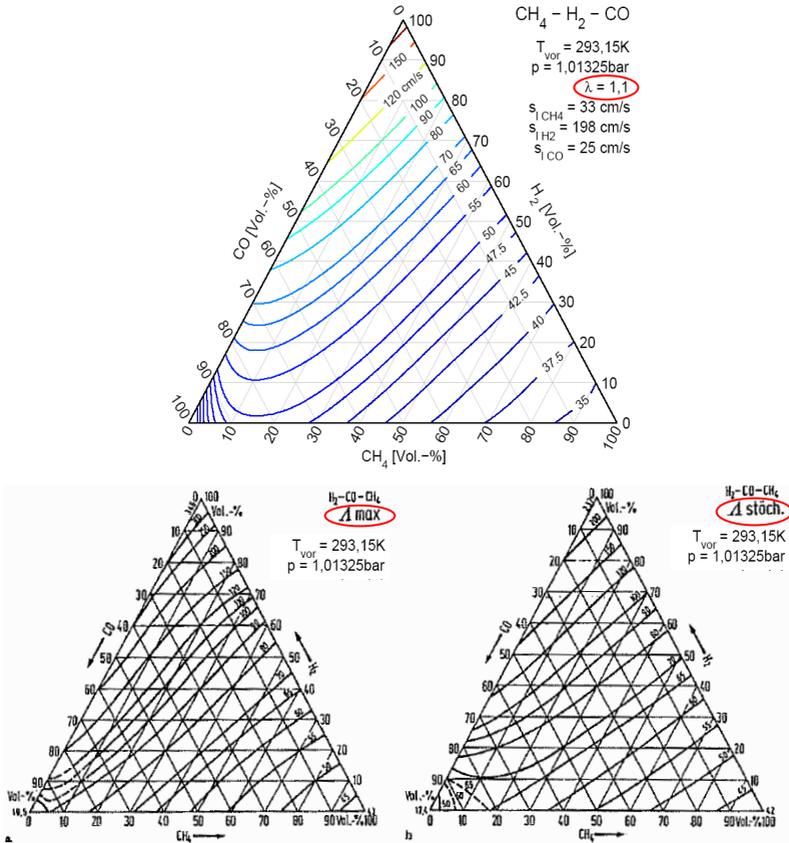


Abb. A.1.1: Vergleich der simulierten Flammgeschwindigkeiten (oben) mit Literaturdaten aus [Gün84] (unten) unter ähnlichen Bedingungen

A.2 Geschwindigkeitsprofile anderer Brennersysteme

Ebenfalls zu Vergleichszwecken zeigt Abbildung A.2.2 in der linken Spalte die axialen und in der rechten Spalte die tangentialen Geschwindigkeitsprofile an verschiedenen axialen Positionen innerhalb des zylindrischen Mischrohrs der drei von [Krö03] und [Fri03] untersuchten Brennerkonfigurationen.

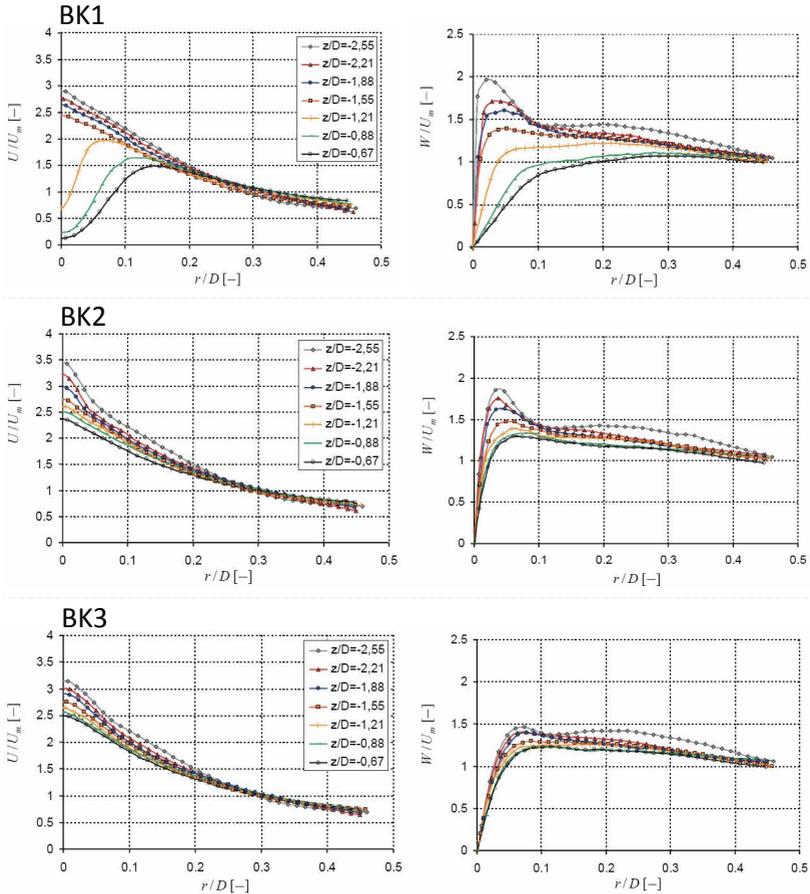


Abb. A.2.2: Axiale und tangentielle Geschwindigkeitsprofile eines AEV-ähnlichen Brenners an verschiedenen Positionen im Mischrohr ([Kr003] und [Fri03])

Die dem AEV-Brenner ähnlichen Konfigurationen BK1 bis BK3 mit vier versetzten Kegelschalen unterscheiden sich im Wesentlichen in der Größe des axialen Lufteinlasses des Drallerzeugers. Analog zum Setup C dieser Arbeit ist der Axialeinlass hier als Kreisringfläche um eine im Zentrum positionierte Lanze aus-

geführt. Für Konfiguration BK1 ist diese entsprechend Setup A mit $A_f=0\%$ und Setup B mit $\kappa_{ax}=0\%$ vollständig verschlossen. Für Konfiguration BK2 beträgt sie 21% der Querschnittsfläche des gesamten Axialeinlasses und für Konfiguration BK3 39.5%. In den radialen Axialgeschwindigkeitsprofilen von Konfiguration BK1 (Abbildung A.2.2 oben links) ist deutlich zu erkennen wie der Einfluss der am Brenneraustritt befindlichen Rückströmzone weit in das Mischrohr hineinreicht. Für die beiden anderen Konfigurationen ist dies nicht der Fall, da das durch die axiale Kopfluft entstehende Geschwindigkeitsmaximum auf der Brennerachse die Rückströmzone nach stromab verschiebt. Die radialen Tangentialgeschwindigkeitsprofile zeigen für alle Konfigurationen einen vergleichsweise kleinen Wirbelkernradius. Allerdings ist für alle Konfiguration eine Vergrößerung des Wirbelkernradius in Strömungsrichtung vom Mischrohrentritt bis zum Mischrohraustritt zu beobachten. Für Konfiguration BK1 ist dies besonders auffällig. Abschnitt A.5 zeigt ergänzend hierzu, dass Konfiguration BK1 mit dem kleinsten Wirbelkernradius am Drallerzeugereintritt die höchste und Konfiguration BK3 mit dem größten Wirbelkernradius bei $z/D=-2.55$ die geringste Rückschlagsneigung aufweist.

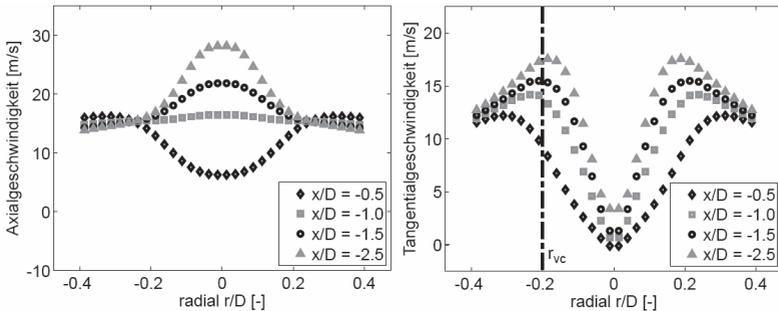


Abb. A.2.3: Geschwindigkeitsprofile des TD_1 Brenners an verschiedenen Positionen im Mischrohr und am Brenneraustritt [Kon10]

Als weitere Vergleichsgeometrie wird der am Lehrstuhl für Thermodynamik entwickelte TD_1 -Brenner mit zusätzlichem zylindrischen Mischrohr herangezogen (Abschnitt 2.5). Die radialen Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsprofile dieser Brennergeometrie an unterschiedlichen axialen Positionen im Mischrohr sind in Abbildung A.2.3 dargestellt. Ähnlich zu der zuvor betrachteten Konfiguration BK1 ist auch hier in den Axialgeschwindigkeitsprofilen der Einfluss der nah am Brenneraustritt positionierten Rückströmzone sichtbar. Auch die bereits angesprochene

Vergrößerung des Wirbelkernradius in Strömungsrichtung lässt sich in den Tangentialgeschwindigkeitsprofilen des TD₁-Brenners beobachten. Im Vergleich zu den AEV-ähnlichen Brennervarianten ist der Wirbelkernradius des TD₁-Brenners aber deutlich größer.

A.3 Numerische Berechnungen

Die Dimensionen der einzelnen Geometrieparameter wie z.B. Drallerzeugerlänge, Schlitzbreite, Mischrohlänge und Durchmesser des Axialeinlasses haben einen beträchtlichen Einfluss auf das resultierende Strömungsfeld des Verbrennungssystems. Um vor der Fertigung eines ersten Brennermodells eine ungefähre Vorstellung über die Größenordnung dieser Abmessungen zu erhalten, wurden zunächst CFD Simulationen durchgeführt. Diese Simulationen erlauben außerdem die Beschaffung experimentell nicht oder nur schwer zugänglicher Daten wie z.B. das Strömungsfeld im Drallerzeuger. In Abbildung A.3.1 ist das verwendete 3D Modell inklusive der verwendeten Randbedingungen abgebildet. Die Durchmesser des Plenums und der Brennkammer sind dabei an den atmosphärischen Verbrennungsprüfstand des Lehrstuhls für Thermodynamik angepasst. Zur Abbildung der in Setup A verwendeten Lochbleche im Axialeinlass wurde an dieser Stelle ein „Porous-Jump“ als Randbedingung gewählt.

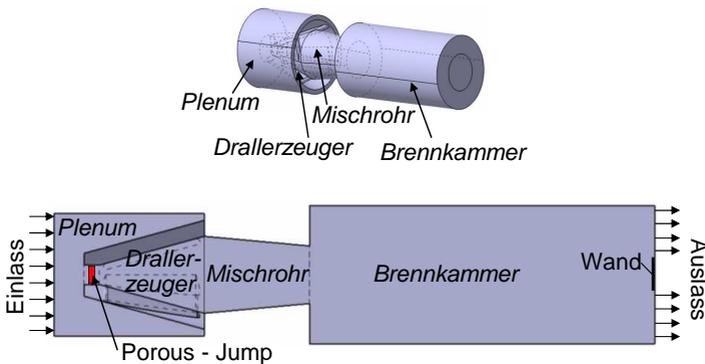


Abb. A.3.1: 3D CFD Modell des Verbrennungssystems

Auf Basis von URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes) Simulationen und unter Verwendung des Reynolds-Spannungs-Modells (RSM) wurde

nach zahlreichen Parametervariationen die Basisgeometrie des Brenners festgelegt. Diese erfüllt die für eine gute Flammenstabilisierung von Erdgas notwendigen Kriterien an die Aerodynamik und stellt damit die Grundlage für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente dar. In Abbildung A.3.2 sind die resultierenden Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsfelder normiert auf die mittlere Brenneraustrittsgeschwindigkeit sowie das Totaldruckfeld im Mittelschnitt durch das Verbrennungssystem dargestellt.

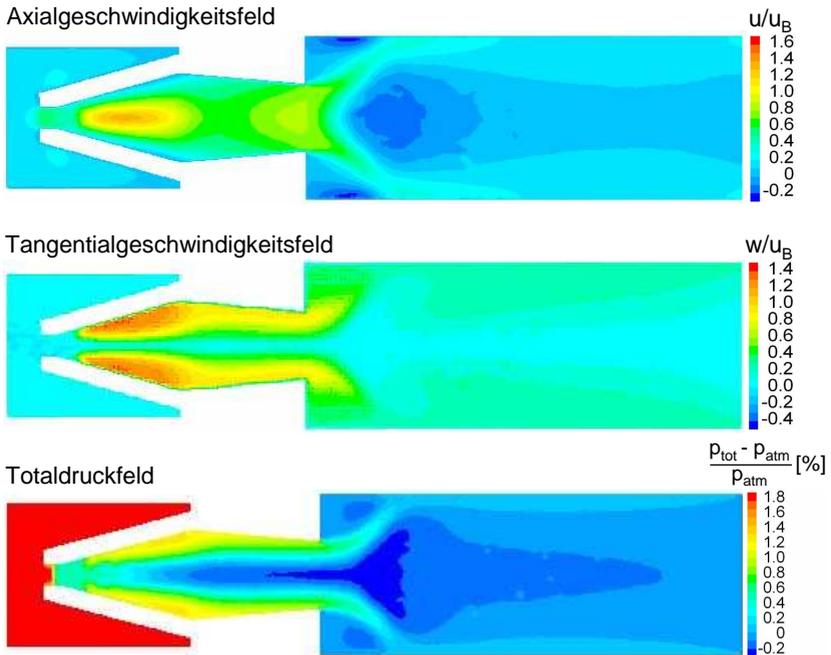


Abb. A.3.2: Simulationsergebnisse: Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsfeld sowie Totaldruckfeld im Mittelschnitt des Modells

Das Axialgeschwindigkeitsfeld zeigt eine hohe axiale Geschwindigkeit auf der Achse des Drallerzeugers. Im Drallerzeuger wird die Axialgeschwindigkeit bis zum größten Querschnitt zunächst etwas verzögert, bevor sie in Richtung Brenneraustritt durch das konische Mischrohr wieder beschleunigt wird. Das Mischrohr hat eine homogenisierende Wirkung auf das Geschwindigkeitsprofil, welches

sich von einem eher parabelförmigen Profil am Drallerzeugeraustritt bzw. Mischrohr Eintritt, zu einer blockprofilähnlichen Geschwindigkeitsverteilung am Brenneraustritt verändert. Das Wirbelaufplatzen mit starker Rückströmung tritt wie gewünscht stromab des Brenneraustritts auf und hat somit ausreichend Abstand zum kleinsten, kritischen Querschnitt des Mischrohrs. Durch den relativ kleinen Querschnittsprung zwischen Brenneraustritt und Brennkammer bildet sich in der Simulation das Wall-Jet-Regime mit innerer und äußerer Rezirkulationszone aus. Die tangentielle Geschwindigkeitskomponente (Abbildung A.3.2 Mitte) ist an den Schlitzeinlässen am höchsten und zeigt über die gesamte Mischrohlänge bis zum Brenneraustritt einen großen Wirbelkernradius verglichen mit dem EV- oder TD₁-Brenner (Abschnitt A.2). Der Massenstrom durch das Verbrennungssystem wurde für die Berechnung an realistische Gasturbinendurchsätze angepasst. Damit ergibt sich ein Totaldruckverlust über das Gesamtsystem von 1.8%, welcher damit ebenfalls im typischen Bereich für stationäre Gasturbinen liegt. Das Totaldruckfeld zeigt ein deutliches Druckdefizit auf der Brennerachse, welches sein Minimum im Bereich des Wirbelaufplatzens aufweist. Innerhalb von Drallerzeuger und Mischrohr sind die höchsten Werte auf großen Radien zu finden. Der globale Totaldruckabfall im Mischrohr ist primär auf die Querschnittsverringerung zurückzuführen.

A.4 Vergleichsdaten BK1, BK2 und BK3

Da in [Fri03] und [Krö03] die Geschwindigkeitsgrößen hauptsächlich innerhalb des Mischrohrs und nicht in der Brennkammer ermittelt wurden, sind die drei bereits in Abschnitt A.2 beschriebenen AEV-ähnlichen Brennerkonfigurationen im Rahmen dieser Arbeit zu Vergleichszwecken nochmals im Wasserkanal vermessen worden. Da für BK3 die Originallanze nicht mehr vorhanden war, wurde hier eine Alternative mit 30% freier Kreisringfläche untersucht. Abbildung A.4.1 zeigt das gemessene Axialgeschwindigkeitsfeld in der Brennkammerebene in der oberen Reihe und die dazugehörigen Standardabweichungen (normiert auf die jeweilige mittlere Geschwindigkeit am Brenneraustritt) in der unteren Reihe.

Das axiale Geschwindigkeitsfeld der Konfiguration BK1 zeigt prinzipiell die gleichen Tendenzen wie das in dieser Arbeit entwickelte Brennersystem ohne axialen Volumenstrom mit einer länglichen, in das Mischrohr hineinreichenden Rückströmzone und passt damit auch zu den von [Fri03] und [Krö03] gemessenen radialen Profilen im Mischrohr aus Abbildung A.2.2. Mit zunehmendem Öffnungsverhältnis (BK2 und BK3) wird das Wirbelaufplatzen zunehmend nach stromab verschoben und es entsteht eine größere Rückströmzone. Die axialen Standardabwei-

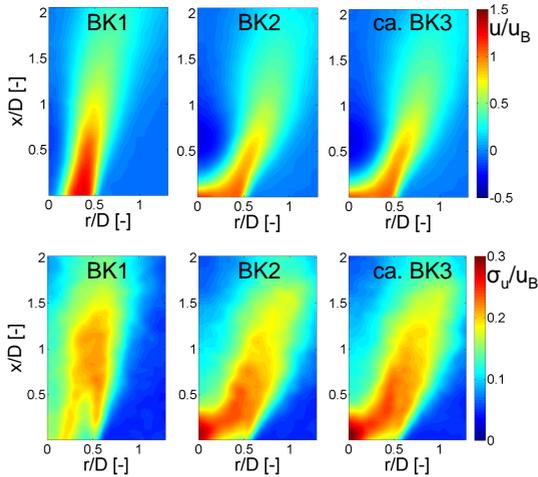


Abb. A.4.1: Geschwindigkeitsfelder und Schwangungsgeschwindigkeiten für die AEV-ähnlichen Brennerkonfigurationen BK1, BK2 und BK3

chungen zeigen für BK1 im Bereich der Scherschichten die maximalen Schwangungsgeschwindigkeiten von ca. 25%. Für BK2 und BK3 liegt das Maximum im Zentrum der Strömung unmittelbar am Brenneraustritt. Dies ist exakt der Bereich, der eine mögliche Stromaupropagation der Flamme auf der Brennerachse unterstützt und in dem folglich möglichst niedrige Schwangungsgeschwindigkeiten anzustreben sind.

A.5 Stabilitätskarten anderer Brennersysteme

Ebenfalls zu Vergleichszwecken werden in diesem Abschnitt die Stabilitätskarten des TD₁-Brenners aus [Lau05] und des AEV-ähnlichen Brenners aus [Krö03] vorgestellt. Abbildung A.5.1 zeigt für den extern vorgemischten Betrieb mit Erdgas unter erhöhtem Druck die Rückschlags- und Verlöschgrenzen für den TD₁-Brenner, die in dem selben Prüfstand ermittelt worden sind wie die Ergebnisse in Kapitel 7. Im Vergleich zu dem in dieser Arbeit entwickelten Brennerdesign, das unter diesen Randbedingungen keinen Rückschlag zeigte, weist der TD₁-Brenner eine ausgeprägte Rückschlagsneigung mit zunehmendem Druck auf. Die mage-

re Verlöschgrenze liegt bei etwas niedrigeren Luftzahlen. Der TD₁-Brenner weist damit ein kleineres Betriebsfenster auf als das neue Verbrennungssystem.

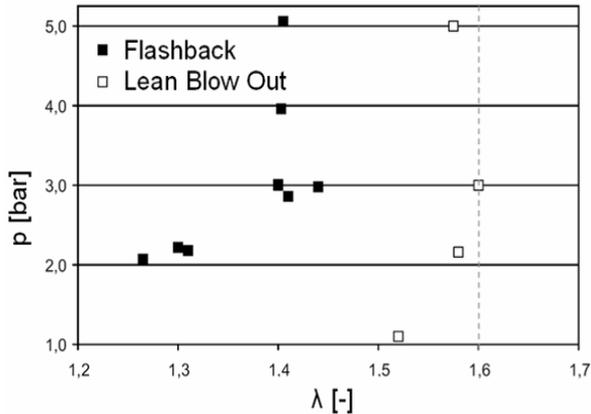


Abb. A.5.1: Stabilitätskarte des TD₁-Brenners unter erhöhtem Druck [Lau05]

Neben den Stabilitätskarten des TD₁-Brenners dienen auch die Stabilitätskarten der, von [Fri03] und [Krö03] untersuchten, AEV-ähnlichen Brennervarianten als Vergleichsgrößen. Abbildung A.5.2 zeigt die Rückschlagskarten für die drei Brennerkonfigurationen für zwei verschiedene Brennstoffe. In der linken Spalte sind die Rückschlagskarten für reine Erdgasverbrennung und in der rechten Spalte für eine Brennstoffmischung mit 85vol.% Erdgas und 15vol.% Wasserstoff abgebildet. Zusätzlich wurde in diesen extern vorgemischten, atmosphärischen Versuchen die Vorheiztemperatur zwischen 100°C bis 400°C variiert. Wie für den TD₁-Brenner wird auch hier für keine Konfiguration rückschlagsfreier Betrieb mit Erdgas erzielt. Bereits eine geringe Zugabe von Wasserstoff hat zudem deutlich negative Auswirkungen auf die Rückschlagsgrenzen und mit steigender Vorheiztemperatur wird der Betriebsbereich noch weiter verkleinert. Sowohl für die Erdgas- als auch die Erdgas-Wasserstoffverbrennung weist Brennerkonfiguration BK3 den größten Betriebsbereich auf. Trotzdem ist bei $\lambda=1$ selbst für niedrige, den Hochdruckversuchen ähnlichen Vorheiztemperaturen keine stabile Verbrennung möglich (Abbildung 7.7). Kapitel 7 zeigt, dass dies mit dem neuen Verbrennungssystem sogar noch unter erhöhtem Druck und mit höherem volumetrischen Wasserstoffanteil möglich ist.

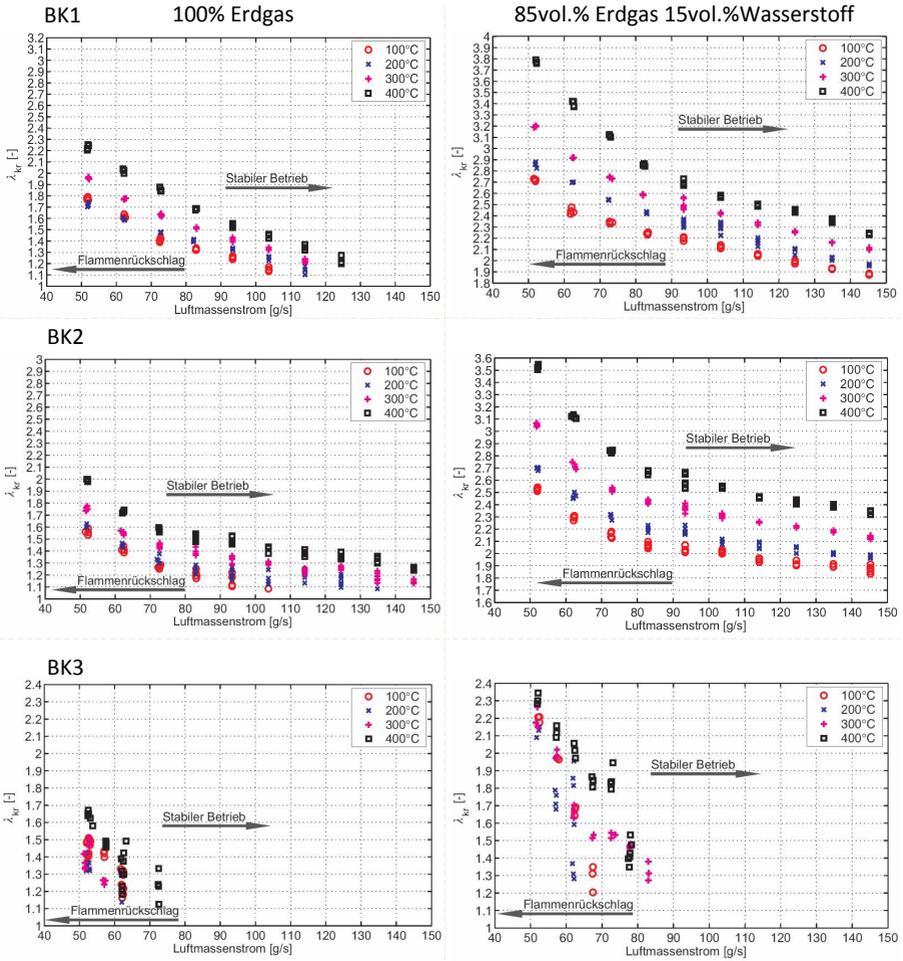


Abb. A.5.2: Stabilitätskarten des AEV-ähnlichen Brenners unter atmosphärischem Druck [Krö03]