

Technische Universität München  
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

# **Einfluss der Kühlluftindüsung auf das Betriebsverhalten von Drallbrennern**

**Anja Marosky**

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. Dr.-Ing. Horst Baier

Prüfer der Dissertation:

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

2. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil., Dr. h. c. Rudolf Schilling (i.R.)

Die Dissertation wurde am 02.04.2014 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 13.08.2014 angenommen.



---

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München. Sie wurde im Rahmen der 2. Phase der Forschungsinitiative „Kraftwerke des 21. Jahrhunderts“ (KW21) von Alstom Power und dem Freistaat Bayern gefördert.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Professor Sattelmayer für die fachliche Betreuung der Arbeit. Er gewährte mir den wissenschaftlichen Freiraum mich vom Projektantrag zu lösen und hat mir in anregenden Diskussionen immer wieder wertvolle Impulse gegeben.

Herrn Professor Rudolf Schilling danke ich für die Übernahme des Koreferates und Herrn Professor Baier für die Übernahme des Vorsitzes bei der mündlichen Prüfung.

Für die inhaltliche Zusammenarbeit mit dem Industriepartner Alstom Power möchte ich mich stellvertretend bei den Herren Dr. Weiqun Geng und Fulvio Magni bedanken. Die Arbeit hat von dem intensiven fachlichen Austausch stark profitiert. Ich bedanke mich vor allem für das mir entgegengebrachte Vertrauen und die Offenheit gegenüber Lösungsansätze jenseits des Projektplans.

Ich möchte mich bei allen aktuellen und ehemaligen Mitarbeitern des Lehrstuhls für die freundschaftliche Atmosphäre und die kollegiale Zusammenarbeit bedanken. Insbesondere möchte ich Frau Helga Bassett und Frau Sigrid Schulz-Reichwald für ihre geduldige Hilfe bei sämtlichen organisatorischen Angelegenheiten sowie den Werkstätten für ihre wertvolle Unterstützung beim Aufbau der Versuchsanlagen danken. Darüber hinaus bedanke ich mich beim Oberingenieur Dr. Christoph Hirsch für sein reges Interesse an meiner Arbeit und den immer wieder inspirierenden Diskussionen. Dank geht zudem an meinen Projektkollegen Dr. Volker Seidel, mit dem ich gemeinsam viele Höhen und Tiefen im Forschungsalltag gemeistert habe. Für ihre hilfreichen Anregungen bei der Umsetzung von der Theorie in die Praxis danke ich stellvertretend Dr. Dan Fanaca, Dr. Christoph Mayer und Dr. Martin Lauer. Dr. Mathieu Zellhuber danke ich für die kritische Begutachtung meiner schriftlichen Arbeit sowie den zahlreichen Gesprächen auch jenseits

---

des Fachlichen. Für ihre Freundschaft und die unzähligen heiteren Momente möchte ich an dieser Stelle stellvertretend für viele andere Gary Jasor, Stefanie Bade, Vanja Ugresic, Plamen Toshev und Alejandro Cardenas Miranda danken.

Ein ganz besonders herzlicher Dank geht an meine Familie, vor allem an meine Eltern Elke und Kurt, für ihre bedingungslose Unterstützung und den Rückhalt während der letzten Jahre. Mein innigster Dank gilt schließlich Stephan. Ohne seine Aufmunterung und Motivation hätte ich die Arbeit nicht so erfolgreich zum Abschluss gebracht. Er und unsere Tochter Ida haben mir zudem immer wieder vor Augen geführt, auch das Leben neben der Promotion zu genießen. Dafür möchte ich von ganzem Herzen danken.

München, im September 2014

Anja Marosky

---

Wesentliche Teile dieser Dissertation wurden von der Autorin bereits standardmäßig vorab als Konferenz- und Zeitschriftenbeiträge veröffentlicht [MSB<sup>+</sup>12, MSS<sup>+</sup>13b, SMS<sup>+</sup>13, SMH<sup>+</sup>13, MSS11, MSS13a]. Alle Vorveröffentlichungen sind entsprechend der gültigen Promotionsordnung ordnungsgemäß gemeldet. Sie sind deshalb nicht zwangsläufig im Detail einzeln referenziert. Vielmehr wurde bei der Referenzierung eigener Vorveröffentlichungen Wert auf Verständlichkeit und inhaltlichen Bezug gelegt.

Parts of this Ph.D. thesis were published by the author beforehand in conference proceedings, journal papers, and reports [MSB<sup>+</sup>12, MSS<sup>+</sup>13b, SMS<sup>+</sup>13, SMH<sup>+</sup>13, MSS11, MSS13a]. All of these prior printed publications are registered according to the valid doctoral regulations. However, not all of them are quoted explicitly everywhere as they are part of this present work being official documents. Whether these personal prior printed publications were referenced, depended on maintaining comprehensibility and providing all necessary context.

---

## Kurzfassung

In dieser Arbeit wird der bisher unzureichend geklärte Einfluss der Primärzonenkühlluft auf die Verbrennungsstabilität und Stickoxidemissionen in stationären Gasturbinen beim Betrieb nahe der mageren Löschgrenze untersucht. Da vor allem lokale Fluktuationen des Äquivalenzverhältnisses im Verdacht stehen, Auslöser für Verbrennungsinstabilitäten zu sein, werden die Mischungsvorgänge in der Flammenzone analysiert. Ein Einzelbrenner in Maschinengröße wurde sowohl im Wasserkanal als auch im atmosphärischen Verbrennungsversuchsstand experimentell untersucht. In isothermen Wasserkanalstudien wurde gezeigt, dass die Kühlluft durch großskalige instationäre Wirbelstrukturen über die Scherschichten bis in die Rezirkulationszone eingemischt wird, ohne das Hauptströmungsfeld zu beeinflussen. Der Einfluss von Injektorgeometrie und Injektionsimpuls auf das Mischungsverhalten beschränkt sich dabei auf den Nahbereich der Eindüsung. In Abhängigkeit vom mageren Äquivalenzverhältnis beeinflusst die Menge an direkt eingedüster Kühlluft signifikant die Verbrennungscharakteristiken. Mit steigender Kühlluftmenge nimmt der Anteil an Kühlluft, der effektiv an der Verbrennung teilnimmt ab und die Stickoxidemissionen steigen an. Die Scherschichten werden gequencht und ein an Brennstoff reicherer Flammenkern stabilisiert die Flamme im Zentrum. Während bei höheren Äquivalenzverhältnissen eine hohe Kühlluftmenge die akustischen Pulsationen deutlich reduziert, nimmt nahe der mageren Löschgrenze die Höhe tieffrequenter Pulsationen, unabhängig von der Kühlluftmenge, signifikant zu. Bei Annäherung an die magere Löschgrenze ändert sich das Strömungsfeld, so dass die Löschpulsationen durch die Kühlluftinjektion nicht mehr beeinflusst werden können.

---

## Abstract

This work is related to the influence of cooling air injection into the primary combustor zone on combustion stability and  $\text{NO}_x$  emissions in stationary gas turbines operating close to lean blowout. Mixing processes in the flame zone are analyzed, since local equivalence ratio fluctuations are mainly suspected to cause combustion instabilities. A typical engine scaled swirl burner was investigated experimentally, both in water channel and atmospheric combustion tests. Isothermal water channel studies showed that the cooling air is transported by transient large-scale vortices along the shear layers into the recirculation zone without affecting the main flow field. The influence of injector geometry and injection momentum is limited to the close-up region of the injection inlet. The amount of directly injected cooling air significantly influences the combustion characteristics in dependency of the lean equivalence ratio. With increasing amount of cooling air, only a specific share of the additional air participates in the combustion process and the  $\text{NO}_x$  emissions increase. The shear layers are quenched and a richer flame core stabilizes the flame center. A large amount of cooling air considerably reduces the acoustic pulsations at higher equivalence ratios, whereas close to lean blowout the level of low-frequency significantly increases independently of the amount of cooling air. The flow field changes when approaching the lean blowout limit, so that lean blowout pulsations can not be affected anymore by cooling air injection.





# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>		<b>xiii</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>		<b>xix</b>
<b>Nomenklatur</b>		<b>xxi</b>
<b>1 Einleitung</b>		<b>1</b>
1.1	Projekthintergrund und Ziel der Arbeit . . . . .	1
1.2	Struktur der Arbeit . . . . .	3
<b>2 Grundlagen und Stand der Technik</b>		<b>5</b>
2.1	Stationäre Gasturbinen . . . . .	5
2.1.1	Grundlagen der Flammendynamik in stationären Gasturbinen . . . . .	11
2.1.2	Magere Löschgrenze . . . . .	15
2.1.3	Kühlluft bei stationären Gasturbinen . . . . .	18
2.2	Charakterisierung turbulenter Strömung . . . . .	21
2.3	Stickoxide . . . . .	27
<b>3 Versuchsaufbau</b>		<b>31</b>
3.1	Brennergeometrien . . . . .	31
3.1.1	Referenzbrenner . . . . .	32
3.1.2	Generischer Brenner . . . . .	33
3.2	Wasserkanal . . . . .	36
3.3	Verbrennungsprüfstand . . . . .	38
<b>4 Messtechnik</b>		<b>43</b>
4.1	Messung der Strömungsfelder . . . . .	43
4.1.1	Messprinzip PIV . . . . .	43
4.1.2	Messaufbau PIV . . . . .	45

4.1.3	Auswertung PIV . . . . .	46
4.2	Messung der Mischung . . . . .	47
4.2.1	Messprinzip LIF . . . . .	47
4.2.2	Messaufbau LIF . . . . .	49
4.2.3	Auswertung LIF . . . . .	51
4.3	Messung der OH <sup>*</sup> -Chemilumineszenz . . . . .	54
4.4	Abgasanalyse . . . . .	57
4.4.1	Messprinzip der Analysatoren . . . . .	57
4.4.2	Messaufbau . . . . .	58
4.4.3	Messwertkorrektur . . . . .	60
4.4.4	Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses . . . . .	61
4.4.5	Adiabate Flammentemperatur . . . . .	62
4.5	Lokale Temperaturmessung . . . . .	63
4.6	Numerische Simulationen . . . . .	64
4.7	Dynamische Druckmessung . . . . .	65
4.8	Ähnlichkeitsbedingungen . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Strömungs- und Mischungsfelder</b>	<b>75</b>
5.1	Strömungsfeld . . . . .	75
5.1.1	Stationäres Strömungsfeld . . . . .	77
5.1.2	Instationäres Strömungsfeld . . . . .	82
5.2	Brennstoffeinmischung . . . . .	86
5.3	Zusammenfassung der Brennereigenschaften . . . . .	92
<b>6</b>	<b>Kühlufteindüsung: Isotherme Untersuchungen</b>	<b>95</b>
6.1	Einfluss der Geometrieparameter . . . . .	97
6.1.1	Strömungsfeld . . . . .	98
6.1.2	Mittleres Mischungsfeld . . . . .	99
6.1.3	Instationäres Mischungsfeld . . . . .	103
6.2	Einfluss des Injektionsimpulses . . . . .	108
6.3	Selbstähnlichkeit . . . . .	112
6.4	Einmischverhalten . . . . .	114
6.5	Zusammenfassung der isothermen Untersuchungen zur Kühl- luftindüsung . . . . .	116
6.6	Schlussfolgerungen für den Betrieb mit Verbrennung . . . . .	117
<b>7</b>	<b>Kühlufteindüsung: Untersuchungen mit Verbrennung</b>	<b>121</b>
7.1	Flammenstabilität . . . . .	124

7.1.1	Stationäres Flammenverhalten . . . . .	124
7.1.2	Instationäres Flammenverhalten . . . . .	130
7.1.3	Vergleich zum Referenzbrenner: Flammenstabilität . . . . .	134
7.2	Akustische Pulsationen . . . . .	137
7.2.1	Diskussion des fehlenden Kühlluftinflusses bei Lösch- pulsationen . . . . .	142
7.2.2	Vergleich zum Referenzbrenner: Akustische Pulsationen . . . . .	144
7.3	Emissionen . . . . .	146
7.3.1	Globale Emissionen . . . . .	146
7.3.2	Lokale Emissionsverteilung . . . . .	148
7.3.3	Lokale Temperaturverteilung . . . . .	153
7.4	Teilnahme der Kühlluft an der Verbrennung . . . . .	154
7.5	Zusammenfassung der Verbrennungsversuche zur Kühlluft- düsung . . . . .	159
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>161</b>
	<b>Verzeichnis betreuter Studienarbeiten</b>	<b>165</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>179</b>
<b>A</b>	<b>Betrachtung der Brennkammerakustik</b>	<b>181</b>
<b>B</b>	<b>Ergänzende Messergebnisse</b>	<b>187</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Brennkammerbauarten von stationären Gasturbinen: Beispiel einer Silobrennkammer, einer Ringbrennkammer und einer Rohrbrennkammer . . . . .	6
2.2	Schematische Darstellung zur Flammengeschwindigkeit . . . . .	10
2.3	Mechanismus der Verbrennungsinstabilitäten in einer Gasturbinenbrennkammer . . . . .	12
2.4	Betriebsbereich einer DLE-Brennkammer . . . . .	15
2.5	Abhängigkeit der $\text{NO}_x$ -Bildung von der Gasgemischtheit . . . . .	16
2.6	Emissionsbildung und Betriebsbereich bei magerer Vormischung	18
2.7	Brennermatrix einer Silobrennkammer - Brennerfront, Schema der Prallkühlung, Flammenbild . . . . .	19
2.8	Wirbelzerfall in einem Kaskadenprozess . . . . .	23
2.9	Schematische Darstellung des turbulenten Energiespektrums als Funktion der Wellenzahl . . . . .	24
2.10	Schematische Darstellung der Mischungsfluktuationen an verschiedenen Positionen in einem turbulenten Freistrahle . . . . .	27
2.11	Typische $\text{NO}$ -Bildungspfade . . . . .	28
3.1	EV Brennerprinzip . . . . .	33
3.2	Funktionsprinzip des generischen Brenners . . . . .	34
3.3	Schnittdarstellung durch den generischen Brenner . . . . .	35
3.4	Schematischer Aufbau des Wasserkanals . . . . .	36
3.5	Messebenen im Wasserkanal . . . . .	37
3.6	Fließschema des Wasserkanals . . . . .	38
3.7	Schematischer Messaufbau des Verbrennungsprüfstands . . . . .	39
4.1	Partikelverschiebung $\Delta x$ im Zeitintervall $\Delta t$ . . . . .	44
4.2	Triggerschema für PIV-Messungen . . . . .	45
4.3	Physikalisches Prinzip der Teilchenanregung . . . . .	48

4.4	Intensitätsverlauf der Fluoreszenz von Uranin . . . . .	49
4.5	Emissionsspektrum des CW-Lasers und Absorptionsspektrum von Uranin . . . . .	50
4.6	Routine der LIF-Auswertung, schematische Darstellung . . . . .	51
4.7	Kalibrationskurve der HS-Kamera . . . . .	52
4.8	Signalabfall der LIF-Intensität und Ermittlung des Laserstrahlpfades . . . . .	52
4.9	Schematische Darstellung der Absorptionskorrektur . . . . .	53
4.10	Typische Fluktuation der Laserintensität . . . . .	54
4.11	Typische Spektralverteilung der Chemilumineszenz einer atmosphärischen Methanflamme . . . . .	55
4.12	Vergleich tiefenintegriertes und Abel-transformiertes Flammenbild . . . . .	57
4.13	Messpositionen der lokalen Emissionsmessung . . . . .	59
4.14	Normierte Varianz der Freistrah-Fluid-Konzentration entlang der Achse eines turbulenten Freistrahls als Funktion der Reynoldszahl . . . . .	70
4.15	Vergleich des mittleren isothermen Strömungsfelds mit der Reaktionszone im Verbrennungsprüfstand unter Einhaltung der Ähnlichkeitsbedingungen für den generischen Brenner . . . . .	73
5.1	Mittlere Geschwindigkeitsfelder: Generischer Brenner . . . . .	78
5.2	Mittlere Geschwindigkeitsfelder: Referenzbrenner . . . . .	79
5.3	Normierte Axialgeschwindigkeitsprofile, Mittelwert . . . . .	80
5.4	Normierte Axialgeschwindigkeitsprofile, Standardabweichung . . . . .	80
5.5	Normierte Tangentialgeschwindigkeitsprofile entlang der Brennermittelachse, Mittelwert und Standardabweichung . . . . .	81
5.6	Charakteristische Instantanvektorplots des generischen Brenners . . . . .	83
5.7	Turbulenzintensität: Generischer Brenner . . . . .	84
5.8	Turbulenzintensität: Referenzbrenner . . . . .	85
5.9	Isotherme Brennstoffeinmischung: Generischer Brenner und Referenzbrenner, tangentiale Brenneraustrittsebene . . . . .	88
5.10	Isotherme Brennstoffeinmischung - Mischungs-PDFs von Kreissegmenten der tangentialen Brenneraustrittsebene: Generischer Brenner und Referenzbrenner . . . . .	89
5.11	Globale NO <sub>x</sub> -Emissionen für den generischen Brenner und den Referenzbrenner, technisch vorgemischt . . . . .	92

6.1	Schematischer Messaufbau der Kühlluftinjektion durch die Frontplatte . . . . .	97
6.2	Geometrie der modularen Frontplatte . . . . .	98
6.3	Mittlere normierte axiale Geschwindigkeitsfelder, Detailaufnahme: Generischer Brenner ohne Kühlluftindüsung; Kühlluftindüsung durch Injektorreihen; Kühlluftindüsung durch kleinen Ringspalt; Kühlluftindüsung durch großen Ringspalt . . . . .	99
6.4	Mittelwert und Standardabweichung der normierten Kühlluftkonzentration für Eindüsungsgeometrie INJ, RSK und RSG . . . . .	101
6.5	Mittlere normierte Kühlluftkonzentration bei unterschiedlichen axialen Positionen: Vergleich Experiment mit Numerik . . . . .	102
6.6	Charakteristische Einzelbilder der Kühlluftindüsung . . . . .	104
6.7	Datenpunkte zur Auswertung der Mischungs-PDFs . . . . .	105
6.8	Normierte Mischungs-PDFs entlang der Brennermittelachse für INJ, RSG und RSK . . . . .	106
6.9	Normierte Mischungs-PDFs in den Scherschichten für INJ, RSG und RSK . . . . .	107
6.10	Normierte Mischungs-PDFs entlang der Brennermittelachse für RSG2: Reproduzierbarkeit der Ergebnisse . . . . .	109
6.11	Normierte Mischungs-PDFs entlang der Brennermittelachse für variierende Injektionsimpulse und unterschiedliche Kühlluftmengen . . . . .	110
6.12	Normierte Mischungs-PDFs in den Scherschichten für variierende Injektionsimpulse und unterschiedliche Kühlluftmengen . . . . .	111
6.13	Mittlere normierte Kühlluftkonzentration bei unterschiedlichen axialen Positionen für verschiedene Kühlluftmengen . . . . .	113
6.14	Mischungspfad der Kühlluftindüsung, normierter Zeitpunkt der ersten Verdünnung mit Kühlluft . . . . .	115
7.1	tiefenintegriertes und Abel-transformiertes Flammenbild des normierten Mittelwerts und der Standardabweichung des normierten Mittelwerts für verschiedene Kühlluftkonzentration bei $\phi_{ges} = 0.500$ . . . . .	125
7.2	tiefenintegriertes und Abel-transformiertes Flammenbild des normierten Mittelwerts und der Standardabweichung des normierten Mittelwerts für verschiedene Kühlluftkonzentration bei $\phi_{ges} = 0.435$ . . . . .	126

7.3	Normierte Intensität der OH <sup>*</sup> -Chemilumineszenz (Abel-transformiert) in axialer Richtung entlang $r/D_b = 0.3$ in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis und der Kühlluftmenge: Mittelwert und Standardabweichung des Mittelwerts . . . . .	127
7.4	Normiertes mittleres Flammenvolumen in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis und der eingedüsten Kühlluftmenge (Abel-transformiert) . . . . .	128
7.5	Normierte mittlere Abhebedistanz der Flamme in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis und der eingedüsten Kühlluftmenge (Abel-transformiert) . . . . .	128
7.6	Normierte mittlere axiale Position maximaler OH <sup>*</sup> -Chemilumineszenzintensität (Abel-transformiert) in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis und der eingedüsten Kühlluftmenge . . . . .	129
7.7	Normierte Intensität der OH <sup>*</sup> -Chemilumineszenz (tiefenintegriert): Charakteristische Zeitsequenzen für $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$ und $10.7\%$ bei $\phi_{ges} = 0.435$ und $0.500$ . . . . .	131
7.8	PDFs der normierten Abhebedistanz der Flamme (tiefenintegriert) für $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$ und $10.7\%$ bei $\phi_{ges} = 0.435$ und $0.500$ . . . . .	132
7.9	FFT der integrierten OH <sup>*</sup> -Chemilumineszenzintensität (normiert, tiefenintegriert) für $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$ und $10.7\%$ bei $\phi_{ges} = 0.435$ und $0.500$ . . . . .	134
7.10	tiefenintegriertes und Abel-transformiertes Flammenbild des normierten Mittelwerts und der Standardabweichung des normierten Mittelwerts für den Referenzbrenner mit und ohne Kühlluftindüsung ( $\phi_{ges} = 0.500$ und $0.435$ ) . . . . .	136
7.11	Normierte Intensität der OH <sup>*</sup> -Chemilumineszenz (Abel-transformiert) in axialer Richtung entlang $r/D_b = 0.3$ in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis für den Referenzbrenner mit und ohne Kühlluftindüsung: Mittelwert und Standardabweichung des Mittelwerts . . . . .	137
7.12	Pulsationsspektren des generischen Brenners für variierende Mengen an eingedüster Kühlluft für verschiedene Äquivalenzverhältnisse . . . . .	138
7.13	Maximales normiertes Pulsationsniveau des generischen Brenners für variierende Mengen an eingedüster Kühlluft für verschiedene Äquivalenzverhältnisse . . . . .	139



7.14	Wirbelbildung als Funktion von Pulsationsamplitude und Frequenz mit Strouhalzahl der dominanten Pulsation sowie das Niveau der gemessenen Prüfstandsdaten . . . . .	143
7.15	Pulsationsspektren des generischen Brenners sowie des Referenzbrenners mit und ohne Kühlluftindüsung für verschiedene Äquivalenzverhältnisse . . . . .	144
7.16	Maximales normiertes Pulsationsniveau des generischen Brenners sowie des Referenzbrenners mit und ohne Kühlluftindüsung für verschiedene Äquivalenzverhältnisse . . . . .	145
7.17	Globale NO <sub>x</sub> -Emissionen des generischen Brenners nahe der mageren Löschgrenze für verschiedene Kühlluftmengen . . . . .	147
7.18	Globale NO <sub>x</sub> -Emissionen des Referenzbrenners nahe der mageren Löschgrenze mit und ohne Kühlluftindüsung . . . . .	149
7.19	Lokale Emissionen bei unterschiedlichen Kühlluftmengen und Äquivalenzverhältnissen, generischer Brenner . . . . .	150
7.20	Positionen der lokalen Emissionsmessung und Abel-transformierte Flammenbilder für die Betriebspunkte $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$ und $10.7\%$ bei $\phi_{ges} = 0.435$ und $0.500$ , generischer Brenner . . . . .	150
7.21	Lokale Temperaturen bei unterschiedlichen Kühlluftmengen und Äquivalenzverhältnissen, generischer Brenner . . . . .	153
7.22	Bestimmung der Kühlluftmenge, die nicht an der Verbrennung teilnimmt, basierend auf der Abhängigkeit der globalen NO <sub>x</sub> -Emissionen vom Äquivalenzverhältnis $\phi_{ges}$ . . . . .	155
7.23	(a): Prozentualer Anteil der Gesamtluft, die nicht an der Verbrennung teilnimmt und (b): Prozentualer Anteil der Kühlluft am Gesamtmassenstrom, die an der Verbrennung teilnimmt für verschiedene Äquivalenzverhältnisse und Kühlluftmengen . . . . .	157
A.1	Verwendeter Reflektionsfaktor am Brennkammerende . . . . .	182
B.1	Normierte Mischungs-PDFs für INJ, RSG und RSK . . . . .	187
B.2	tiefenintegriertes und Abel-transformiertes Flammenbild des normierten Mittelwerts und der Standardabweichung des normierten Mittelwerts für verschiedene Kühlluftkonzentration bei $\phi_{ges} = 0.475$ . . . . .	188

B.3 tiefenintegriertes und Abel-transformiertes Flammenbild des normierten Mittelwerts und der Standardabweichung des normierten Mittelwerts für verschiedene Kühlluftkonzentration bei  $\phi_{ges} = 0.455$  . . . . . 189

B.4 tiefenintegriertes und Abel-transformiertes Flammenbild des normierten Mittelwerts und der Standardabweichung des normierten Mittelwerts für den Referenzbrenner mit und ohne Kühlluftindüsung ( $\phi_{ges} = 0.500$  und  $0.435$ ) . . . . . 190

# Tabellenverzeichnis

4.1	Verwendete Messbereiche der Abgasanalysatoren . . . . .	58
6.1	Zusammenfassung der isothermen Untersuchungen zur Kühlluft- eindüsung, Messparameter . . . . .	96
6.2	Geometrische Abmaße der Ringspaltvariationen . . . . .	108
6.3	Variation des Impulsstromdichteverhältnisses durch Geome- trieanpassung . . . . .	109
6.4	Variation der Kühlluftmenge . . . . .	112
7.1	Zusammenfassung der Verbrennungsversuche zur Kühlluft- eindüsung, Messparameter . . . . .	123



# Nomenklatur

## Lateinische Symbole

$A$	Fläche	[m <sup>2</sup> ]
$A_b$	Brenneraustrittsfläche	[m <sup>2</sup> ]
$A_{BK}$	Querschnittsfläche der Brennkammer	[m <sup>2</sup> ]
$A_K$	Gesamtfläche der Kühlluftinjektoren	[m <sup>2</sup> ]
$A_{effS}$	effektive Sondenoberfläche	[mm <sup>2</sup> ]
$A_{Th}$	Thermoelementoberfläche	[mm <sup>2</sup> ]
$A_{t,Fl}$	Gesamtfläche der gewinkelten laminaren Flammenfront	[m <sup>2</sup> ]
$\bar{A}$	Fläche der mittleren turbulenten Flammenfront	[m <sup>2</sup> ]
$a$	Sauerstoffkoeffizient	[–]
$a$	Schallgeschwindigkeit	[m/s]
$C$	Molekülkonzentration	[mol/l]
$\bar{c}/c_{ref}$	normierte mittlere Mischungskonzentration	[–]
$c_p$	spezifische isobare Wärmekapazität	[kJ/kmol K]
$D_b$	Durchmesser des Brenneraustritts	[m]
$E$	Wellenzahlspektrum der turbulenten kinetischen Energie	[m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup> ]
$f$	Frequenz	[Hz]
$f, g$	Riemann-Invarianten	[m/s]
$h$	spezifische Enthalpie	[kJ/kmol]
$H_u$	untere molare Heizwert	[kJ/kmol]
$I$	Intensität	[–]
$\bar{I}/I_{ref}$	normierte mittlere Intensität	[–]
$I_f \int OH^*$	flächenintegrierte OH* -Chemilumineszenzintensität	[–]
$i_{OH^*,SW}$	Schwellwert OH* – Chemilumineszenz	[–]

$J$	Impulsstromdichteverhältnis	[–]
$k$	Geschwindigkeitskoeffizient der Reaktion	[kmol m <sup>3</sup> /s]
$k$	Wellenzahl	[1/m]
$k$	kinetische Energie	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$L$	Länge des Absorptionspfades	[cm]
$L$	charakteristische Länge	[m]
$l_{min}$	minimaler molarer Luftbedarf	[kmol <sub>L</sub> /kmol <sub>L</sub> ]
$l_0$	integrales Längenmaß	[m]
$l_K$	Kolmogorov-Längenmaß	[m]
$l_\lambda$	Taylor-Längenmaß	[m]
$\dot{m}$	Massenstrom	[kg/s]
$\dot{m}_{ges}$	Gesamtmassenstrom	[kg/s]
$\dot{m}_B$	Messenstrom der Brennerluft	[kg/s]
$\dot{m}_K$	Massenstrom der Kühlluft	[kg/s]
$n$	Anzahl der Messwerte	[–]
$p$	Druck	[Pa]
$Pu$	Pulsationslevel	[%]
$q$	Wärmefreisetzung	[W]
$\overline{Q}$	integrierte OH <sup>*</sup> -Chemilumineszenzintensität	[–]
$r, R$	Radius	[m]
$R_{max}$	Maximalen Ausdehnung der aufgenommenen Messebene in radialer Richtung	[m]
$R$	Rayleigh-Index	[–]
$R$	Gaskonstante	[J/(mol K)]
$RF$	Reflektionsfaktor	[–]
$s$	spezifische Entropie	[kJ/kmol K]
$S$	Gasgemischtheit	[–]
$S$	Signal	[–]
$S_{0,th}$	theoretische Drallzahl am Brenneraustritt	[–]
$S_L$	laminare Flammengeschwindigkeit	[m/s]
$S_t$	turbulente Flammengeschwindigkeit	[m/s]
$t$	Zeit	[s]
$\Delta t$	Zeitintervall	[s]
$T$	Temperatur	[K]
$T_{ad}$	adiabate Flammentemperatur	[K]
$T_{ein}$	Vorheiztemperatur	[K]
$T_f$	Periodendauer	[s]

$T_{gas}$	strahlungskorrigierte Gastemperatur	[K]
$T_{lokal}$	lokale Temperatur	[K]
$T_{Th}$	Messwert Thermoelementtemperatur	[K]
$T_W$	Wandtemperatur Brennkammer	[K]
$Tu$	Turbulenzintensität	[%]
$u$	Geschwindigkeit	[m/s]
$u_{ref}$	Referenzgeschwindigkeit am Brenneraustritt	[m/s]
$u'_B$	Brennerschnelle	[m/s]
$\vec{u}$	Vektorgeschwindigkeit	[m/s]
$V$	Volumen	[m <sup>3</sup> ]
$\bar{V}_{Flamme}$	mittleres Flammenvolumen	[m <sup>3</sup> ]
$\dot{V}_n$	mittlerer Volumenstrom	[m <sup>3</sup> /s]
$v_{min}$	minimale (bezogene) Stoffmenge an Abgasen	[kmol <sub>AG</sub> /kmol <sub>BS</sub> ]
$r, x, y, z$	kartesische Koordinaten	[m]
$\Delta x$	örtliche Verschiebung	[m]
$x$	Anzahl Kohlenstoffatome im Brennstoffmolekül	[–]
$y$	Anzahl Wasserstoffatome im Brennstoffmolekül	[–]
$y_{AD}$	axiale Abhebedistanz	[m]
$\bar{y}_{OH^*,max}$	mittlere axiale Position maximaler OH* – Chemilumineszenz	[m]
$Y_{max}$	Maximalen Ausdehnung der aufgenommenen Messebene in axialer Richtung	[m]
$Z$	Strömungsgröße	[–]

## Griechische Symbole

$\alpha_{Th}$	konvektiver Wärmeübergangskoeffizient an der Thermoelementperle	[W/m <sup>2</sup> K]
$\chi$	Stoffmengenanteil	[kmol/kmol]
$\epsilon$	viskose Dissipation	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$\epsilon$	molarer Absorptionskoeffizient	[l/(mol · cm)]
$\epsilon_{Pt}$	Emissionszahl Platin	[–]
$\phi$	Äquivalenzverhältnis	[–]
$\phi_B$	Äquivalenzverhältnis des Brenners	[–]

$\Phi_{ges}$	globales Äquivalenzverhältnis	[–]
$\Phi_{ges}^K$	gemessenes globales Äquivalenzverhältnis bei Kühlluftindüsung	[–]
$\rho$	Dichte	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\kappa$	Wellenzahl	[1/m]
$\kappa$	Isentropenexponent	[–]
$\lambda$	Luftzahl	[–]
$\lambda$	Wellenlänge der Schallwellen	[m]
$\nu$	kinematische Viskosität	[m <sup>2</sup> /s]
$\sigma$	Standardabweichung	[–]
$\sigma$	Stefan-Boltzmann Konstante	[W/m <sup>2</sup> K <sup>4</sup> ]
$\tau_{char}$	charakteristische Zeitskala	[s]
$\tau_{chem}$	chemisches Zeitmaß	[s]
$\tau_d$	dynamische Zeitskala	[s]
$\tau_t$	integrales Zeitmaß, turbulentes Zeitmaß	[s]
$\tau_K$	Kolmogorov-Zeitmaß	[s]
$\tau_\lambda$	Taylor-Zeitmaß	[s]
$\omega$	Kreisfrequenz	[1/s]
$\Theta$	normierte Mischungsverteilung	[–]

## Indizes

0	Ursprung, Anfang
1,2	Stoffströme
AG	Abgas
<i>ax</i>	axial
<i>b, B</i>	Brenner, Brennerhauptluft
<i>BK</i>	Brennkammer
<i>BS</i>	Brennstoff
<i>ges</i>	Gesamt
<i>i</i>	Spezies i
<i>i, j</i>	Index
<i>K</i>	Kühlluft
<i>Kam</i>	Kamera
<i>L</i>	Luft
<i>max</i>	maximal



<i>min</i>	minimal
<i>mix</i>	Mischung
<i>norm</i>	normiert
<i>nt</i>	nicht teilnehmen
<i>orig</i>	Original
<i>prod</i>	Produkte
<i>puls</i>	Pulsation
<i>rad</i>	radial
<i>reac</i>	Reaktanden
<i>ref</i>	Referenz
<i>skal</i>	skaliert
<i>t</i>	turbulent
<i>t</i>	teilnehmen
<i>tan</i>	tangential
<i>tr</i>	trocken
<i>u</i>	unverbrannt
<i>v</i>	verbrannt
<i>V</i>	Verbrennungsversuch
<i>W</i>	Wasserkanal
<i>x</i>	je Pixel
$(\ )'$	Schwankungsgröße
$\overline{(\ )}$	Mittelwert

## Dimensionslose Kennzahlen

<i>Da</i>	Damköhler-Zahl, $Da = \tau_t \tau_{chem}^{-1}$	[-]
<i>He</i>	Helmholtz-Zahl, $He = L \lambda^{-1} = k R$	[-]
<i>Ma</i>	Mach-Zahl, $Ma = v c^{-1}$	[-]
<i>Re</i>	Reynolds-Zahl, $Re = (u L) \nu^{-1}$	[-]
<i>Sc</i>	Schmidt-Zahl, $Sc = \nu D^{-1}$	[-]
<i>Str</i>	Strouhal-Zahl, $Str = (f L) u^{-1}$	[-]

## Akronyme

<i>(A)EV</i>	Bezeichnung für Alstom-Brenner
<i>CW</i>	Continous Wave
<i>CMOS</i>	Complementary Metal Oxide Semiconductor
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>DLE</i>	Dry Low Emission
<i>DUVRAS</i>	differentielle Ultraviolett-Resonanz-Absorptions-Spektroskopie
<i>LNGT</i>	Low NO <sub>x</sub> Gas Turbine
<i>FFT</i>	Fast Fourier Transformation
<i>FTF</i>	Flammentransferfunktion
<i>GB</i>	Generischer Brenner
<i>HS</i>	High Speed
<i>ICCD</i>	Intensified Charge Coupled Device
<i>INJ</i>	Injektorreihen
<i>IRZ</i>	innere Rezirkulationszone
<i>KW21</i>	Forschungsinitiative „Kraftwerke des 21. Jahrhunderts“
<i>LBO</i>	Lean Blowout
<i>LES</i>	Large Eddy Simulation
<i>Nd: YLF</i>	Neodymium-doped Yttrium Lithium Fluoride
<i>NDIR</i>	nicht-dispersive Infrarotabsorption
<i>NDUV</i>	nicht-dispersive UV-Spektroskopie
<i>ORZ</i>	äußere Rezirkulationszone
<i>PCB</i>	dynamischer Drucksensor
<i>PLIF</i>	Planar Laser Induced Fluorescence
<i>PIV</i>	Particle Image Velocimetry
<i>PDF</i>	Probability Density Function
<i>RB</i>	Referenzbrenner
<i>RSG</i>	Ringspalt, groß
<i>RSK</i>	Ringspalt, klein
<i>RMS</i>	Root Mean Square
<i>SP</i>	Stagnationspunkt
<i>UV</i>	Ultraviolett

---

# 1 Einleitung

Im Zuge der in Deutschland beschlossenen Energiewende, die sowohl einen Ausstieg aus der Atomenergie als auch einen verstärkten Ausbau regenerativer Energien vorsieht, stehen insbesondere konventionelle Kraftwerkstechnologien vor anspruchsvollen Herausforderungen. Bereits jetzt ist ein Rückgang des Erdgaseinsatzes zur elektrischen Stromerzeugung am Anteil an der Gesamtstromerzeugung von 13.8% im Jahr 2010 auf 11.3% in 2012 zu verzeichnen. Gründe dafür sind vor allem strukturelle Veränderungen [GGH<sup>+</sup> 13]. Trotz eines Rückgangs im Stromerzeugungsanteil ergeben sich große Herausforderungen für konventionelle thermische Kraftwerke. Ihnen wird in Zukunft verstärkt die Aufgabe zufallen, die Schwankungen des immer größer werdenden Anteils der erneuerbaren Energien auszugleichen. Es werden Kraftwerke mit hoher Betriebsflexibilität benötigt, die Kapazitätsmängel kompensieren sowie eine stabile und sichere Stromversorgung gewährleisten. Zukünftige Kraftwerke müssen einen hohen Leistungsgradienten über einen größeren Leistungsbereich ohne Reduktion der Lebensdauer ermöglichen. Hierfür muss die Mindestlast von den bisher üblichen 40-50% auf 20-25% reduziert werden, bei einem möglichst hohen Wirkungsgrad auch im Teillastbereich. Kurze Anfahrzeiten sind gefordert und tägliche Laständerungen müssen vermehrt umgesetzt werden können. Kraftwerkshersteller entwickeln deshalb neue Konzepte für gasgefeuerte Anlagen, die neben hohen Wirkungsgraden auch hohe Betriebsflexibilität aufweisen, bei gleichzeitiger Einhaltung niedriger Emissionsgrenzwerte. Dabei bieten auch bestehende Anlagen ein hohes Potential für die Umrüstung, um die gestiegenen Betriebsanforderungen zu erfüllen [Jop12].

## 1.1 Projekthintergrund und Ziel der Arbeit

Diese Arbeit wurde im Rahmen der Forschungsinitiative „Kraftwerke des 21. Jahrhunderts“ (KW21) - Phase II durchgeführt. Ziel der Forschung sind effizientere und leistungsfähigere Kraftwerke mit geringeren Kosten. Die Kraftwerke sollen zudem umweltfreundlicher werden, indem die Erzeugung von

Schadstoffen reduziert wird und auch regenerative Brennstoffe eingesetzt werden. Das im Rahmen der Forschungsinitiative bearbeitete Projekt BY17GV, mit dem Titel „Emissionsverminderung bei der Effizienz- und Leistungssteigerung von Gasturbinen“, war dem Arbeitskreis „Brennkammern für Gasturbinen“ zugeordnet. Es wurde in Kooperation mit dem Industriepartner Alstom Power GmbH durchgeführt und im Rahmen des Klimaprogramms Bayern 2020 vom Bayerischen Staatsministerium für Wissenschaft, Forschung und Kunst sowie dem Bayerischen Staatsministerium für Wirtschaft, Infrastruktur, Verkehr und Technologie gefördert. Das Forschungsprojekt befasste sich mit der Effizienzverbesserung infolge der Modernisierung vorhandener Gasturbinen, um eine wesentliche Reduktion des Verbrauches fossiler Brennstoffe und eine Reduzierung der Schadstoffemissionen zu erreichen [Bay13].

Nach längerer Betriebszeit ist es üblich, bei stationären Gasturbinen zur Stromerzeugung im Zuge eines Retrofits<sup>1</sup> verbesserte Komponenten einzubauen. Meistens müssen nach solch einem Umbau die wesentlich niedrigeren Emissionsgrenzwerte von Neuanlagen eingehalten werden, so dass eine Effizienzverbesserung und Leistungssteigerung nur unter Weiterentwicklung des Verbrennungssystems realisiert werden kann. Eine Variante zur Reduktion der Stickoxidemissionen war die Verschiebung der Globalluftzahl weiter in den mageren Bereich ohne dabei die Feinmischung zu verbessern. Dabei wurde jedoch ein kontinuierlicher Anstieg des Pulsationsniveaus mit zunehmender Luftzahl beobachtet. Bisher sind die Gründe für diesen Effekt nicht verstanden [LZ98]. Sowohl die lokalen Ungemischtheiten, als auch die Einmischung von Kühlluft in die Primärzone der Brennkammer sind dabei vermutlich von großer Bedeutung. In dem Projekt galt es, Maßnahmen für die Verbesserung der feinskaligen Mischung durch Brennermodifikationen zu finden, sowie den bisher unzureichend geklärten destabilisierenden Einfluss der Primärzonenkühlluft auf die Verbrennungsstabilität von Mehrbrennersystemen zu erforschen.

Der erste Teil des Projektes, der sich mit der Brennermodifikation befasst, wird im Rahmen einer zweiten Dissertation am Lehrstuhl für Thermodynamik an der Technischen Universität München bearbeitet [Sei14]. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem zweiten Teil des Projektes, dem destabilisierenden Einfluss der Primärzonenkühlluft auf das Betriebsverhalten von drallstabilisierten Verbrennungssystemen. Es gilt zu klären, inwieweit die Abmagerung

---

<sup>1</sup> engl.: Retrofit - Modernisierung, Nachrüstung

der Primärzone durch die zusätzlich zur Verfügung gestellte Kühlluft die Emissionswerte positiv beeinflusst, ohne dabei die Verbrennungsstabilität zu beeinträchtigen.

## **1.2 Struktur der Arbeit**

Um zu klären, ob die zusätzlich eingedüste Primärzonenkühlluft Verbrennungspulsationen verstärkt, wurden die Mischungsvorgänge in der Flammenzone analysiert. Da vor allem die lokalen Luftzahlfluktuationen im Verdacht stehen, Auslöser für Verbrennungsinstabilitäten zu sein, mussten zeitlich und räumlich hochaufgelöste Daten gewonnen und analysiert werden. Dazu musste in dieser Arbeit die notwendige Messtechnik implementiert werden, um instationäre Strukturen identifizieren zu können.

In Kapitel 2 wird zunächst der Stand der Technik bei der Kühlluftindüsung von stationären Gasturbinen zusammengefasst. Neben dem charakteristischen Aufbau werden vor allem die bisher bekannten Phänomene bei der Annäherung an die magere Löschgrenze beschrieben. Die Grundlagen zur Charakterisierung turbulenter Strömung sowie eine Übersicht über das Entstehungspotential von Stickoxiden werden kurz erläutert. Nachfolgend werden in Kapitel 3 die Versuchsaufbauten für die, in dieser Arbeit durchgeführten, experimentellen Untersuchungen beschrieben und in Kapitel 4 die dazugehörige Messtechnik erläutert. In Kapitel 5 werden zunächst die Strömungs- und Mischungsfelder der verwendeten Drallbrenner dargestellt. Innerhalb des bearbeiteten Forschungsprojektes wurde durch Brennermodifikation ein neuer generischer Brenner mit verbesserter Feinmischung und höherer Verbrennungsstabilität entwickelt. Der Großteil der hier präsentierten Untersuchungen wurde mit diesem generischen Brenner durchgeführt. Als Referenzfall wurde das aktuell beim Industriepartner eingesetzte Drallbrennerdesign herangezogen. In isothermen Wasserkanaluntersuchungen wurden sowohl die stationären als auch instationären Strömungseigenschaften der Drallbrenner analysiert. Zur Bewertung der Mischungseigenschaften der verwendeten Drallerzeuger wurden die Qualität der Brennstoffeinemischung im Wasserkanal untersucht und im atmosphärischen Verbrennungsversuchsstand die erreichten Emissionswerte zur Validierung der Mischungsergebnisse bestimmt. In Kapitel 6 werden detaillierte isotherme Studien im Wasserkanal zum Eindüsungsverhalten der Kühlluft, ihre Auswirkung auf das Strömungsfeld und

die Mischungseigenschaften in Abhängigkeit von den Geometrieparametern der Kühlluftinjektion ausgewertet. Es werden sowohl zeitlich als auch örtlich hochaufgelöste Daten analysiert. Unter Berücksichtigung der isothermen Erkenntnisse zur Kühlluftindüsung werden in Kapitel 7 Untersuchungen im atmosphärischen Verbrennungsversuchsstand ausgewertet. Es wird der Einfluss der Kühlluftinjektion auf Flammenstabilität, Emissionswerte und akustisches Verhalten bei Annäherung an die magere Löschgrenze untersucht. Um mögliche Einflussfaktoren darzustellen, wurden sowohl Kühlluftmenge als auch das Verbrennungsregime variiert. Das Verbrennungsregime wurde durch Anpassung des Brennstoffanteils von einer fetteren Verbrennung bis hin zur Magerverbrennung an der Löschgrenze eingestellt. In den Untersuchungen wird geklärt, inwieweit die Kühlluftindüsung das Betriebsverhalten beeinflusst. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse in Kapitel 8.

---

## 2 Grundlagen und Stand der Technik

### 2.1 Stationäre Gasturbinen

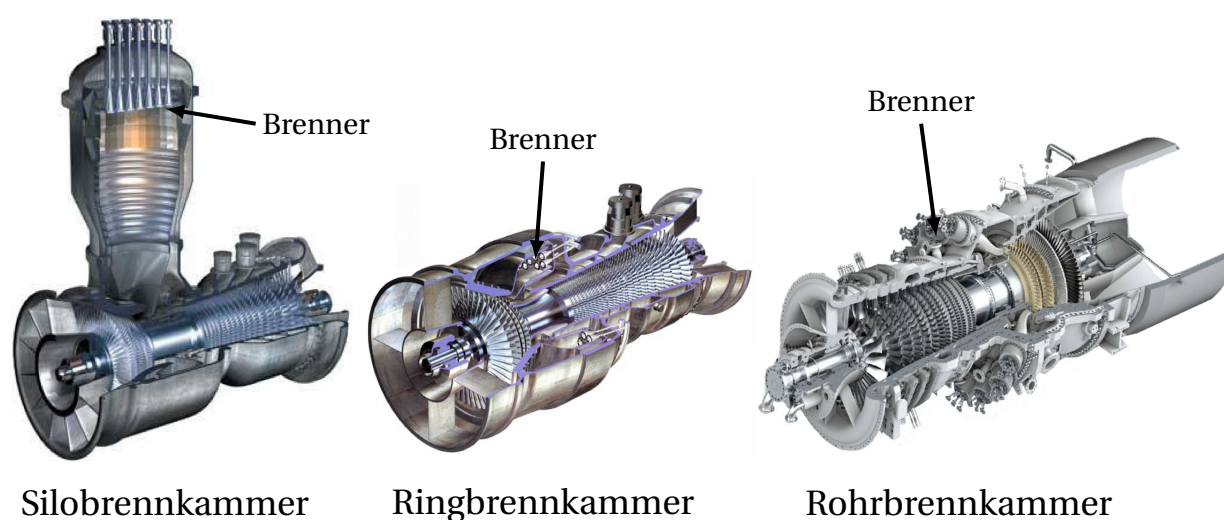
Stand der Technik zur Einhaltung niedriger  $\text{NO}_x$ -Emissionen stationärer Gasturbinen ist die magere Vormischverbrennung mit Flammentemperaturen weit unterhalb der stöchiometrischen Verbrennungstemperatur. Brennstoff und Luft werden dabei bereits vor der eigentlichen Reaktionszone miteinander vermischt. Bei der technischen Umsetzung der mageren Vormischverbrennung ist vor allem die Bereitstellung einer möglichst homogenen Brennstoff-Luft-Mischung sowie der vollständige Ausbrand bei allen Betriebsbedingungen eine Herausforderung. Es muss ein möglichst großer Luftanteil bei der Verbrennung bei gleichzeitig sicherer Flammenstabilisierung und gleichförmiger Temperaturverteilung des Heißgases im Turbineneintritt gewährleistet werden. Zur Flammenstabilisierung müssen Flammenlöschungen, Flammenrückschlag in den Brenner sowie starke Druckpulsationen vermieden werden. Um die Anforderung an geringe  $\text{NO}_x$ -Emissionen zu erfüllen, müssen neben möglichst geringen Flammentemperaturen oberhalb der Löschtemperatur eine möglichst geringe Verweilzeit und ein mageres Verbrennungsregime sichergestellt werden [KHE10].

Bei der Gestaltung von Gasturbinenbrennkammern mit magerer Vormischung gelten nach Joos [Joo06] und Krebs et al. [KHE10] grundsätzlich folgende allgemeine Anforderungen:

- kompakte Bauweise
- Vermeidung von Verbrennungsinstabilitäten und Pulsationen
- niedriger Totaldruckverlust
- Temperaturprofil am Brennkammeraustritt auf die Anforderungen der Turbine abgestimmt
- niedrige Abgasemissionen
- Betrieb mit verschiedenen Kraftstoffen möglich

- niedrige Fertigungs- und Wartungskosten
- hohe Lebensdauer der Komponenten

Die geläufigsten Brennkammerbauarten bei stationären Gasturbinen mit magerer Vormischung sind Silobrennkammern, Ringbrennkammern und Rohrbrennkammern [KHE10, Boy12]. In Abbildung 2.1 sind diese Mehrbrennersysteme exemplarisch dargestellt. Die einzelnen Brenner sind dabei entweder in einer Brennermatrix (siehe Abbildung 2.1-links) im Brennerraum angeordnet oder gleichmäßig um den Umfang verteilt (siehe Abbildung 2.1-Mitte und -rechts).



**Abbildung 2.1:** Brennkammerbauarten von stationären Gasturbinen: Beispiel einer Silobrennkammer (links, Alstom GT11N [MHGG12]), einer Ringbrennkammer (Mitte, Alstom GT13E [DHK07]) und einer Rohrbrennkammer (rechts, Siemens SGT6-500F [Sie13])

Die vergleichsweise großen Silobrennkammern sind vor allem bei älteren Baureihen zu finden, wobei die Ausführung je nach Hersteller verschieden ist. Früher wurden Silobrennkammern mit emissionsreichen Diffusionsbrennern betrieben, die aufgrund hoher Verweilzeiten einen guten Ausbrand ermöglichen. Heute wird diese Betriebsart vorwiegend bei der Verbrennung von Sonderbrennstoffen verwendet. Im Rahmen der Weiterentwicklung der Brennkammern hin zu kompakteren Bauweisen mit niedrigeren Schadstoffemissionen wurden die ursprünglichen Silobrennkammern mit  $\text{NO}_x$ -armen Vormischbrennern ausgestattet. Die Brennkammerkühlung wurde zusätzlich verbessert, so dass die Silobrennkammern mit Vormischbrennern im Vergleich zum Betrieb mit Diffusionsbrennern nun kürzer gestaltet werden konn-



ten. Silobrennkammern zeichnen sich im Allgemeinen durch Einfachheit von Design und Wartung aus.

Moderne Gasturbinen haben meist eine Ring- oder Rohrbrennkammer. Mit diesen Bauformen lässt sich ein möglichst gleichmäßiges Temperaturprofil in Umfangsrichtung am Turbinenentrtritt mit hohen Turbineneintrittstemperaturen realisieren. Durch die kompaktere Bauweise wurden im Vergleich zu den Silobrennkammern die Verweilzeiten weiter verkürzt und die zu kühlenden Oberflächen verringert. Bei Ringbrennkammern sind die einzelnen Brenner gleichmäßig um den Umfang verteilt. In der Entwicklung muss die gesamte Einheit der Ringbrennkammer betrachtet werden, da die Wechselwirkungen der Brenner untereinander eine entscheidende Rolle spielen. Bei der Bauform der Rohrbrennkammer sind hingegen mehrere Rohrbrennkammern um den Umfang der Maschine verteilt. Die Eigenschaften der einzelnen Rohrbrennkammern können mit vergleichsweise geringem Aufwand unter Maschinenbedingungen im Prüfstand getestet werden. Servicezeiten an der Maschine sind deutlich verkürzt, da sich mit geringem Aufwand einzelne Rohrbrennkammern austauschen lassen [KHE10, Boy12]. Ein Überblick über die Entwicklungsstufen von stationären Gasturbinen und Beispiele für die verschiedenen Bauweisen sind in [DHK07, KHE10, Boy12, SEK<sup>+</sup>13] gegeben.

### **Flammenstabilisierung**

Bei Gasturbinen mit magerer Vormischverbrennung ist die Flammenstabilisierung entscheidend für eine hohe Lebensdauer, Betriebssicherheit und Lastwechselfähigkeit der Maschine sowie für die Einhaltung niedriger Emissionsgrenzen. Dazu befindet sich, unabhängig vom Betriebsbereich, eine stabile Flamme an einer ortsfesten Position in der Brennkammer. In den meisten technischen Anwendungen wird die Flamme durch eine Rückstromzone von verbranntem Heißgas stabilisiert. In dem Bereich, in dem das eintretende unverbrannte Gemisch mit dem rezirkulierenden Heißgas in Berührung kommt, wirkt dieses wie eine permanente, sich selbst regenerierende Zündquelle. Von dort propagiert die Flamme ins unverbrannte Gemisch, wobei die lokale Strömungsgeschwindigkeit höher als die lokale Brenngeschwindigkeit ist. Durch die Stabilisierung ist die Flamme resistent gegen Flammenrückschlag, -abheben und -löschen<sup>1</sup>. Ein Flammenrückschlag bezeichnet

---

<sup>1</sup> engl.: flame flashback, liftoff and blowout

den Transport der Reaktionszone stromauf der Strömungsrichtung, wohingegen eine Verschiebung der Reaktionszone stromab als Flammenabheben benannt wird. Flammenlöschen tritt auf, wenn sich dabei die Flamme an keiner festen Position mehr stabilisieren kann. Insbesondere der Flammenrückschlag kann schwerwiegende Beschädigungen an den Bauteilen verursachen [Sat10, SEK<sup>+</sup>13, MK13].

Es bestehen nach Turns [Tur00] verschiedene Möglichkeiten zur aerodynamischen Flammenstabilisierung: Ein Staukörper kann als Flammenhalter fungieren, wobei sich eine starke Rezirkulationszone hinter dem Staukörper ausbildet. Die rezirkulierenden heißen Verbrennungsgase entzünden das unverbrannte Gemisch, so dass sich die Flamme im Nachlauf des Staukörpers stabilisiert. Der Staukörper ist bei dieser Form der Flammenstabilisierung jedoch einer hohen thermischen Belastung ausgesetzt. Ein Überblick über Flammenstabilisierung mit Staukörpern ist in [LSKS07, SLH09, CKRC10] gegeben.

Eine weitere Möglichkeit der Flammenstabilisierung bietet ein Querschnittsprung in Strömungsrichtung. Ähnlich wie beim Staukörper bildet sich hinter dem Querschnittsprung eine Rezirkulationszone aus. In den Scherschichten dieser Ablösezone kann sich die Flamme stabilisieren. Allerdings stehen diese Gebiete bei Gasturbinenbrennkammern meist in Wandkontakt, so dass Wärmeverluste die Reaktion reduzieren. Vor allem bei Brennstoffen mit niedriger Flammgeschwindigkeit ist dabei der Rücktransport heißer Abgase schwach.

Drall- oder Freistrahlinduzierte Rezirkulationsströmungen werden vor allem bei vorgemischten Gasturbinenbrennern zur Flammenstabilisierung eingesetzt. Zur verlässlichen Flammenstabilisierung muss dabei durch die Drallströmung eine möglichst großräumige Rückstromzone mit hohen Geschwindigkeiten entgegen der Hauptströmungsrichtung erzeugt werden. Aufgrund des aerodynamisch erzeugten Wirbelaufplatzens im Zentrum der Strömung entsteht ein Rückstromgebiet mit geringeren Wärmeverlusten. Durch die Drallströmung wird zusätzlich Turbulenz im Bereich der Rezirkulationszone erzeugt, was kompaktere Flammen mit höherer Reaktionsdichte zur Folge hat [Lop90, BL90]. In Kombination mit einer plötzlichen Querschnittserweiterung kann die Position des Wirbelaufplatzens der Drallströmung beeinflusst und stabilisiert werden, so dass sich diese in der Nähe des Brenneraustritts befindet. In Abschnitt 3.1 wird anhand der in dieser Arbeit verwendeten Drall-

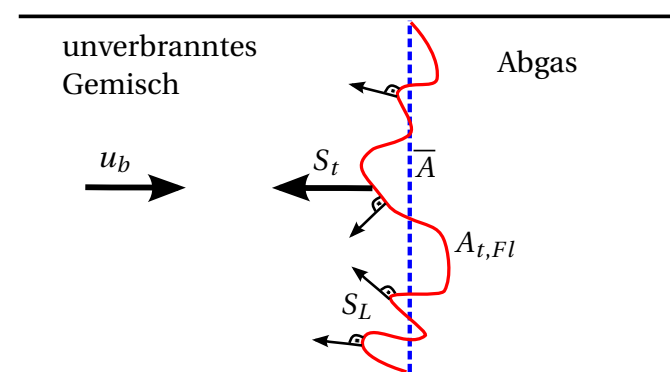
brenner das Funktionsprinzip der aerodynamischen Flammenstabilisierung mittels Drallströmung erläutert [Sat10, SEK<sup>+</sup>13].

### Flammenausbreitung

Zur Bewertung der Flammenausbreitung wird die laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$  herangezogen. Sie beschreibt die Geschwindigkeit, mit der sich die Flamme in einer laminaren Strömung bei eindimensionaler Betrachtung in Richtung des unverbrannten Gemisches bewegt. Dabei beeinflussen Druck, Temperatur, Brennstoffart und Gemischzusammensetzung den Wert von  $S_L$ . Warnatz et al. [WMD06] weisen nach, dass die laminare Flammengeschwindigkeit mit sinkendem Druck und steigender Temperatur größer wird. Mayer [May12] zeigt, dass sowohl die Erhöhung der Brennstoffkonzentration als auch große Mischungsgradienten zu lokal hohen Flammengeschwindigkeiten führen, was die Neigung zu Flammenrückschlag verstärkt. In turbulenten Strömungen, die bei stationären Gasturbinen vorherrschen, wird bei der Bewertung der Flammenausbreitung zudem die turbulente Flammengeschwindigkeit  $S_t$  betrachtet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit steigt dabei durch die Interaktion von turbulenten Wirbeln mit der Flamme. In Gleichung 2.1 ist  $S_t$  nach Turns [Tur00] definiert als:

$$S_t = \frac{A_{t,Fl}}{\bar{A}} S_L \quad . \quad (2.1)$$

Eine schematische Darstellung zur Beschreibung der Zusammenhänge der Flammengeschwindigkeiten ist in Abbildung 2.2 illustriert. Die Anströmgeschwindigkeit  $u_b$  entspricht dem Betrag der turbulenten Flammengeschwindigkeit  $S_t$ . Aufgrund der Turbulenz verwinkelt sich die laminare Flammenfront, so dass sich die Flammenoberfläche vergrößert.  $A_{t,Fl}$  ist also die Gesamtfläche der gewinkelten laminaren Flammenfront und  $\bar{A}$  beschreibt die mittlere turbulente Flammenfront.  $S_t$  ist demnach größer als  $S_L$  und proportional zur größer werdenden Flammenoberfläche. Die Flammengeschwindigkeiten sind senkrecht zur jeweiligen Flammenoberfläche definiert. Zur Berechnung der turbulenten Flammengeschwindigkeit können verschiedene Korrelationen, die in [Tur00] aufgelistet sind, herangezogen werden.



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung zur Flammengeschwindigkeit nach [Tur00]

Der chemische Umsatz des Brennstoffes beginnt bei drallstabilisierten Flammen in den brennernen Zündzonen und breitet sich dann mit der lokalen Brenngeschwindigkeit aus. Durch Erhöhung der turbulenten Flammengeschwindigkeit kann dieser Vorgang beschleunigt werden. Dadurch wird die für den Ausbrand notwendige Zeit verringert, so dass die Baulänge der Brennkammer verkürzt werden kann. Mit steigender Turbulenz nimmt  $S_t$  zunächst bis zu einem Maximum bei hohen Turbulenzintensitäten zu. Jenseits dieses Maximums tritt ein Verlöschen der Flamme ein, da der hohe turbulente Austausch zunächst zu lokalem und dann zu vollständigem Quenchen<sup>2</sup> der Reaktion führt. Eine Umsatzerhöhung vorgemischter Flammen durch Turbulenz kann vor allem über eine Vergrößerung der Flammenoberfläche erzielt werden. Die turbulenten Wirbel erzeugen eine stark zerklüftete Oberfläche und somit ein Aufreißen der Flammenfront. Vor allem bei niedrigen Flammentemperaturen nahe der Löschgrenze können sich jedoch einzelne Gebiete von der Flammenfront abtrennen und isoliert abreagieren.

Neben der Flammenstabilisierung dienen Drallbrenner von stationären Gasturbinen der Erzeugung von Turbulenz am Brenneraustritt. Dies fördert den Umsatz und verbessert die Brennstoff-Luft-Mischung. Durch die Verdrallung der Strömung werden nicht nur in den Scherschichten Turbulenz erzeugt, sondern auch im Strömungszentrum. Neben der Verbesserung des Ausbrands sorgt zudem eine gute Mischung auch für geringere Schadstoffemissionen [SEK<sup>+</sup>13].

<sup>2</sup> engl.: Quenchen - Stoppen der Reaktion

### 2.1.1 Grundlagen der Flammendynamik in stationären Gasturbinen

Mit der Einführung schadstoffarmer Magerverbrennung in stationären Gasturbinen (DLE-Verbrennung<sup>3</sup> in LNGT<sup>4</sup>) wurden vermehrt Probleme mit der Verbrennungsstabilität, auch als thermoakustische Instabilitäten bezeichnet, beobachtet. Aufgrund der mageren Vormischung treten beim DLE-Betrieb, im Gegensatz zum Betrieb mit Diffusionsbrennern, in der Brennkammer keine große Mischungsgradienten auf, welche die Flamme zusätzlich stabilisieren würden. Die Flamme wird dadurch sehr empfindlich gegenüber Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit sowie des Äquivalenzverhältnisses<sup>5</sup>. In Gasturbinenbrennkammern mit Diffusionsbrennern wirkt die zusätzliche Luft, die über die Linerkühlung eintritt, als akustischer Dämpfer. Da bei der DLE-Verbrennung die gesamte Luft durch den Brenner geführt wird, um eine ausreichend magere Brennstoff-Luft-Mischung zu erzielen, fehlt die Dämpfungswirkung der Linerkühlung. Die auftretenden Brennkammerpulsationen können, neben der Störung eines stabilen Betriebes, schwere Schäden an den Bauteilen verursachen [Kel95, ZL06].

Die Instabilitäten beruhen vorwiegend auf der Interaktion von Druckpulsationen und instationärer Wärmefreisetzung in der Brennkammer. Zur Entstehung von Flammeninstabilitäten wurde von Lord Rayleigh [Ray78] festgestellt, dass Druckschwingungen verstärkt werden, wenn Wärme zum Zeitpunkt des größten Druckes zugeführt wird oder aber zum Zeitpunkt des geringsten Druckes abgeführt wird. Findet die Wärmefreisetzung jedoch zum Zeitpunkt des geringsten Druckes oder aber der Wärmeentzug am Druckmaximum statt, so wird die Druckschwingung gedämpft. Dies ist im sogenannten Rayleigh-Kriterium, welches den Zusammenhang zwischen Wärmefreisetzung und Akustik beschreibt, nach Putnam et al. [PD54] in der räumlichen Integration definiert als:

$$R(x, y, z) = \int_V \int_{T_f} q'(t, x, y, z) p'(t, x, y, z) dt dV \quad . \quad (2.2)$$

Dabei beschreibt  $p'$  die Druckfluktuationen und  $q'$  sind die Fluktuationen der Wärmefreisetzung. Ist der Rayleigh-Index positiv ( $R > 0$ ), so wird Energie über

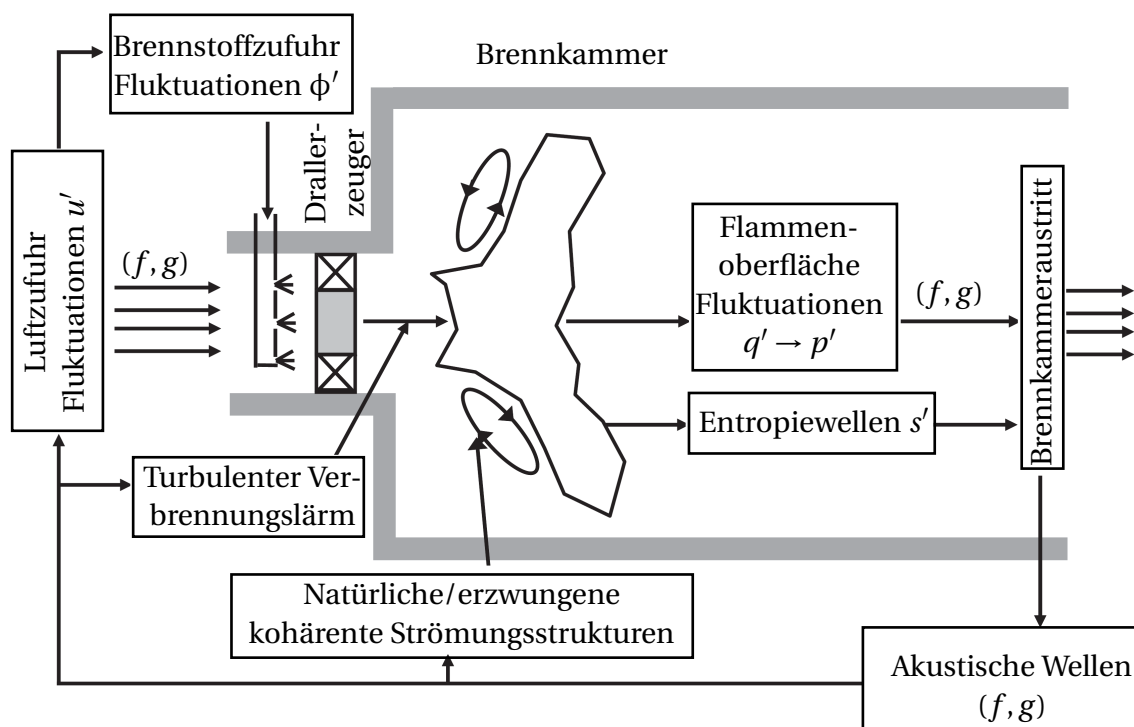
<sup>3</sup> engl.: DLE - dry low emission

<sup>4</sup> engl.: low NO<sub>x</sub> gas turbine

<sup>5</sup> Äquivalenzverhältnis: Kehrwert der Luftzahl  $\lambda$ , Berechnung siehe Abschnitt 4.4.4

eine Periode  $T_f$  der akustischen Schwingung zugeführt und das Auftreten von Instabilitäten ist möglich. Bei einem negativen Rayleigh-Index ( $R < 0$ ) wirkt die Wärmefreisetzung dämpfend auf die akustische Schwingung. Das Rayleigh-Kriterium ist eine notwendige aber nicht hinreichende Bedingung für die Entstehung und Aufrechterhaltung thermoakustischer Schwingungen.

In [DSDC06, Ale09, Sat10] sind mögliche Mechanismen, welche Verbrennungsinstabilitäten in einer Gasturbinenbrennkammer mit magerer Vormischverbrennung antreiben können, beschrieben. Unabhängig vom Anregungsmechanismus wird grundlegend zwischen zwei Ursachen für die Kopplung von fluktuierender Wärmefreisetzung und Systemakustik unterschieden: Die Schwingungen werden entweder durch die chemischen Umsatzenschwankungen der Flamme, resultierend aus Brennstoff-Luft-Gemischschwankungen oder Massenstromschwankungen, oder aber aufgrund von Strömungsinstabilitäten, wie z.B. periodische Wirbelablösungen, verursacht [Aue05]. Eine schematische Übersicht der Mechanismen ist in Abbildung 2.3 nach [Ale09] gezeigt.



**Abbildung 2.3:** Mechanismus der Verbrennungsinstabilitäten in einer Gasturbinenbrennkammer nach [Ale09]

Bei der akustischen Betrachtung einer Gasturbinenbrennkammer wird in die Zufuhrseite von Luft und Brennstoff sowie in den Bereich der Brennkammer unterschieden. Die Bereiche sind in Form von Schnelle- (Geschwindigkeit) und Druckschwankungen  $u'$  und  $p'$  akustisch miteinander gekoppelt [Ale09]. Die akustischen Eigenschaften werden bei den betrachteten niedrigen Frequenzen anhand von vorwärts ( $f$ ) und rückwärts ( $g$ ) laufenden Wellen, auch Riemann-Invarianten genannt, beschrieben [PHV97].

Eine geringe Störung des Strömungsfeldes am Ausgang des Drallerzeugers verursacht Fluktuation der Flammenoberfläche. Diese induzieren Schwankungen der Wärmefreisetzung  $q'$ . Dadurch kommt es zu Fluktuationen bei der Volumenausdehnung, was Druckschwankungen erzeugt [SBG<sup>+</sup>04, DSDC06]. Diese Fluktuation werden in Form von  $f$  und  $g$  mit Schallgeschwindigkeit zum Brennkammerende transportiert und dort zur Flammenzone zurück reflektiert. Die Stärke der reflektierten Wellen ist dabei abhängig von den akustischen Randbedingungen des Brennkammeraustritts. Generell ist das Ausmaß jedoch sehr gering im Vergleich zum turbulenten Verbrennungslärm der Flammenfront und beeinflusst nicht direkt die Wärmefreisetzungsfrequenzen. Stattdessen wandern die akustischen Wellen stromauf durch den Brenner ins Plenum und modulieren dort die Brennstoff- und Luftzufuhr. Auch hier ist das Ausmaß von den akustischen Randbedingungen der Zufuhrseite abhängig [Ale09, Sat10]. Die zurück transportierten akustischen Wellen induzieren Schwankungen der Geschwindigkeit  $u'$  und des Äquivalenzverhältnisses  $\phi'$  im Brenner. Es ergibt sich somit ein geschlossener Wechselwirkungskreis, da diese Störungen wiederum die Wärmefreisetzung beeinflussen können.

Die Geschwindigkeitsfluktuationen können bereits vorhandene Scherschichtstörungen, die beispielsweise durch Strömungsablösung entstehen, verstärken. Es treten großskalige kohärente Wirbel auf, deren lokale Verbrennung die Turbulenz der Strömung verstärken können. Die kohärenten Wirbelstrukturen werden mit der Hauptströmung transportiert und induzieren zudem Schwankungen der Flammenoberfläche [SEP<sup>+</sup>89, PWG98]. Schwankungen des Äquivalenzverhältnisses  $\phi'$  beeinflussen deutlich die Wärmefreisetzungsraten in der Flammenzone. Lieuwen et al. [LTJZ01] zeigen, dass die Fluktuationen von  $\phi'$  sowie die Verbrennung bei kohärenten Wirbelstrukturen bei mageren Vormischbrennern eine deutliche destabilisierende Wirkung auf die thermoakustischen Eigenschaften des Systems

haben. Schuermans et al. [SBG<sup>+</sup>04] bestätigen diese Erkenntnis. In einer kombinierten experimentellen und theoretischen Analyse untersuchen sie die Thermoakustik eines drallstabilisierten Vormischbrenners in Maschinengröße. Sie entwickeln ein Modell zur Beschreibung der thermoakustischen Interaktionen, das sowohl den Einfluss des Äquivalenzverhältnisses als auch die Wirbelstärke der Strömung berücksichtigt. Die Fluktuationen der Wärmefreisetzung erzeugen Temperaturschwankungen, die in Fluktuationen von Entropiewellen  $s'$  resultieren. Es entstehen lokale Dichtefluktuationen, welche mit dem akustischen Feld interagieren können [Sat03]. Je nach Phasenlage von Wärmefreisetzung und Druckschwankungen nehmen die Verbrennungsinstabilitäten zu oder ab (siehe dazu Gleichung 2.2). Turbulenter Verbrennungslärm wird auch ohne akustische Rückkopplung in Form eines breitbandigen Lärmpegels aufgrund der lokalen Fluktuation der Wärmefreisetzung erzeugt. Bei vorgemischten Flammen ist dabei die lokale zeitliche Änderung der Flammenoberfläche die Quelle des Verbrennungslärms [Sat10]. Wäsle gibt in [Wäs07] einen ausführlichen Überblick über Verbrennungslärm bei turbulenten Vormischflammen.

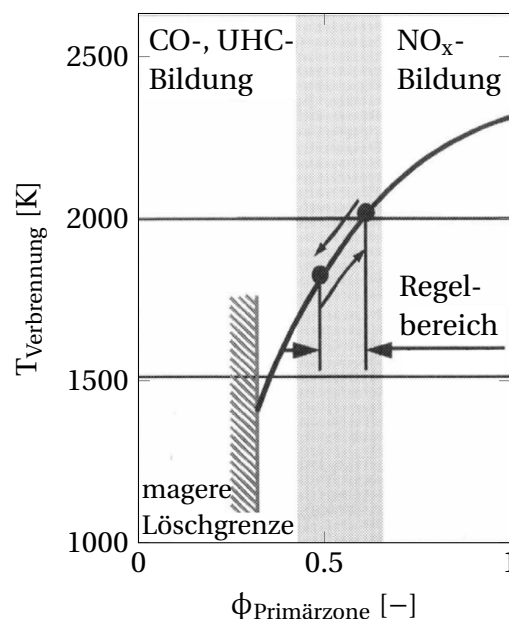
Zur Analyse und Beschreibung der Thermoakustik in Brennkammern stationärer Gasturbinen werden verschiedene theoretische und experimentelle Ansätze verwendet, die zusammenfassend in der Arbeit von Alemela [Ale09] beschrieben werden. Gasturbinen sind komplexe thermoakustische Systeme, die durch Netzwerkmodelle vereinfacht dargestellt werden können. Dabei wird das akustische System in einzelne Elemente zerlegt, deren Eigenschaften mathematisch durch eine sogenannte Transfermatrix beschrieben werden können. Die Transfermatrix verknüpft die Frequenzspektren von in das System einlaufenden mit aus dem System auslaufenden Signalen. Die einzelnen Elemente werden durch die akustischen Variablen  $u'$  und  $p'$  miteinander gekoppelt. Aufgrund der Komplexität wird die Brennertransfermatrix dabei meist beim Betrieb ohne Verbrennung bestimmt. Die Flammentransferfunktion (FTF) wird durch Bestimmung des Übertragungsverhaltens zwischen akustischer Schnelle am Brennermund und integraler Wärmefreisetzung ermittelt. Bei der Integration ins Netzwerkmodell werden die Transfermatrizen von Brenner und Flamme kombiniert. Fischer [Fis04] gibt einen ausführlichen Überblick über die Netzwerkmodellierung. Basierend auf dem Netzwerkmodell können nun Stabilitätsuntersuchungen des akustischen Systems durchgeführt werden [PPS97]. Neben der experimentellen Ermittlung der akusti-



schen Systemvariablen lassen sich auch mittels CFD<sup>6</sup>-Berechnung die akustischen Eigenschaften eines Verbrennungssystems bestimmen. In den Arbeiten von Polifke, Paschereit et al. [PP98a, PP98b, PPSM02] sind die experimentelle und theoretische Bestimmung der Transfermatrizen für Gasturbinenbrenner mit magerer Vormischung gezeigt.

### 2.1.2 Magere Löschgrenze

Die vorgemischte drallstabilisierte Verbrennung nahe der mageren Löschgrenze bietet ein sehr hohes Potential für Ultra-Low-NO<sub>x</sub>-Verbrennung. Insbesondere bei stationären Gasturbinen wird zur Einhaltung von niedrigen Emissionsniveaus eine Magerverbrennung gasförmiger Brennstoffe (DLE) technisch umgesetzt. Aufgrund der relativ langen Zündverzugszeit von Erdgas kann die Luft mit dem Brennstoff vorgemischt werden und es können niedrige Verbrennungstemperaturen erzielt werden. Der NO<sub>x</sub>-arme Betriebsbereich bei der ungestuften Magerverbrennung beschränkt sich jedoch auf Bereiche mit einem Äquivalenzverhältnis um  $\phi \approx 0.5$  (siehe Abbildung 2.4) [Joo06].

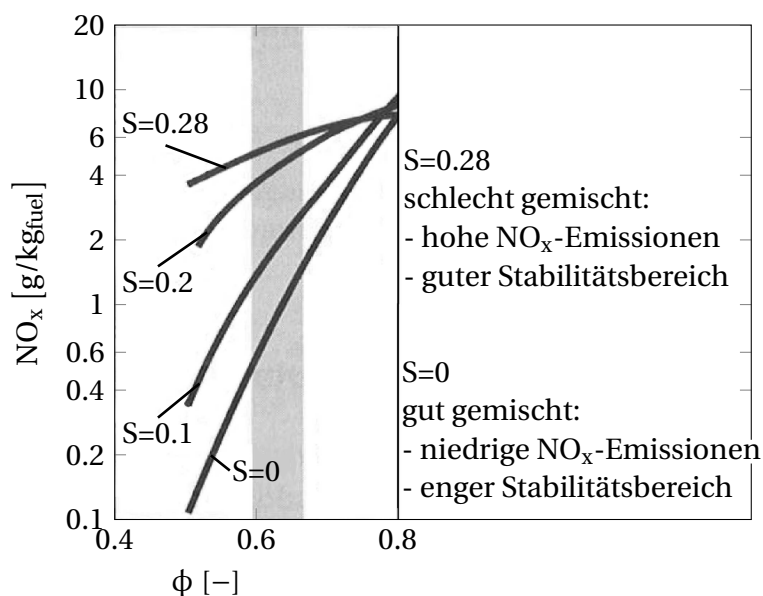


**Abbildung 2.4:** Betriebsbereich einer DLE-Brennkammer nach [Joo06]

Das Potential für niedrige NO<sub>x</sub>-Emissionen hängt bei der Magerverbrennung vor allem von der Homogenität der Brennstoff-Luft-Mischung ab (siehe dazu auch Abschnitt 2.3). Minimale NO<sub>x</sub>-Werte erfordern eine sehr ho-

<sup>6</sup> engl.: CFD - computational fluid dynamics

he Mischungsqualität, was in Abbildung 2.5 illustriert ist. In der technischen Anwendung verursachen lokale Schwankungen des Äquivalenzverhältnisses Fluktuationen der Wärmefreisetzung. Dies hat einen nachteiligen Effekt auf die  $\text{NO}_x$ -Emissionen und kann die Flammenstabilität beeinflussen [Joo06].



**Abbildung 2.5:** Abhängigkeit der  $\text{NO}_x$ -Bildung von der Gasgemischtheit  $S$  nach [Joo06]

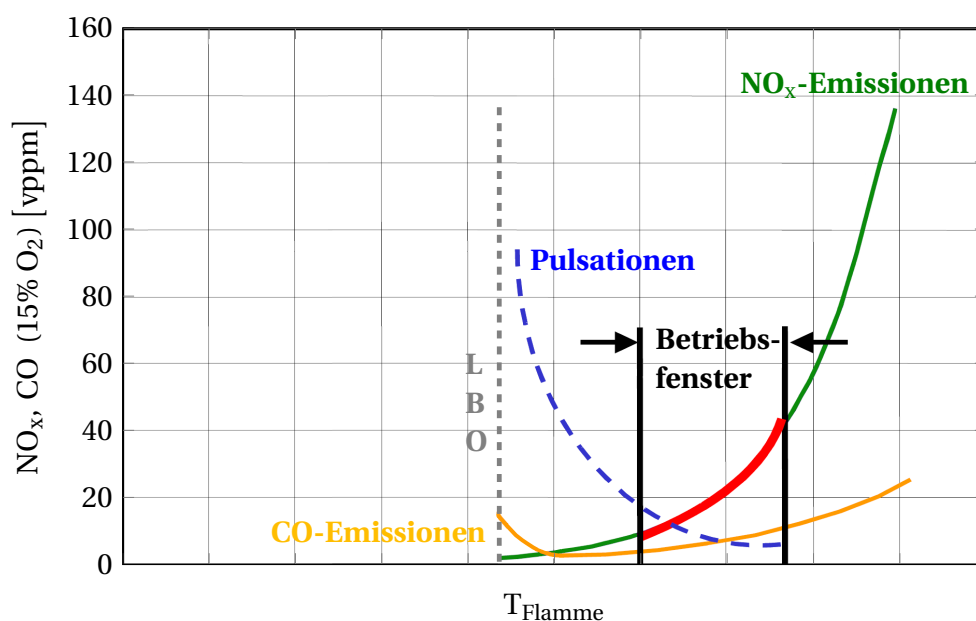
Der Betriebsbereich der mageren Vormischverbrennung befindet sich nahe der mageren Löschgrenze (LBO)<sup>7</sup>. Bei Annäherung des Äquivalenzverhältnisses an die magere Löschgrenze reißt die Flammenfront aufgrund stärker werdender lokaler Löschvorgänge immer mehr auf. Lokales Flammenlöschen wird dabei vor allem durch Ungemischtheiten der Reaktanden verursacht und vermindert die kontinuierliche Zündung bis ein globales Flammenlöschen eintritt. Aufgrund lokaler Fluktuationen der Wärmefreisetzung können verbrennungsinduzierte Pulsationen auftreten. Diese können unter anderem durch kohärente Strömungsstrukturen oder durch die lokalen Ungemischtheiten in der Flammenfront induziert werden [Sat10].

Bisher gibt es nur wenige experimentelle Studien [CA96, LNZ98, VPS<sup>+</sup>99], die den Einfluss des Äquivalenzverhältnisses auf Verbrennungsinstabilitäten nahe der mageren Löschgrenze untersuchen. Lieuwen et al. [LNZ98] zeigen, dass insbesondere die Ungemischtheit der Reaktanden einen massiven Anstieg der Wärmefreisetzungsschwankung hervorruft. Diese Schwankungen können als Trigger für Verbrennungsinstabilitäten fungieren. In [LZ98] ent-

<sup>7</sup> engl.: LBO - lean blowout

wickeln Lieuwen et al., basierend auf der Arbeit von [LNZ98], ein theoretisches Modell, um das Auftreten dieser Verbrennungsinstabilitäten in LNGT vorhersagen zu können. Bei der Modellierung ist die genaue Beschreibung der Randbedingungen wesentlich. Die Schwankungen des Äquivalenzverhältnisses, die eine Erhöhung der Wärmefreisetzungsschwankungen verursachen, sind bei mageren Betriebsbedingungen deutlich höher als bei stöchiometrischen. Sind diese Fluktuationen in Phase mit den lokalen Druckpulsationen, so verstärken sich die Verbrennungsinstabilitäten (siehe auch Abschnitt 2.1.1). Die Modellbildung wird durch experimentelle Ergebnisse von Richards et al. [RJ98] bestätigt. Cohen et al. [CA96] berichten, dass bei Annäherung an die magere Löschgrenze Verbrennungsinstabilitäten auftreten. Diese sind bei sinkendem Äquivalenzverhältnis unter anderem in einer stärker werdenden Veränderung der Flammenfront sichtbar. Form und Position der Flammenfront fluktuieren so stark, dass die Verbrennung destabilisiert wird und es bis hin zum Flammenlöschen kommen kann. Die auftretenden niederfrequenten Schwingungen besitzen dabei eine große Amplitude. Muruganandam et al. [MNS<sup>+</sup>05] zeigen in ihren Studien, dass das magere Flammenlöschen von Fluktuationen des lokalen Äquivalenzverhältnisses und demzufolge Wärmefreisetzungsschwankungen beeinflusst ist. In [CGTM89, SLS96] werden, insbesondere unter schlechten Mischungsbedingungen, erhöhte Verbrennungsschwingungen nahe der mageren Löschgrenze identifiziert. Diese Fluktuationen können von transienten Effekten wie Strömungsinstabilitäten und großskaligen turbulenten Strukturen überlagert werden.

Die Abhängigkeit der Emissionen und Pulsationen vom Betriebsbereich ist nach [SUG<sup>+</sup>06, Boy12] in Abbildung 2.6 illustriert. Es sind sowohl die NO<sub>x</sub>-Emissionen als auch die CO-Emissionen in Abhängigkeit von der Flammentemperatur aufgetragen. Ein mageres Verbrennungsregime weist geringere Flammentemperaturen auf. Mit steigender Flammentemperatur bzw. fetter werdenden Verbrennungsregime steigen die NO<sub>x</sub>-Emissionen deutlich an. Die Pulsationen sind hingegen nahe der mageren Löschgrenze am höchsten und reduzieren sich mit fetter werdender Verbrennung. Das Betriebsfenster von stationären Gasturbinen ergibt sich beim Betrieb nahe der mageren Löschgrenze demnach aus dem Kompromiss von niedrigem Emissions- und Pulsationsniveau.



**Abbildung 2.6:** Emissionsbildung und Betriebsbereich bei magerer Vormischung nach [SUG<sup>+</sup>06, Boy12]

### 2.1.3 Kühlluft bei stationären Gasturbinen

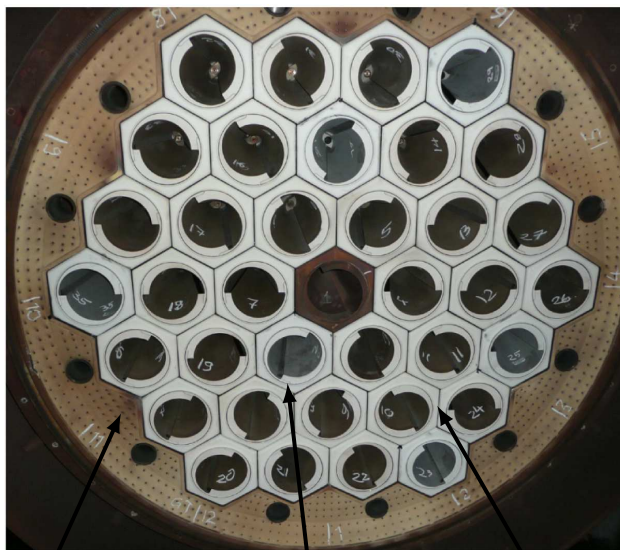
In stationären Gasturbinen wird ein Teil der Hauptluft, die den Kompressor verlässt, vor dem Eintritt in die Brennkammer für Kühlungszwecke der Bauteile abgezweigt. Bei der technischen Auslegung von Brennkammern wird entweder die offen oder die geschlossen gekühlte Brennkammer umgesetzt. Bei der offen gekühlten Brennkammer wird die Kühlluft direkt über die Flammrohrwand eingeleitet. Bei der geschlossenen Kühlung wird die Luft über eine Prallkühlung in konvektive Kühlkanäle der Brennkammerwand geleitet. Anschließend wird die Kühlluft der Brennerluft zugegeben. Diese Anordnung resultiert jedoch in einem höheren Gesamtdruckverlust der Brennkammer [KHE10]. Bei Gasturbinen mit Mehrbrenneranordnung und Silobrennkammern wird allgemein unterschieden zwischen [DHK07]:

- Prallkühlung der Brennerstirnseite
- Kühlung der äußeren Frontplatte in der die Brenner befestigt sind
- Brennerzwischenraumkühlung<sup>8</sup>
- Linerkühlung der Brennkammerwände

<sup>8</sup> engl.: leakage air

Diese Arbeit untersucht den Effekt der Brennerstirnseitenkühlung, welche hier allgemein als Frontplattenkühlung bezeichnet wird. In der Maschinenanwendung wird die Stirnseite der Drallbrenner durch Prallkühlung von stromauf gekühlt. Die verwendete Kühlluft wird danach durch Öffnungen nahe des Brenneraustrittes kontrolliert in die Primärzone der Brennkammer eingelassen. In Abbildung 2.7-(a) ist beispielhaft die Brennerfront einer Silobrennkammer gezeigt. Es sind deutlich die Kühlluftschlitz am Brenneraustritt erkennbar, durch die die verwendete Prallkühlungsluft in die Brennkammer geleitet wird. Desweiteren sind die Öffnungen der Frontplattenkühlung im Außenbereich der Brennerfrontplatte sowie die Kühlöffnungen der Brennerzwischenräume gekennzeichnet. Ein Detailschema der Prallkühlung ist in Abbildung 2.7-(b) skizziert. Die Kühlluft wird auf der Plenumsseite durch die Prallkühlungslöcher gezielt auf die Frontkacheln geleitet. Die erhitzte Kühlluft wird dann durch Zwischenraumöffnungen bzw. Kühlluftöffnungen kontrolliert in die Brennkammer eingeleitet. Abbildung 2.7-(c) zeigt das charakteristische Flammenbild einer Silobrennkammer bei magerer Verbrennung.

(a): Brennerfront

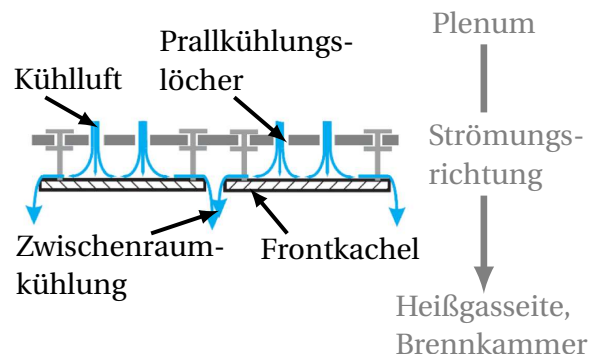


Kühlung,  
äußere  
Frontplatte

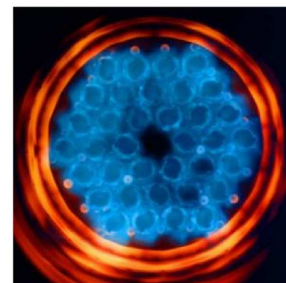
Kühlluftschlitz,  
Brenner

Kühlung, Brenner-  
zwischenraum

(b): Prallkühlung



(c): Flammenbild



**Abbildung 2.7:** Brennermatrix der Silobrennkammer Alstom GT11N - (a): Brennerfront [MHGG12], (b): Schema der Prallkühlung nach [FKB<sup>+</sup>09], (c): Flammenbild [KHE10])

Diese Arbeit ist auf den Einfluss der Kühlluft auf die Verbrennung in der Primärzone fokussiert. Bei der gestalterischen Umsetzung im Prüfstand wurde daher auf die Implementierung der Prallkühlung verzichtet und die Kühlluft direkt nach der Abzweigung von der Hauptströmung durch die Kühlluftöffnungen in der Frontplatte in die Brennkammer geleitet. Da in dieser Arbeit nur ein Einzelbrenner untersucht wird, wird hier mit Frontplatte die Stirnseite des Brenners bezeichnet, die die Eintrittsebene der Brennkammer bildet. Bei der technischen Anwendung wird die vom Kompressor zur Verfügung gestellte Gesamtluftmenge in Kühlluft und Verbrennungsluft aufgeteilt [FKB<sup>+</sup>09]. In Anlehnung daran wird auch in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchen die Gesamtluft  $\dot{m}_{ges}$  unterteilt in:

$$\dot{m}_{ges} = \dot{m}_B + \dot{m}_K = \text{const.} \quad (2.3)$$

Dabei ist  $\dot{m}_B$  die Brennerhauptluft, die durch den Brenner geführt wird und  $\dot{m}_K$  ist die Kühlluft, die durch die Kühlluftinjektoren geleitet wird. Die Gesamtluftmenge  $\dot{m}_{ges}$  ist konstant. Eine Variation des Kühlluftmassenstroms beeinflusst somit auch immer die Menge der Brennerhauptluft. Die zur Verfügung stehende Kühlluft ist somit begrenzt, da ein Anstieg der Kühlluftmenge eine Reduktion der Brennerhauptluft zur Folge hat.

### **Kühlluftindüsung beim Betrieb nahe der mageren Löschgrenze**

Die in die Primärzone eingedüste Kühlluft mischt sich teilweise mit der Drallströmung der vorgemischten Reaktanden aus dem Brenner bevor die Verbrennungsreaktion abgeschlossen ist. Dies reduziert das effektive Äquivalenzverhältnis der Flamme und kann dabei durch die Abmagerung einen vorteilhaften Effekt auf die entstehenden NO<sub>x</sub>-Emissionen haben. Gleichzeitig erhöhen Fluktuationen des Äquivalenzverhältnisses in der Flamme, die von der Kühlluftindüsung hervorgerufen werden, potentiell die Wärmefreisetzungsschwankungen und beeinflussen somit die Flammenstabilität. Diese Effekte wurden bisher noch nicht ausführlich untersucht. Es wird jedoch allgemein angenommen, dass die zusätzliche Verdünnung der Primärzone die Wärmefreisetzungsschwankungen verstärken und diese einen größeren Einfluss auf die Verbrennungsstabilität ausüben als die Ungemischtheit des Brennstoff-Luft-Gemisches der Brennerdrallströmung. Es gilt nun zu klären, ob die Vorteile der direkten Kühlluftindüsung überwiegen oder ob die Kühlluftindüsung

sung einen negativen Effekt auf die Verbrennung ausübt. Von besonderem Interesse ist es, ob das Äquivalenzverhältnis in der Flammenzone nahe der mageren Löschgrenze weiter reduziert werden kann, ohne dass Verbrennungsinstabilitäten auftreten.

## 2.2 Charakterisierung turbulenter Strömung

In Abhängigkeit von den vorherrschenden Trägheits- und Zähigkeitskräften werden Strömungen in turbulent oder laminar unterteilt, wobei die Unterteilung basierend auf der charakteristischen Kenngröße der Reynolds-Zahl ( $Re = u L/\nu$ ) erfolgt. Turbulente Strömungen sind durch eine hohe Reynoldszahl, stochastische Geschwindigkeitsfluktuationen in Raum und Zeit, sowie der Bildung und Dissipation von Wirbelstrukturen gekennzeichnet [TL72]. Zur Charakterisierung turbulenter Strömung werden in dieser Arbeit experimentelle Messdaten statistisch ausgewertet. Nachfolgend werden die Grundlagen der hier verwendeten Methoden wiedergegeben. Neben den zeitlichen und räumlichen Mittelwerten interessieren vor allem die Schwankungsgrößen, um die instationären Strömungscharakteristiken zu beschreiben.

### Standardabweichung

Die Schwankungsintensität einer turbulenten Strömung  $u'$  werden durch den zeitlichen Mittelwert und die zugehörige Standardabweichung der Strömungsgröße (hier: Geschwindigkeit  $u$ ) charakterisiert. Die Standardabweichung  $\sigma$  zum Mittelwert  $\bar{u}$  ist der mittlere quadratische Fehler der Einzelmessungen und ist definiert als:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (u_i - \bar{u})^2} . \quad (2.4)$$

Der zeitliche Mittelwert  $\bar{u}$  ergibt sich dabei aus der Mittelung aller  $n$  Einzelwerte  $u_i$ .

### Turbulenzintensität

Eine weitere charakteristische Größe zur Beschreibung turbulenter Strömungseigenschaften ist die Turbulenzintensität der Strömung. Dazu werden die Summen der Fehlerquadrate (RMS)<sup>9</sup> der fluktuierenden axialen  $\overline{u'_{ax}}$  und radialen  $\overline{u'_{rad}}$  Geschwindigkeitskomponenten berechnet:

$$RMS_{u_{ax}u_{rad}} = \sqrt{0.5 \left( \overline{u'^2_{ax}} + \overline{u'^2_{rad}} \right)} . \quad (2.5)$$

Die Turbulenzintensität ergibt sich dann aus der normierten Schwankungsgröße:

$$Tu = \frac{RMS_{u_{ax}u_{rad}}}{u_{ref}} . \quad (2.6)$$

### Turbulente Skalen

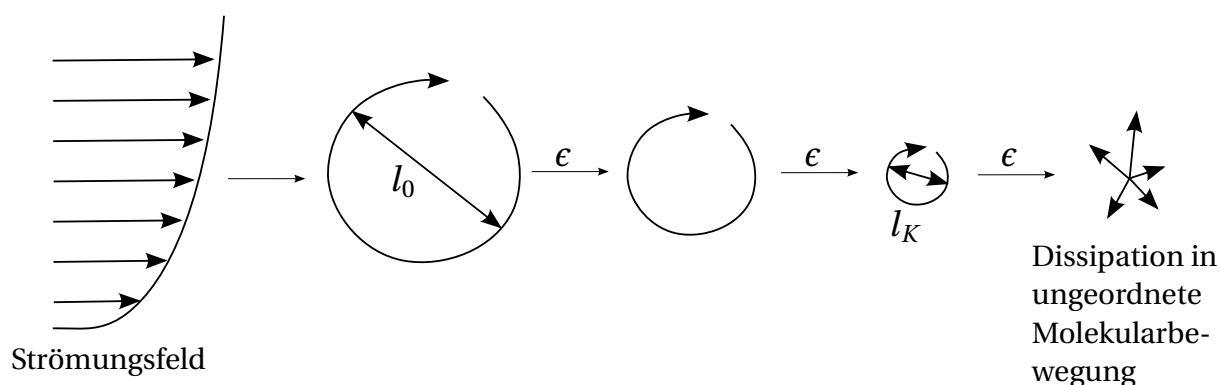
Turbulente Strömungen können durch charakteristische Längen- und Zeitmaße, den turbulenten Skalen, charakterisiert werden. Dabei beschreiben die Längenmaße die geometrische Ausdehnung der Wirbel und die korrespondierenden Zeitmaße die Zeit einer Wirbelumdrehung. Der Energiegehalt, der in der turbulenten Bewegung einer Strömung enthalten ist, wird als turbulente kinetische Energie  $k$  bezeichnet. Unter der Annahme von isotroper Turbulenz wird diese nach Peters [Pet00] definiert als:

$$k = \frac{3}{2} \overline{u'^2} . \quad (2.7)$$

In turbulenten Strömungen findet ein stetiger Transfer der kinetischen Energie von großen Wirbelstrukturen zu kleineren Wirbelklassen statt. Durch Scherung zerfallen große Wirbel immer weiter zu kleineren Wirbeln. Bei den kleinsten Wirbeln geht die kinetische Energie durch viskose Dissipation  $\epsilon$  in innere Energie der Strömung über. Es herrscht dabei ein statistisches Gleichgewicht zwischen der Produktion großer Wirbel und dem Zerfall kleiner Wirbel. Dies wird als Hypothese der Wirbelkaskade bezeichnet und ist in Abbildung 2.8 illustriert. Die Größe der Wirbel wird durch charakteristische Längenmaße nach Peters [Pet00] und Turns [Tur00] beschrieben.

---





**Abbildung 2.8:** Wirbelzerfall in einem Kaskadenprozess nach [Por03]

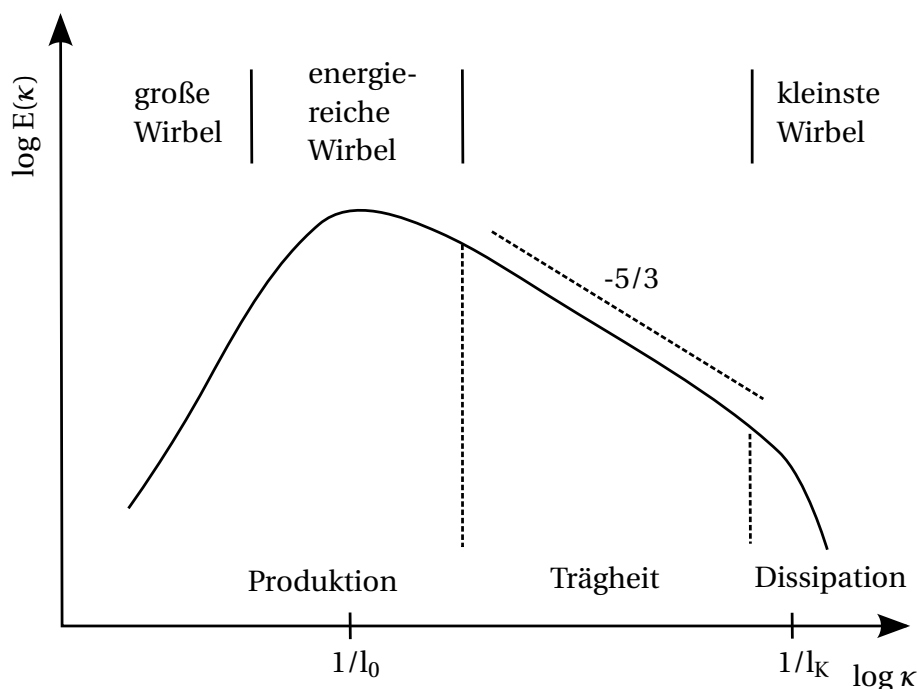
Das Spektrum der Wirbelgrößen ist durch das größte geometrische Längenmaß der Strömung  $L$  und dem Kolmogorov-Längenmaß  $l_K$  der kleinsten auftretenden Wirbel beschränkt. Die Energiedichte der Wirbel nimmt exponentiell mit der Wellenzahl  $\kappa$  ab, wobei folgende proportionale Beziehung gilt:

$$E(\kappa) \sim \kappa^{-5/3} \quad . \quad (2.8)$$

Die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie lässt sich mittels der sogenannten Energiekaskade in Abbildung 2.9 schematisch darstellen. Die Energiedichte ist in Abhängigkeit von der Wirbelgröße aufgetragen und reicht vom integralen Längenmaß  $l_0$  bis zum Kolmogorov-Längenmaß  $l_K$ . Die charakteristische Länge  $L$  ist das größte Längenmaß und beschreibt den größten möglichen Wirbel. Im Allgemeinen ist dieses Längenmaß durch die Geometrie bestimmt und ist hier der Brenneraustrittsdurchmesser  $D_b$ . Das integrale Längenmaß  $l_0$  beschreibt die mittlere Größe der Wirbel, die den höchsten Energiegehalt an turbulenter kinetischer Energie beinhalten. Diese Wirbel besitzen eine geringe Frequenz und große Wellenzahl  $\kappa$ . Das integrale Längenmaß ist kleiner als  $L$ , liegt aber in der gleichen Größenordnung. Das integrale Längenmaß lässt sich mit dem Integral der Korrelationsfunktion nach Peters [Pet00] beschreiben:

$$l_0 = \int_0^\infty f(r, t) dr \quad , \quad (2.9)$$

<sup>9</sup> engl.: RMS - Root Mean Square



**Abbildung 2.9:** Schematische Darstellung des turbulenten Energiespektrums als Funktion der Wellenzahl  $\kappa$  nach [Pet00]

mit

$$f(r, t) = \frac{\overline{u'(0, t) u'(r, t)}}{\overline{u'^2(t)}} \quad (2.10)$$

Das korrespondierende charakteristische Zeitmaß ist definiert als die notwendige Zeit für eine Umdrehung eines Wirbels des Durchmessers  $l_0$  mit einer Geschwindigkeit von  $u'$ . Es lässt sich auch als das Verhältnis der turbulenten kinetischen Energie  $k$  zur Dissipationsrate  $\epsilon$  beschreiben:

$$\tau_t = \frac{l_0}{u'} = \frac{k}{\epsilon} \quad (2.11)$$

Basierend darauf lässt sich die turbulente Reynoldszahl definieren als:

$$Re_t = \frac{u' l_0}{\nu} \quad (2.12)$$

Das Kolmogorov-Längenmaß  $l_\kappa$  beschreibt die kleinsten in turbulenten Strömungen auftretenden Wirbel. Die viskosen Kräfte sind bei der turbulenten Be-

wegung dieser Wirbel ähnlich den Trägheitskräften. Die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie in innere Energie der Strömung erfolgt aufgrund von Viskositätseffekten. Das Längenmaß ist definiert als:

$$l_K = \left( \frac{v^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (2.13)$$

Das korrespondierende Zeitmaß ist:

$$\tau_K = \left( \frac{v}{\epsilon} \right)^{1/2} . \quad (2.14)$$

Das Taylor-Längenmaß  $l_\lambda$  ist ein Zwischenmaß zwischen integralem und Kolmogorov-Längenmaß:

$$l_\lambda = \frac{u'}{\left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right]^{1/2}} = \left( 15 v \frac{u'^2}{\epsilon} \right)^{1/2} . \quad (2.15)$$

Der Zusammenhang zwischen integralem und Kolmogorov-Längenmaß lässt sich wie folgt darstellen:

$$\frac{l_0}{l_K} = Re_t^{3/4} . \quad (2.16)$$

Zwischen dem integralem und Taylor-Längenmaß gilt folgender Zusammenhang:

$$\frac{l_0}{l_\lambda} = Re_t^{1/2} . \quad (2.17)$$

Zwischen integralem und Kolmogorov-Zeitmaß lässt sich zudem folgende Verbindung formulieren:

$$\frac{\tau_K}{\tau_t} = Re_t^{-1/2} . \quad (2.18)$$

Die Längen- und Zeitmaße der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Strömungsmessungen werden in Kapitel 5 abgeschätzt.

### Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF)

Eine quantitative Analyse zeitlicher und räumlicher Schwankungsgrößen einer turbulenten Strömung bietet die Ermittlung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF)<sup>10</sup> nach Tennekes und Lumley [TL72]. Dabei wird die zeitliche und räumliche Häufigkeitsverteilung einer Strömungsgröße  $Z(\vec{r}, t)$  anhand der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $PDF(Z)$  abgebildet.  $PDF(Z)$  beschreibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Größe  $Z(\vec{r}, t)$  innerhalb eines Intervalls zwischen  $Z_0$  und  $Z_0 + \Delta Z$  zu finden ist:

$$PDF(Z_0 < Z(\vec{r}, t) < Z_0 + \Delta Z) = \int_{Z_0}^{Z_0 + \Delta Z} PDF(Z) dZ \quad . \quad (2.19)$$

$PDF(Z)$  ist stets positiv, so dass die Summe aller Werte von  $PDF(Z)$  für alle  $Z$  eins ergeben muss:

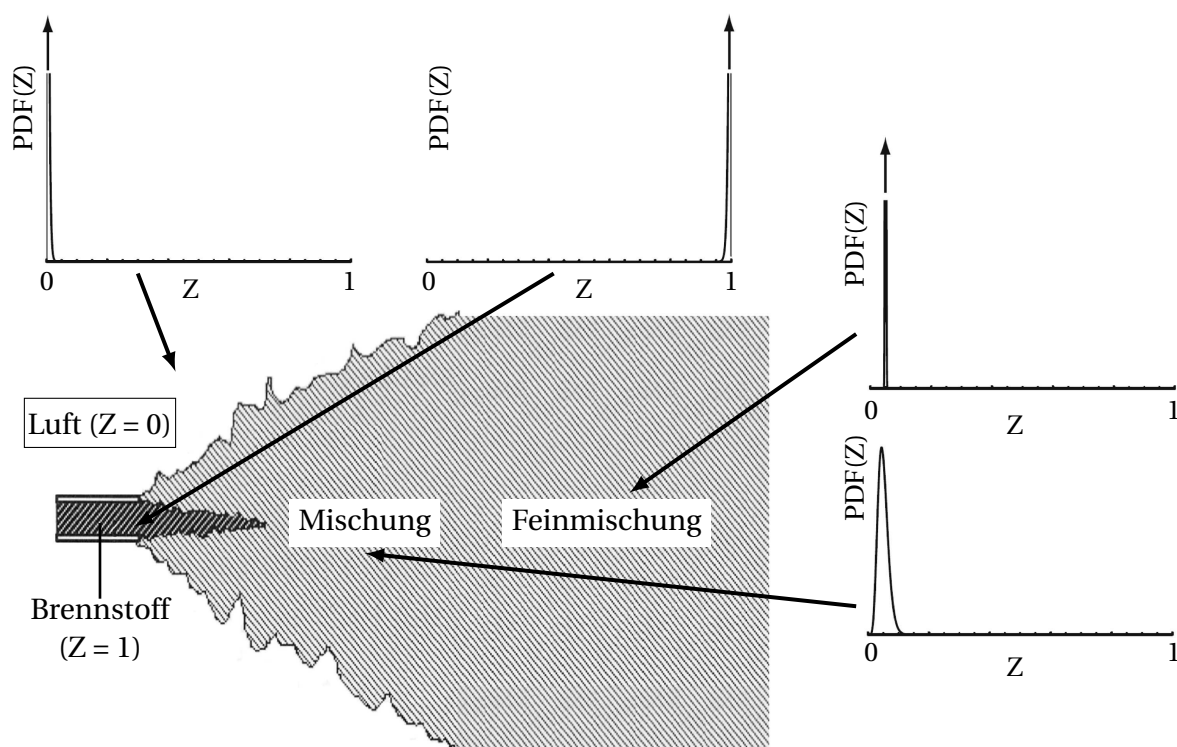
$$PDF(Z) \geq 0, \quad \int_{-\infty}^{\infty} PDF(Z) dZ = 1 \quad . \quad (2.20)$$

Im Rahmen dieser Arbeit werden vor allem die Wahrscheinlichkeitsdichten der Mischungsfluktuationen von Brennstoff bzw. Kühlluft ermittelt, um die Qualität der Einmischung zu beurteilen [WMD06, Sat10]. In Abbildung 2.10 ist von daher beispielhaft der Mischungsbruch ( $0 \leq Z \leq 1$ ) an verschiedenen Positionen stromab einer Brennstoffeindüsung dargestellt.

Die PDFs weisen für Bereiche, in denen nur Brennstoff ( $Z = 1$ ) bzw. nur Luft ( $Z = 0$ ) vorliegt, ein Maximum von  $PDF(Z) = 1$  auf. Stromab der Eindüsungstelle bildet sich die Mischungskonzentration aus. Durch Bereitstellung einer zusätzlichen Mischlänge bauen sich die Mischungsfluktuationen weiter ab. Eine für das Erreichen minimaler  $NO_x$ -Emissionen notwendige Feinmischung ist bei einer Fluktuation der Mischungskonzentration von 5-10% erreicht [Sat10]. Die Breite des PDF-Peaks ist dabei ein Indikator für die Schwankungsverteilung: Je schmaler der Peak verläuft, desto geringer sind die Fluktuationen.

---

<sup>10</sup> engl.: PDF - Probability Density Function



**Abbildung 2.10:** Schematische Darstellung der Mischungsfuktuationen (PDFs) an verschiedenen Positionen in einem turbulenten Freistrah nach [WMD06, Sat10]

## 2.3 Stickoxide

In dieser Arbeit werden Stickoxidemissionen ( $\text{NO}_x$ ) gemessen und zur Beurteilung des Kühlluftinflusses herangezogen. Als Interpretationsgrundlage werden in diesem Abschnitt die einzelnen Bildungsmechanismen zur Entstehung von Stickoxiden zusammenfassend erläutert. Eine detaillierte Darstellung der Verbrennungsprozesse mit den einzelnen Bildungsmechanismen der Stickoxide sind in [HS00, Tur00, Joo06, WMD06, Sat10] zu finden. Prinzipiell wird zwischen den in Abbildung 2.11 aufgeführten typischen Reaktionspfaden unterschieden.

### Thermisches NO (Zeldovich-Mechanismus)

Thermisches NO wird bei der Oxidation von Stickstoff bei hohen Temperaturen in mageren Verbrennungszonen ( $0.9 > \phi > 0.6$ ) gebildet. Die Elementarreaktionen dieses Mechanismus, welche von Zeldovich postuliert wurden, sind:

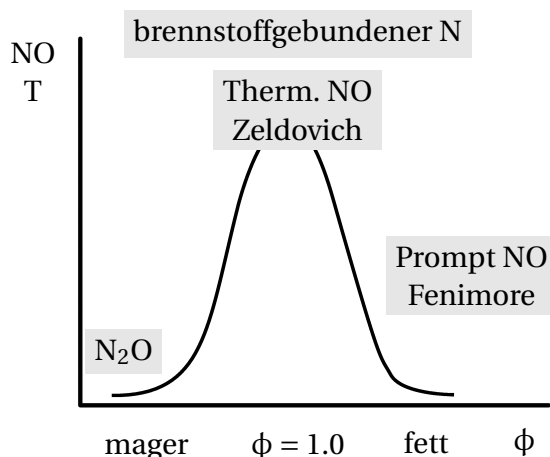


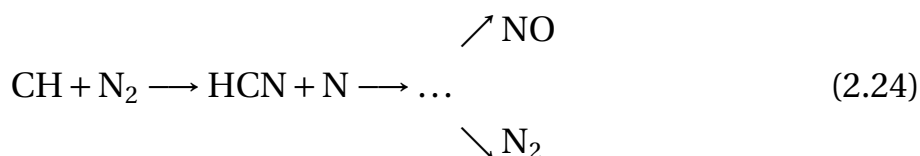
Abbildung 2.11: Typische NO-Bildungspfade nach [Joo06]



Aufgrund der starken Dreifachbindung des  $\text{N}_2$ -Moleküls in Gleichung 2.21 ist eine sehr hohe Aktivierungsenergie notwendig, so dass die Reaktion erst bei hohen Temperaturen ( $>1800 \text{ K}$ ) ausreichend schnell abläuft. Der Geschwindigkeitskoeffizient  $k_1$  ist temperaturabhängig, so dass die Reaktion nach Gleichung 2.21 der geschwindigkeitsbestimmende Schritt ist. Der Zeldovich-Mechanismus zur Bildung von NO spielt demnach erst bei hohen Temperaturen, hohen Verweilzeiten und ausreichend hoher Sauerstoffkonzentration eine signifikante Rolle.

### Promptes NO (Fenimore-Mechanismus)

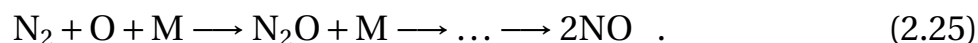
Der nach Fenimore benannte Mechanismus zur Entstehung von promptem NO lautet:



Promptes NO wird demnach durch die Reaktion von atmosphärischem Stickstoff mit Kohlenwasserstoffradikalen in der Flammenfront gebildet, wobei die Bezeichnung „prompt“ von der schnellen NO-Formation herrührt. Die Bildung von promptem NO spielt vor allem in fetten Flammenzonen ( $1.0 < \phi < 1.6$ ) eine Rolle und ist bereits bei niedrigen Temperaturen (1000 K) möglich.

### **NO-Bildung aus Distickstoffoxid N<sub>2</sub>O**

Die Bildung von NO über den N<sub>2</sub>O-Mechanismus verläuft ähnlich wie beim thermischen Mechanismus, bei dem ein O-Molekül den molekularen Stickstoff attackiert. Durch die Anwesenheit eines dritten Moleküls M entsteht N<sub>2</sub>O, welches weiter zu NO reagiert:



Unter hohem Druck kommt es bereits bei niedrigen Temperaturen und mageren Bedingungen ( $\phi < 0.66$ ) zur Bildung von NO über den N<sub>2</sub>O-Mechanismus, der nur eine geringe Aktivierungsenergie benötigt. Niedrige Temperaturen können die Bildung von NO über den Zeldovich-Mechanismus unterdrücken, wohingegen magere Bedingungen den Fenimore-Mechanismus hemmen. Von daher ist der N<sub>2</sub>O-Mechanismus die Hauptquelle bei der NO-Entstehung in der mageren vorgemischten Verbrennung von stationären Gasturbinen [Cor92].

### **NO-Bildung aus Brennstoff-Stickstoff**

Bei diesem Mechanismus wird der im Brennstoff gebundene Stickstoff im Laufe der Reaktion abgespalten. NO wird über die Zwischenprodukte HCN und NH<sub>3</sub> gebildet. Dieser Mechanismus trägt vor allem bei der Verbrennung von Kohle, die ungefähr zwei Massenprozent gebundenen Stickstoff enthält, entscheidend zur Bildung von NO bei. Bei der Verbrennung von gasförmigen Brennstoffen<sup>11</sup> spielt dieser Bildungsmechanismus keine Rolle, da kein bzw. nur geringe Mengen an Stickstoff in der Molekülstruktur des Brennstoffes gebunden sind.

<sup>11</sup> in dieser Arbeit: Methan

### **Bildung von Stickstoffdioxid NO<sub>2</sub>**

NO<sub>2</sub> entsteht durch die Oxidation von NO:



Die HO<sub>2</sub>-Radikale werden in Regionen niedriger Temperatur (unter 1200 K) gebildet. NO<sub>2</sub> entsteht, wenn NO-Moleküle von Regionen mit höheren Temperaturen in HO<sub>2</sub>-reiche Regionen niedriger Temperaturen transportiert werden. In heißen Zonen wird NO<sub>2</sub> aufgrund der Zerstörungsreaktionen (Gleichung 2.27 und Gleichung 2.28) jedoch schnell wieder zu NO reduziert.



---

## 3 Versuchsaufbau

Üblicherweise wird bei der Entwicklung von Gasturbinenbrennern nach der theoretischen Auslegung und Modellbildung schrittweise ein experimentelles Entwicklungsprogramm durchlaufen. Die Untersuchungen in dieser Arbeit zum Einfluss der Kühlluftindüsung auf das Betriebsverhalten orientieren sich an der von Zajadatz et al. [ZLB<sup>+</sup>07] vorgestellten Vorgehensweise: Zunächst werden isotherme Untersuchungen zur Charakterisierung von Strömungs- und Mischungseigenschaften im Wasserkanal durchgeführt. Basierend auf den Ergebnissen erfolgen Einzelbrennerstudien unter atmosphärischen Bedingungen. Anschließend erfolgen Untersuchungen im Hochdruckversuchsstand und Tests mit der gesamten Gasturbine, welche in diesem Projekt vom Industriepartner durchgeführt werden und nicht Teil dieser Arbeit sind. Im Rahmen dieses Entwicklungsprozesses wird die Anzahl der betrachteten Untersuchungsobjekte und -varianten sukzessive verringert.

In diesem Kapitel werden zunächst die verwendeten Brennergeometrien und deren Funktionsprinzipien in Abschnitt 3.1 vorgestellt. Die Strömungs- und Mischungsfelder der beiden untersuchten Brenner werden im Detail in Kapitel 5 präsentiert. In Abschnitt 3.2 wird anschließend der Versuchsaufbau des Wasserkanals zur Charakterisierung von Strömungseigenschaften beschrieben. Es folgt der Aufbau des atmosphärischen Verbrennungsprüfstand in Abschnitt 3.3, mit dem das Verbrennungsverhalten untersucht wird.

### 3.1 Brennergeometrien

In dieser Arbeit werden zwei unterschiedliche Vormischbrenner untersucht. Es wurde ein typischer drallstabilisierter EV-Brenner<sup>1</sup> als Referenzbrenner (RB) verwendet, um den aktuellen Stand der Technik beschreiben zu können. Der Hauptteil der Untersuchungen wird mit einem generischen Brenner (GB)

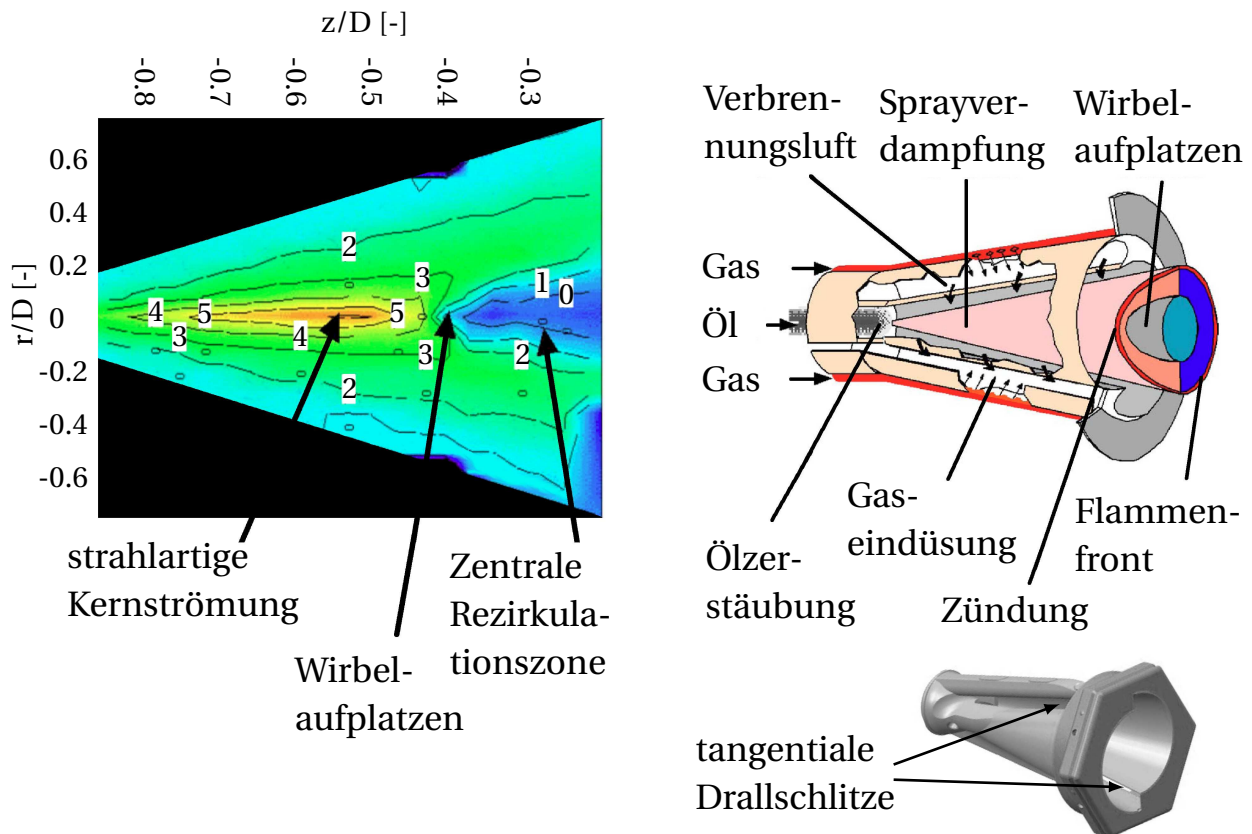
---

<sup>1</sup> engl.: (A)EV - (Advanced) Environmental friendly V-shaped burner, Bezeichnung für Alstom-Brenner

durchgeführt, dessen Designgrundlagen im Rahmen der Arbeiten von Mayer [May12] und Sangl [San11] entwickelt wurden.

#### 3.1.1 Referenzbrenner

Ein bewährtes Brennerkonzept ist der von der Firma ABB (jetzt Alstom) in den 1990er Jahren entwickelte EV-Brenner, der bis heute erfolgreich in stationären Gasturbinen eingesetzt wird. Das Brennerprinzip dieses aerodynamisch drallstabilisierten Vormischbrenners ist in [DKP<sup>+</sup>96, DEW<sup>+</sup>97, DHK07, ZLB<sup>+</sup>07, KHE10] ausführlich beschrieben. Der Brenner besteht aus zwei parallel zur Mittelachse verschobenen konischen Halbschalen. Es entstehen dabei zwei tangentiale Schlitze, durch die die einströmende Verbrennungsluft verdreht wird. Der Radius, auf dem die Luft tangential eintritt, nimmt mit der Brennerlänge zu, so dass die relative Drallstärke der Strömung in axialer Richtung ansteigt. Der Brenner ist so ausgelegt, dass die drallbehaftete Kernströmung nahe des Brenneraustritts aufplatzt und eine innere Rezirkulationszone bildet. Diese zentrale Rückstromzone stromab des Wirbelaufplatzens stabilisiert die Vormischflamme am Brenneraustritt ohne die Notwendigkeit eines Flammenhalters. Die stromauf des Wirbelaufplatzens stark beschleunigte Kernströmung fungiert als natürliche Rückschlagsbarriere und Sicherheit gegen Selbstzündung. Dabei wird aufgrund der hohen Kerngeschwindigkeit ein stromauf Propagieren der Reaktionszone verhindert. Die aerodynamische Fixierung des Wirbelaufplatzens in der freien Strömung garantiert eine stabile Position der Flammenwurzel. Das Funktionsprinzip des Brenners sowie das Axialgeschwindigkeitsfeld im Drallerzeuger sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Der gasförmige Brennstoff wird durch Bohrungen entlang der tangentialen Schlitze quer in die einströmende Luft eingedüst. Es bildet sich somit ein gleichförmiges Brennstoff-Luft-Gemisch aus, was die erwünschten niedrigen Emissionswerte ermöglicht. Je nach Anforderung ist auch ein Betrieb mit Öl möglich, welches über eine zentrale Lanze axial eingedüst und zerstäubt wird. Die gleichmäßigere Luftverteilung im Brennerkegel verhindert ein Aufschlagen der Öltropfen im Wandbereich. Um die in der heutigen Zeit geforderten Emissionswerte einzuhalten, wurde der EV-alpha-Brenner entwickelt, der über eine optimierte Brennstoffeindüsung verfügt [MHGG12]. Das isotherme Strömungsfeld in der Brennkammer sowie die Brennstoffeinemischung des Referenzbrenners werden in Kapitel 5 im Detail vorgestellt.



**Abbildung 3.1:** EV Brennerprinzip (rechts) und Axialgeschwindigkeitsfeld im Drallerzeuger (links) nach [DHK07]

Eine geometrische Weiterentwicklung des EV-Brenners ist der AEV-Brenner. Der AEV-Brenner ist ein Vierschlitzbrenner mit vier verschobenen Konuskegeln und einem angefügten geraden Mischrohr [JRS<sup>+</sup>97, SRL<sup>+</sup>98]. Der AEV- ist gegenüber dem EV-Brenner hinsichtlich eines möglichen Betriebes mit Öl als Brennstoff optimiert. Die zusätzliche Mischstrecke des Mischrohres garantiert eine vollständige Tropfenverdampfung und homogene Durchmischung. Das zylindrische Mischrohr konserviert die Wirbeldynamik bis zum Brenneraustritt. Die Flamme wird am Flächensprung beim Übergang in die Brennkammer stabilisiert.

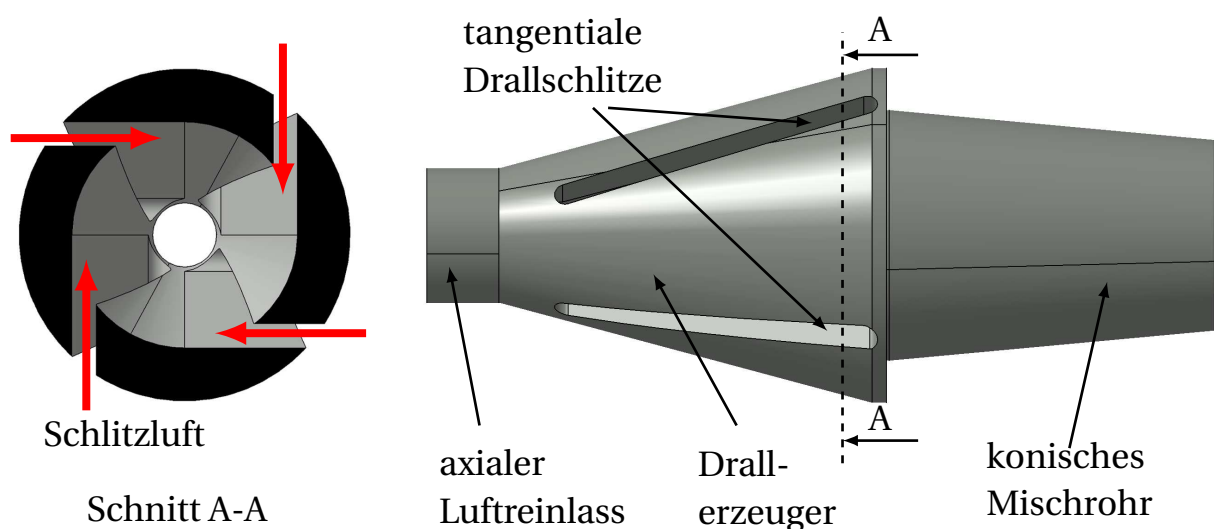
### 3.1.2 Generischer Brenner

Basierend auf den EV- und AEV-Brennern sowie den in weiteren Arbeiten an der Technischen Universität München [Fri03, Krö03, Kie05, Bur09] gewon-

nenen Erkenntnissen wurde von Sangl [San11] und Mayer [May12] ein generischer Drallbrenner mit verbesserter Feinmischung entwickelt. Die Grundlagen des Brenneraufbaus sind in einem Patent der Firma Alstom beschrieben [Als08]. Nach Mayer [May12] galten folgende Anforderungen bei der Gestaltung des generischen Brenners:

- Reduktion des Strömungsquerschnitts in axialer Richtung
- Einbringen unverdrallter Luft in den Kernbereich der Strömung
- Drallströmung mit großem Wirbelkernradius (Festkörperwirbel)
- Drallströmung ohne lokale axiale Geschwindigkeitsdefizite

In dieser Arbeit wird eine hochskalierte Version des von Sangl [San11] und Mayer [May12] entwickelten Brenners verwendet. In Abbildung 3.2 ist das Funktionsprinzip des generischen Brenners abgebildet.

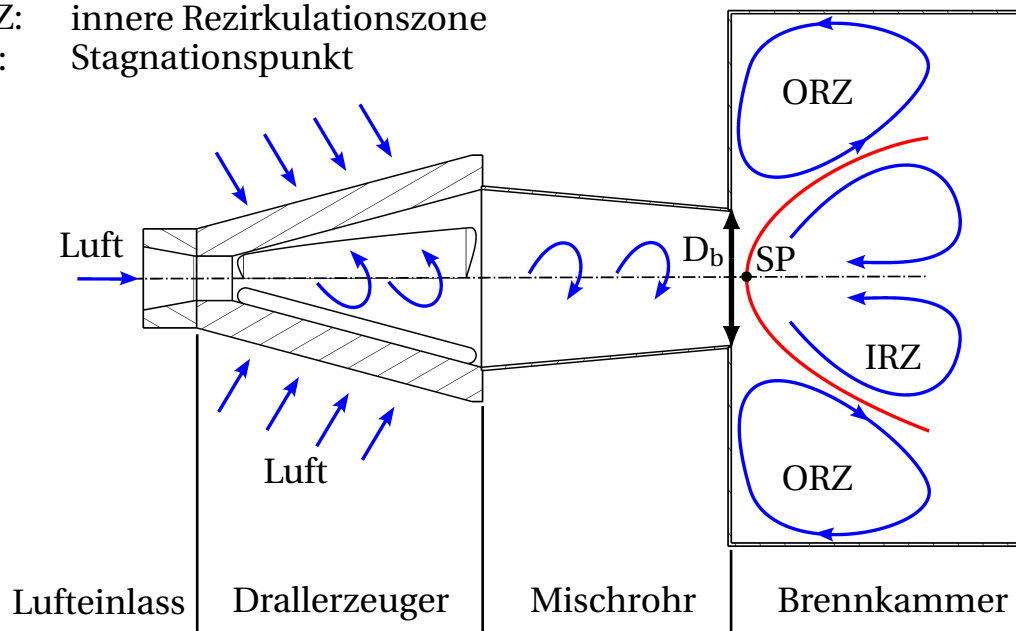


**Abbildung 3.2:** Funktionsprinzip des generischen Brenners

Der Brenner besteht aus einem konischem Drallerzeuger mit vier tangentialen Einlassschlitzen und einem angefügten konischen Mischrohr. Im Gegensatz zum Referenzbrenner, bei dem die tangentiale Einströmung aufgrund der verschobenen Halbschalen radial ins Brennerzentrum gedrückt wird, wird beim generischen Brenner keine radiale Komponente im Drallerzeuger durch die tangentialen Einlassschlitze aufgeprägt. Die Position der Rückstromzone, die sich außerhalb des Mischrohres befindet, kann durch den axialen Luftreinlass des Drallerzeugers eingestellt werden. Eine Schnittdarstellung entlang

der Brennermittelachse mit dem sich ausbildenden charakteristischen Strömungsfeld ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

ORZ: äußere Rezirkulationszone  
 IRZ: innere Rezirkulationszone  
 SP: Stagnationspunkt



**Abbildung 3.3:** Schnittdarstellung durch den generischen Brenner

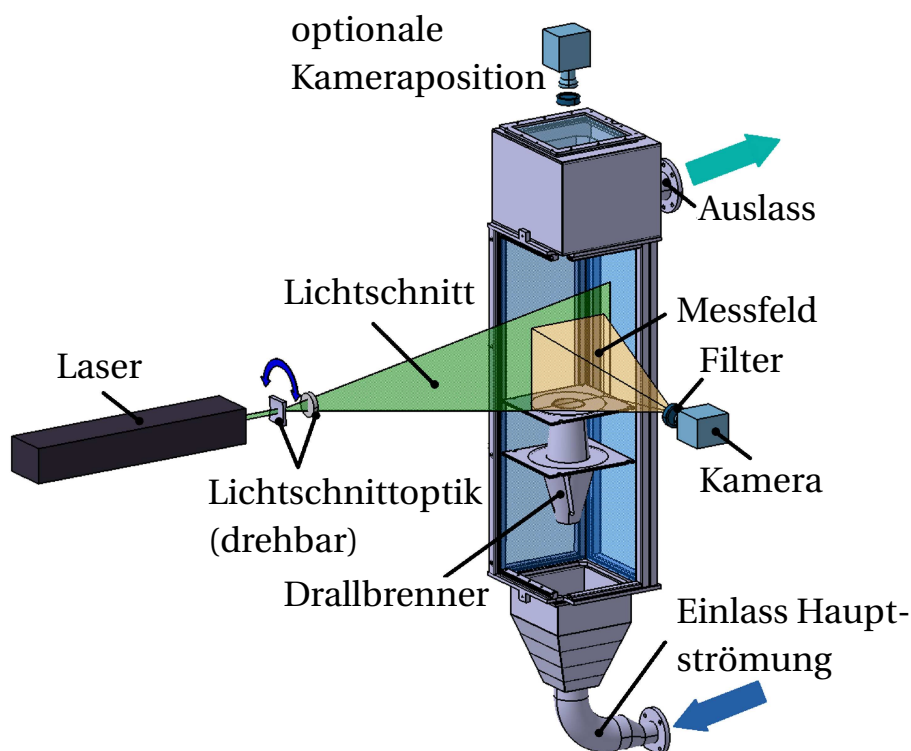
Die geometrischen Abmaße werden in dieser Arbeit mit dem Durchmesser des jeweiligen Brenneraustrittes  $D_b$  normiert. Am Flächensprung des Überganges von Mischrohr zu Brennkammer tritt das Wirbelaufplatzen der verdrehten Brennerströmung auf. Es bildet sich dabei eine innere Rezirkulationszone (IRZ), die am Stagnationspunkt (SP) verankert ist, sowie gegenläufig rotierende äußere Rezirkulationszonen (ORZ). Das aerodynamische Strömungsfeld und Mischungsverhalten werden im Detail in Kapitel 5 durch Auswertung von isothermen Messungen vorgestellt. Die Untersuchungen von Mayer [May12] zeigen, dass der generische Brenner aufgrund seiner aerodynamischen Gestaltung über eine ausgezeichnete Rückschlagssicherheit verfügt.

Der generische Brenner ist so skaliert worden, dass der Druckverlust über den Brenner dem des Referenzbrenners gleicht. Zwar weist der Referenzbrenner einen größeren Austrittsdurchmesser als der generische Brenner auf, jedoch reicht die Flamme beim Referenzbrenner in den Brenner hinein (siehe Abbildung 3.1). Dadurch wird ein Teil der Austrittsfläche für die Strömung versperrt, so dass die Durchsätze für beide Brenner trotz unterschiedlicher Aus-

trittsdurchmesser ähnlich sind. Das Verhältnis der Austrittsdurchmesser zueinander beträgt  $D_{b,RB}/D_{b,GB} = 1.4$ .

### 3.2 Wasserkanal

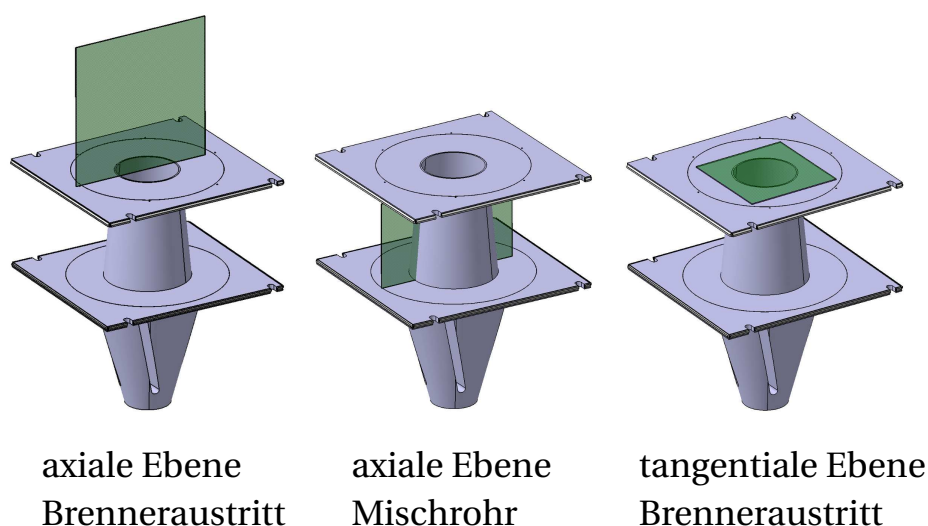
Im Wasserkanal können im Vergleich zu Verbrennungsexperimenten bei geringerem Aufwand eine große Anzahl an Versuchsvariationen durchgeführt werden. Die Flexibilität bei der Gestaltung des Versuchsaufbaus ist hoch und die erzielte Datenqualität sehr gut bei gleichzeitig geringen Kosten. Die isothermen Untersuchungen dieser Arbeit wurden am existierenden Wasserkanal des Lehrstuhls für Thermodynamik durchgeführt. Der im Detail in [San11] beschriebene Aufbau wurde dazu erweitert und optimiert. Abbildung 3.4 stellt schematisch den Aufbau des Wasserkanals mit der verwendeten Messtechnik dar.



**Abbildung 3.4:** Schematischer Aufbau des Wasserkanals

Die Messstrecke hat einen rechteckigen Querschnitt von  $3.04 D_b \times 3.28 D_b$  mit einer Gesamtlänge von  $14.8 D_b$ . Der Wasserkanal wird von unten nach oben

durchströmt und bietet einen sehr guten optischen Zugang von allen vier Seiten. Der Auslass ist seitlich angeordnet, so dass auch von oben die optische Zugänglichkeit größtmöglich ist. Die Versuchsobjekte sind höhenverstellbar im Kanal montierbar. Im Einlassbereich der Hauptströmung wird ein ausreichender Druckverlust mittels Turbulenzgittern erzeugt, um die Strömung zu homogenisieren. Je nach Bedarf können unterschiedliche Nebenströme variabel angeschlossen werden. Im Rahmen dieser Arbeit kommen laseroptische Messverfahren zum Einsatz, welche im Detail in Kapitel 4 beschrieben werden. Je nach Ausrichtung von Laserschnitt und Kameraposition werden in dieser Arbeit drei verschiedene Messebenen untersucht. Diese sind nachfolgend in Abbildung 3.5 dargestellt.



**Abbildung 3.5:** Messebenen im Wasserkanal

Das Fließschema des Wasserkanals ist in Abbildung 3.6 gegeben. Es stehen fünf Tanks mit einer Gesamtkapazität von  $6.25 \text{ m}^3$  zur Verfügung. Das System beinhaltet drei unabhängig voneinander geregelte, drehzahlgesteuerte Pumpen  $P_1$ ,  $P_2$  und  $P_3$ , deren Volumenströme mit den Durchflussmessern  $V_1$ ,  $V_2$  und  $V_3$  bestimmt werden.  $V_1$  und  $V_2$  arbeiten nach dem magnetisch-induktiven Prinzip und  $V_3$  ist ein Hall-Sensor. Die Tanks  $T_1$  und  $T_2$  speisen die Hauptströmung. Je nach Messanwendung werden diese Tanks mit Seedingpartikeln zur Strömungsuntersuchung (siehe Abschnitt 4.1) versetzt oder als tracerfreie Strömung bei Mischungsstudien (siehe Abschnitt 4.2) verwendet. Die Hauptströmung kann in einem Bereich von  $0 - 50 \text{ m}^3/\text{h}$  eingestellt werden. Der Nebenstrom simuliert in den Untersuchungen den Brennstoff- bzw. Kühlluftmassenstrom und wird je nach Bedarf aus den Tanks  $T_3$ ,  $T_4$  oder  $T_5$

gespeist. Bei Mischungsuntersuchungen wird das Wasser in den Nebenstromtanks mit Fluoreszenzmittel versetzt. Je nach erforderlichem Volumenstrom wird der Nebenstrom über  $P_2$  oder  $P_3$  angetrieben. Kleine Volumenströme unter  $1 \text{ m}^3/\text{h}$  werden über die fein regulierbare Pumpe  $P_3$  versorgt.  $P_2$  kann im Bereich von  $0 - 30 \text{ m}^3/\text{h}$  betrieben werden. Das Dreiwegeventil  $H_3$  ermöglicht einen Kreislaufbetrieb des Nebenstromes aus Tank  $T_5$ . Durch die Entkopplung von der Messstrecke kann ein bestimmter Volumenstrom vor dem Zuschalten eingestellt werden und schlagartig zur Messstrecke zugeschaltet werden (siehe Abschnitt 6.4).

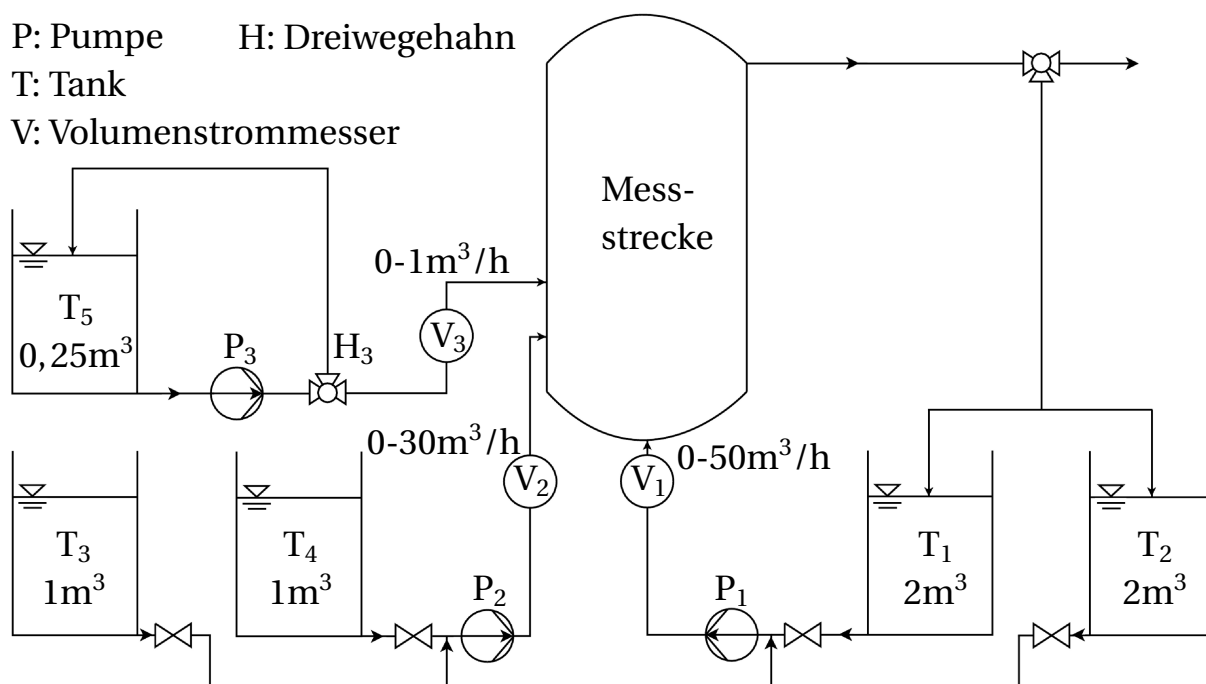


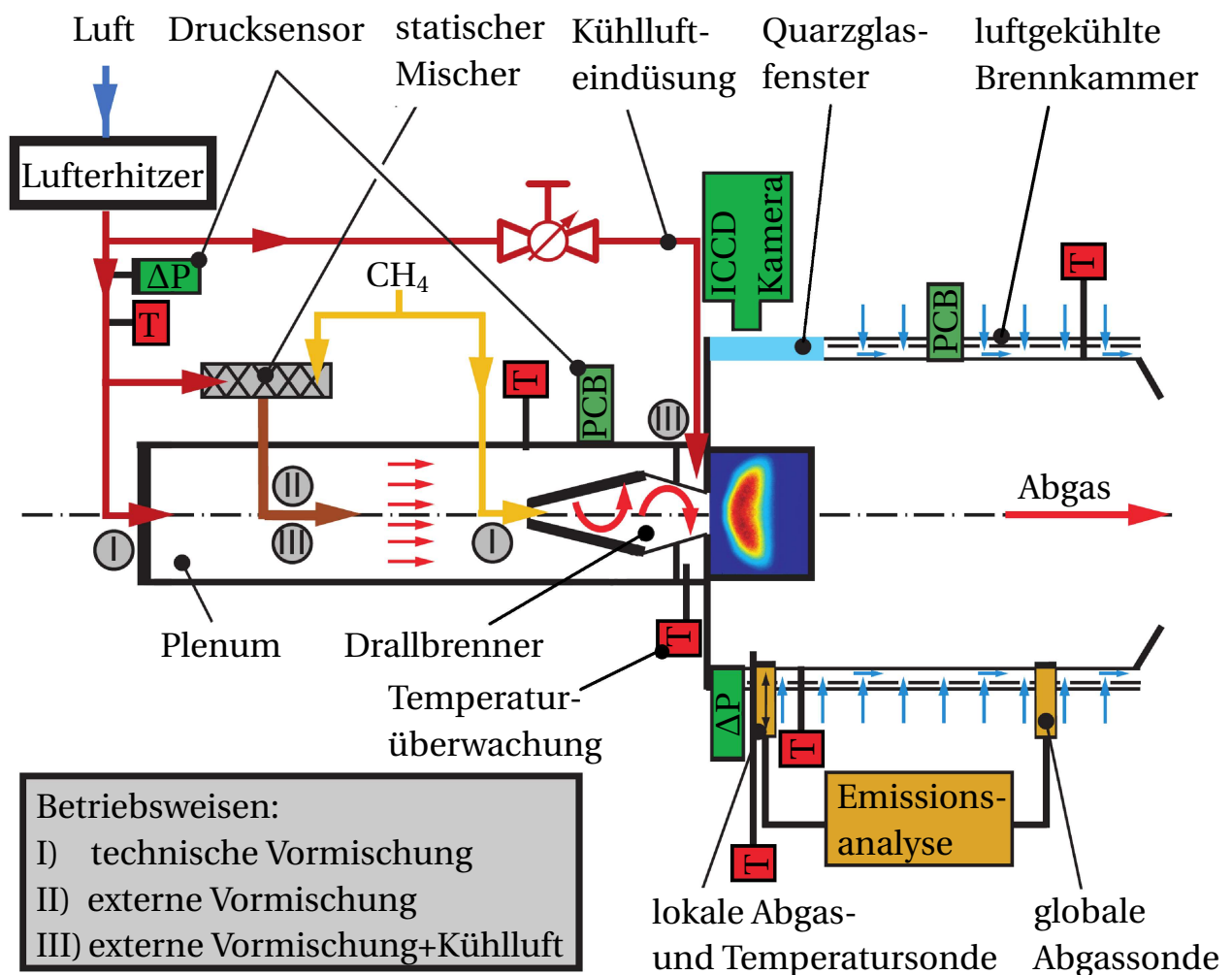
Abbildung 3.6: Fließschema des Wasserkanals

### 3.3 Verbrennungsprüfstand

Die atmosphärischen Verbrennungsexperimente sind in einem im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebauten Versuchsstand für Einzelbrenner in Maschinengröße durchgeführt worden. Der prinzipielle Aufbau des Versuchsstandes entspricht den Komponenten in einer Gasturbine mit Lufterhitzer zur Vorwärmung, Plenum mit eingebautem Brenner, Brennkammer und Abgastrakt. Abbildung 3.7 zeigt schematisch den Aufbau mit implementierter Mess-



technik. Das Prüfstandskonzept basiert auf dem von Auer [Aue05] entwickelten und aufgebauten Versuchsstand. Während vorhandene Plenumteile wiederverwendet werden konnten, wurden die modulare Brenneranbindung, die Kühlluftanbindung, die Abgasabführung sowie die Brennkammer neu gestaltet. Die Brennkammerwand ist dreischalig aufgebaut und wird mittels Prallluft so gekühlt, dass die Wandtemperatur der äußersten Schale stets unter 373 K liegt. Im stationären Betrieb wurde die Wandtemperatur der inneren Brennkammer im Bereich der Flamme anhand der Glühfarbe auf 1000 K abgeschätzt.



**Abbildung 3.7:** Schematischer Messaufbau des Verbrennungsprüfstands

Die Abmaße der quadratischen Brennkammer (Querschnitt:  $4 D_b \times 4 D_b$ , Länge:  $12 D_b$ ) wurden basierend auf den Erkenntnissen von Fanaca et al. [FAHS10] ausgelegt. Fu et al. [FCJM05] haben nachgewiesen, dass sich grund-

sätzlich zwei Strömungsformen beim Eintritt in eine rechteckige Brennkammer einstellen: Zum einen das *Freistrahlgime*<sup>2</sup>, bei dem das Strömungsbild in der Brennkammer einem verdrallten Freistrah in ruhiger Umgebung gleicht. Zum anderen das *Wandströmungsregime*<sup>3</sup>, bei dem sich der verdrallte Strahl schnell ausbreitet und hohe axiale Geschwindigkeiten nahe der Brennkammerwand zu beobachten sind. Größe und Stärke der Rezirkulationszone eines Drallerzeugers sind dabei stark vom Grad der Einengung durch den vorhandenen Brennkammerquerschnitt abhängig. Bei großen Querschnitten stellen sich eine äußere und eine innere Rezirkulationszone ein, wohingegen bei kleinen Querschnitten nur eine innere Rezirkulationszone zu beobachten ist. Der Übergang zwischen Wand- und Freistrahlgime findet laut Fu et al. [FCJM05] bei einem kritischen Flächenverhältnis  $A_{BK}/A_b$  statt. Fanaca et al. [FAHS10] haben gezeigt, dass bei gleichen geometrischen Flächenverhältnissen eine Einzelbrenneranordnung dem Wandströmungsregime ähnelt und eine Mehrbrenneranordnung zu einer Freistrahlgime führt. Das kritische Flächenverhältnis zwischen Querschnittsfläche der Brennkammer  $A_{BK}$  und Brenneraustrittsfläche  $A_b$  für den Einzelprüfstand ist für diese Arbeit nach [FAHS10] so zu wählen, dass das Strömungsfeld dem Freistrahlgime der Mehrbrenneranordnung gleicht. Am Brennkammerende wird durch eine graduelle Querschnittsverringerung die Strömung eingeschnürt, um den Eintritt des heißen Verbrennungsgases in den Turbinenbereich einer Maschine zu simulieren. Die Brennkammer hat ein offenes Ende und ist akustisch vom Abgaskamin entkoppelt. Das runde Plenum hat einen Durchmesser von  $3.2 D_b$  und eine Länge von  $15.36 D_b$ . Den Abschluss des Plenums bildet die Brennkammerstirnwand, in die der Brenner montiert ist.

Die Verbrennungsluft stammt aus der Laborversorgung. Der Luftmassenstrom wird mittels eines thermischen Massendurchflussmessers bestimmt. Als Brennstoff wird Erdgas verwendet. Es besteht zu 96.2 Vol.-% aus Methan mit einer Schwankungsbreite von  $\pm 0.1$  Vol.-% [SWM12], so dass es in guter Näherung als reines Methan betrachtet werden kann. Der Brennstoffmassenstrom wird über einen thermischen Massenstromregler geregelt. Aufgrund von relativ hohen Messungenauigkeiten der Massendurchflussmesser wird die Bestimmung der Luftzahl durch die Messung der  $O_2$ -Konzentration im Abgas und der entsprechenden Umrechnung (siehe Abschnitt 4.4) durchgeführt.

---

<sup>2</sup> engl.: free jet regime

<sup>3</sup> engl.: wall jet regime

Zur Zündung des durch den Brenner strömenden Erdgas-Luft-Gemisches wird eine Pilotgaszündung verwendet. Dies garantiert eine sichere, weiche Zündung ohne Druckspitzen. An zwei am Brennkammereintritt gegenüberliegenden Eindüsungen wird der Pilotgasstrom in die Brennkammer injiziert. Die Zündung ist so konzeptioniert, dass sich ein fettes zündfähiges Gemisch in der Scherschicht der äußeren Rezirkulationszone bildet, welches mit einer an der Brennkammerstirnwand fixierten Zündkerze entzündet wird.

Der Versuchsstand verfügt über diverse Anschlüsse für Messsensoren, wobei vorwiegend Drücke und Temperaturen aufgezeichnet werden. Verschiedene Thermoelemente sind über die Länge des Versuchsstandes verteilt und sorgen somit für eine umfassende Temperaturüberwachung sowohl der einzelnen Ströme als auch der Wandtemperaturen. Ein möglicher Flammenrückschlag durch den Brenner ins Plenum wird mittels eines Thermoelements detektiert, sobald die Temperatur über einen bestimmten Wert ansteigt. Die Brennkammer verfügt über gute optische Zugänglichkeit im Bereich der Brenneraustrittsebene. Die Abmaße der luftgekühlten Quarzglasfenster betragen  $1.76 D_b \times 1.76 D_b$ . Aufgrund der hohen thermischen Belastung können nicht beliebig große Scheiben verwendet werden, um den gesamten Querschnitt optisch zugänglich zu machen. Es wird davon ausgegangen, dass die zu beobachtende Flamme rotationssymmetrisch ist, so dass nur eine Flammenhälfte aufgezeichnet wird (siehe [May12]). Die Fenster sind jeweils zur Mittelachse versetzt angeordnet, um die benötigte Fensterfläche für die optischen Untersuchungen zu reduzieren. Die Flammenbilder werden dabei mit einer orthogonal zur Fensterebene angeordneten bildverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera (ICCD)<sup>4</sup> aufgenommen. Die Verbrennungsprodukte werden über den Abgaskamin abgeführt. Es können sowohl globale Abgasmessungen als auch lokale Messungen im Bereich der Flammenfront durchgeführt werden. Parallel zu den lokalen Emissionsmessungen kann die lokale Temperatur mit einer Sonde gemessen werden. Die Messtechnik wird in Kapitel 4 im Detail erklärt.

Der Prüfstand wird hier mit einer thermischen Leistung von bis zu 600 kW betrieben. Der Gesamtluftmassenstrom von 400 g/s wird im elektrischen Luftherhitzer vorgeheizt, so dass im Plenum eine konstante Vorheiztemperatur von  $T_{ein} = 673$  K vorliegt. Es wurden im Rahmen dieser Arbeit drei verschiedene Betriebsweisen gefahren: Technisch vorgemischt, (perfekt) extern vorgemischt und (perfekt) extern vorgemischt mit Kühlluftindüsung (sie-

<sup>4</sup> engl.: ICCD - Intensified Charge Coupled Device

he Abbildung 3.7). Bei der technischen Vormischung erfolgt die Brennstoffeindüsung im Drallerzeuger. Aufgrund des drallbehafteten Strömungsfeldes mischen sich Brennstoff und Luft vor der Verbrennung miteinander. Bei der (perfekten) externen Vormischung wird der Hauptluftmassenstrom über einen statischen Mischer mit dem Brennstoff perfekt vorgemischt, bevor das Gemisch ins Plenum geleitet wird. Werden Untersuchungen mit Kühlluft-eindüsung gefahren, wird ein Teil der vorgeheizten Luft vor dem statischen Mischer abgezweigt und direkt als Kühlluftstrom injiziert. Die Aufteilung der vorgeheizten Luftmassenströme zur Kühlluft-eindüsung erfolgt mittels eines hitzebeständigen Ventils und der Differenzdruckbestimmung. Die Versuchsparameter wie Luftmassenstrom, Brennstoffmassenstrom, Temperatur des Frischgases, Kühlluftmenge sowie die Aufnahme sicherheitsrelevanter Temperaturen werden über den angeschlossenen Steuerrechner erfasst und geregelt.

---

## 4 Messtechnik

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die einzelnen verwendeten Messtechniken und deren Anwendung. Im Wasserkanal wurden laseroptische Messverfahren angewendet: Strömungsfelder sind mittels High Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) bestimmt worden (Abschnitt 4.1). Mischungscharakteristiken sind mit Hilfe von High Speed Planar Laser Induced Fluorescence (HSPLIF) ermittelt worden (Abschnitt 4.2). Die isothermen Ergebnisse wurden mit numerischen Daten verglichen (Abschnitt 4.6). Um die Übertragbarkeit der isothermen Untersuchungen auf die Verbrennungsversuche zu gewährleisten, wurde auf die Einhaltung von Ähnlichkeitsbedingungen, die in Abschnitt 4.8 erläutert werden, geachtet. Im atmosphärischen Verbrennungsprüfstand wurde das Flammenverhalten mittels Auswertung von  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzbildern bewertet (Abschnitt 4.3). Es wurden lokale und globale Emissionen mit einer Abgasanalyseanlage bestimmt (Abschnitt 4.4) und lokale Temperaturen gemessen (Abschnitt 4.5). Um das Pulsationsverhalten zu charakterisieren, wurden dynamische Druckmessungen durchgeführt (Abschnitt 4.7).

### 4.1 Messung der Strömungsfelder

Das Geschwindigkeitsfeld im Wasserkanal wurde mittels HSPIV bestimmt. Nachfolgend ist ein kurzer Überblick über das Messprinzip und den verwendeten Messaufbau gegeben. Eine ausführliche Beschreibung der Messtechnik und der Auswertemethoden ist in der Arbeit von Raffel et al. [RWK98] zu finden.

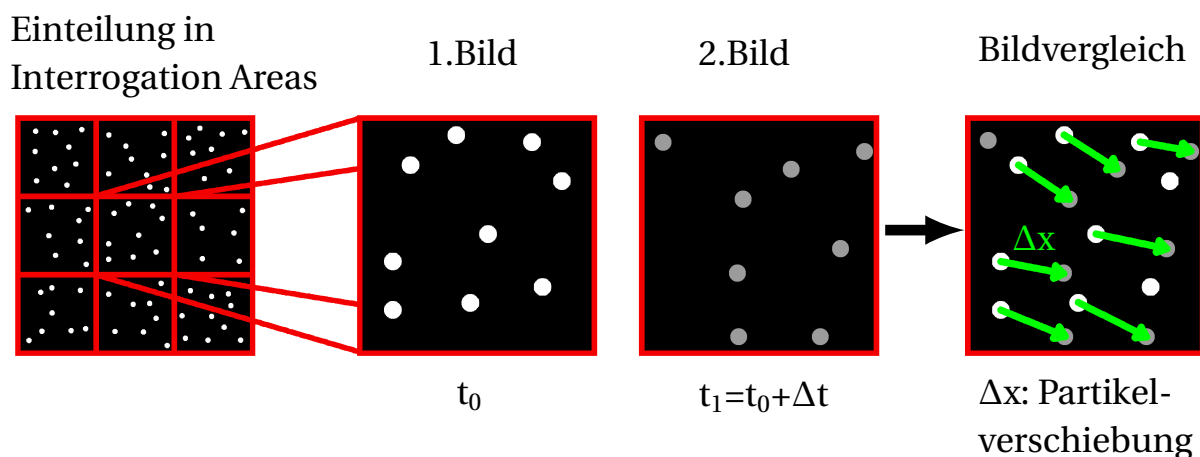
#### 4.1.1 Messprinzip PIV

Particle Image Velocimetry ist ein laseroptisches Messverfahren, welches im Gegensatz zu Sondenmessungen nicht invasiv ist und die Strömung somit

nicht beeinflusst. Es können Informationen über das instantane zweidimensionale Geschwindigkeitsfeld in der Messebene gewonnen werden. Um die Bewegung eines Fluids aufzunehmen, wird die Strömung mit Streupartikeln versetzt. Die Grundidee geht auf Arbeiten von Ludwig Prandtl aus dem Jahre 1904 zurück, der durch Einsatz von Glimmerpartikeln erstmals die Strömung in einem Wasserkanal visualisierte [RWK98]. Um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, muss bei der Wahl der Streupartikel darauf geachtet werden, dass diese der Strömung ohne Verzögerung folgen. Das Prinzip der Messtechnik basiert darauf, die örtliche Verschiebung  $\Delta x$  der Partikel innerhalb eines definierten Zeitraums  $\Delta t$  zu detektieren. Die lokale Geschwindigkeit  $\vec{u}$  ergibt sich nach Gleichung 4.1:

$$\vec{u} = \frac{\Delta x}{\Delta t} . \quad (4.1)$$

Das Prinzip der Partikelverschiebung ist in Abbildung 4.1 visualisiert.



**Abbildung 4.1:** Partikelverschiebung  $\Delta x$  im Zeitintervall  $\Delta t$

Um die Partikelverschiebung mit einem Detektor (Kamera) aufnehmen zu können, wird die Strömung mit einer externen Lichtquelle (Laser) beleuchtet und das von den Partikeln reflektierte Streulicht detektiert. Der punktförmige Laserstrahl wird mittels optischer Linsen zu einer Ebene aufgeweitet, so dass ein zweidimensionales Messfeld beleuchtet wird. Um die Partikelverschiebung in einem bestimmten Zeitintervall zu bestimmen, werden jeweils Bildpaare aufgenommen, die durch einen Laserdoppelpuls beleuchtet werden. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen  $\Delta t_{PIV}$  muss dabei an die erwartete Strömungsgeschwindigkeit angepasst werden. Der Laserpuls wird am Ende

der Belichtungszeit des ersten und am Anfang der Belichtungszeit des zweiten Bildes eines Bildpaares ausgelöst. Das Triggerschema der PIV-Messungen ist in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt. Ein Vergleich der Doppelbilder ergibt mit Hilfe von statistischen Auswertemethoden die berechnete Verschiebung im Strömungsfeld [RWK98]. Dazu wird der Messbereich in sogenannte Interrogation Areas<sup>1</sup> unterteilt (siehe Abbildung 4.1) und die mittlere Partikelverschiebung in jedem Feld bestimmt.

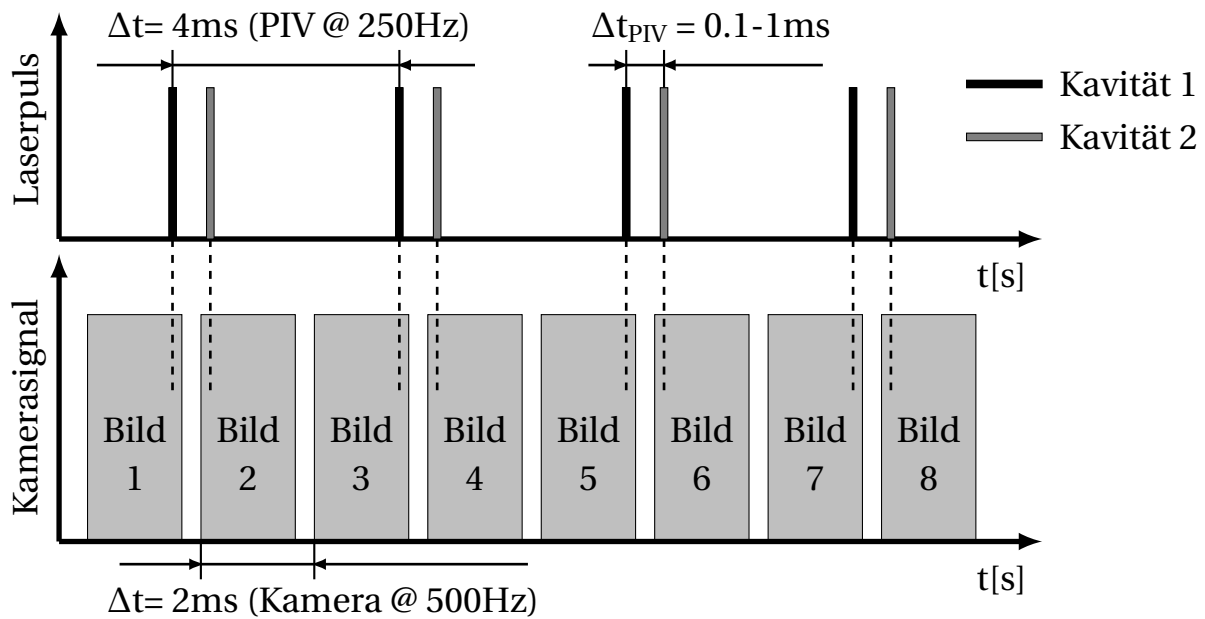


Abbildung 4.2: Triggerschema für PIV-Messungen

#### 4.1.2 Messaufbau PIV

Der hier verwendete Messaufbau im Wasserkanal ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Der Strömung wurden runde *Polyamide 12* [ILA13] Streupartikel mit einem mittleren Durchmesser von  $10 \mu\text{m}$  und einer Dichte von  $1.016 \text{ g/cm}^3$  beige-mischt. Die Menge der Streupartikel ergibt sich aus dem Kompromiss zwischen der Sichtverschlechterung aufgrund der Trübung des Wassers durch die Partikel und einer genügend großen Anzahl von detektierbaren Partikeln je Interrogation Area. Es wurde ein *New Wave Pegasus Nd:YLF-Laser*<sup>2</sup> mit einer Doppel-Puls-Kavität verwendet. Die Pulsenergie bei einer Wellenlänge von

<sup>1</sup> engl.: Interrogation Area - Untergebiete zur statistischen Auswertung

<sup>2</sup> engl.: Nd:YLF - Neodymium-doped Yttrium Lithium Fluoride

527 nm beträgt 10 mJ/Puls bei 1 kHz je Kavität. Es wurde ein ca. 1-2 mm dicker planarer Lichtschnitt mittels optischer Linsen aufgespannt. Je nach Messebene (siehe Abbildung 3.5) war die Kamera seitlich oder oberhalb des Wasserkanals platziert. Der Laserlichtschnitt wurde orthogonal zur Kameraebene aufgespannt. Zur Aufnahme wurde die CMOS<sup>3</sup> Hochgeschwindigkeitskamera<sup>4</sup> *Photron Fastcam SA5* verwendet. Es wurden *NIKKOR* Standardobjektive mit fester Brennweite von 50 mm bzw. 85 mm und einer maximalen Blende von 1:1.4 verwendet. Die Bilder wurden mit einer Kamerafrequenz von 500 Hz und einer örtlichen Auflösung von 1024 × 1024 Pixel aufgenommen. Es wurde eine möglichst hohe Aufnahmefrequenz gewählt, um die transienten Eigenschaften des Strömungsfeldes zu untersuchen. Dabei musste jedoch ein Kompromiss zwischen hoher zeitlicher Auflösung und Datenqualität eingegangen werden. Mit der Erhöhung der Kamerafrequenz verkürzt sich die Belichtungszeit signifikant, so dass sich das Signal-Rausch-Verhältnis verschlechtert. Je nach Messebene beträgt die Zeitspanne zwischen zwei Bildern eines Bildpaares  $\Delta t_{PIV} = 0.1 - 1$  ms. Die PIV Frequenz beträgt 250 Hz für alle durchgeführten Messungen, bei denen jeweils 2500 Bildpaare aufgenommen und ausgewertet wurden.

### 4.1.3 Auswertung PIV

Aufgrund des geschlossenen Messaufbaus im Wasserkanal treten im Bildhintergrund Reflexionen des Laserlichtes auf. Die Streuung des Laserlichtes an den Partikeln erfolgt in der gleichen Wellenlänge wie die Reflexionen des emittierten Laserlichtes. Somit können die Hintergrundreflexionen nicht gefiltert werden. Um die Hintergrundstörung zu reduzieren, wurde bei jedem Messbild ein Hintergrundbild zur Korrektur abgezogen. Zur Aufnahme des Hintergrundbildes wurde die Messstrecke mit klarem Wasser durchströmt und mit dem Laserlichtschnitt der tatsächlichen Messungen ausgeleuchtet. Insbesondere in Wandnähe von Mischrohr und Drallerzeugeraustritt treten jedoch Fehlvektoren auf. Es wurde eine vierschrittige adaptive Kreuzkorrelation mit einer 8 × 8 Pixel großen Interrogation Area und einer Überlappung von 50% für jedes Bildpaar durchgeführt. Dies erzeugt jeweils ein Vektorfeld mit 126 × 126 Datenpunkten. Fehlvektoren wurden gefiltert bzw. interpoliert. Zur Gewährleistung einer hohen Datenqualität wurden nur Messungen mit

---

<sup>3</sup> engl.: CMOS - Complementary Metal Oxide Semiconductor

<sup>4</sup> engl.: High speed-Kamera (HS-Kamera)



einem Anteil von über 95% validen Vektoren nach der PIV Auswertung weiter verwendet.

## 4.2 Messung der Mischung

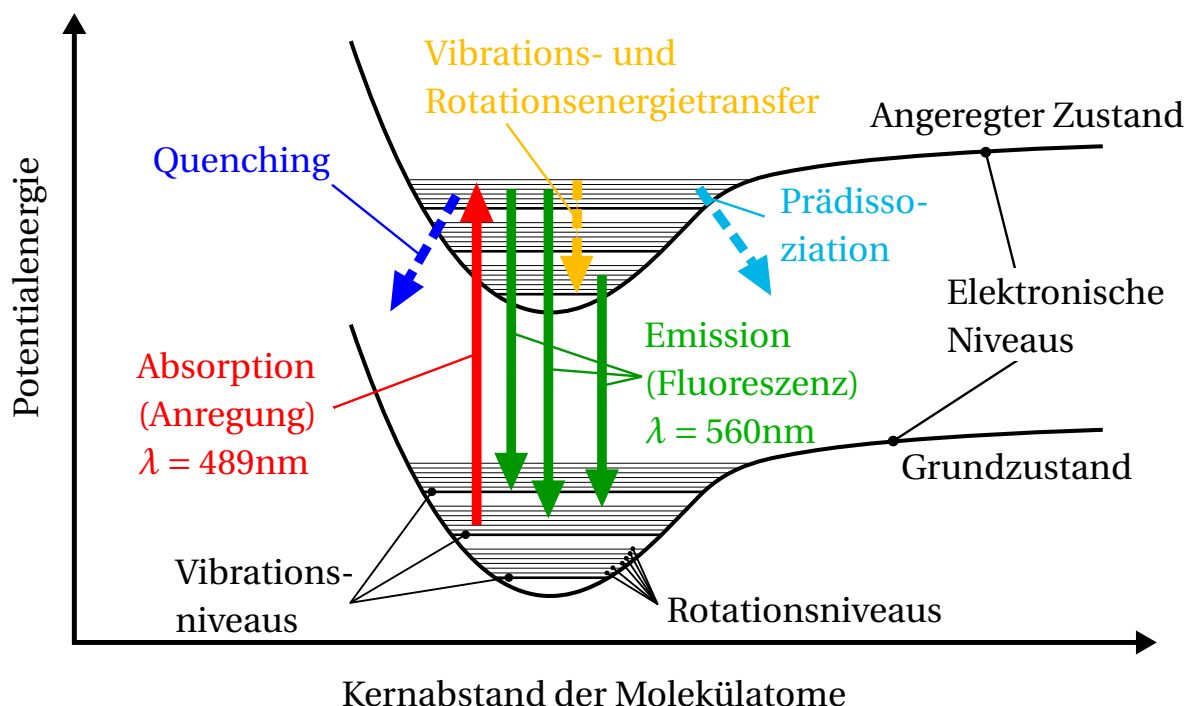
Die Mischungsfelder wurden im Wasserkanal mittels HSPLIF gemessen. Die Daten haben eine hohe räumliche sowie zeitliche Auflösung, so dass Mischungsstatistiken ausgewertet werden können. Im nachfolgenden Abschnitt werden Messprinzip und Aufbau der eingesetzten LIF-Messtechnik beschrieben. Es werden die Auswertung und Korrektur der Messdaten detailliert erläutert.

### 4.2.1 Messprinzip LIF

Die laserinduzierte Fluoreszenz gehört zu den laserspektroskopischen Messverfahren. Dabei wird ein System mit Laserlicht beleuchtet und die vom System emittierte Strahlung analysiert. Das physikalische Prinzip ist im Detail in [Wal86, Krö03, Dem07] erläutert. In Abhängigkeit von der Teilchengröße des zu untersuchenden Systems treten zwei verschiedene Effekte auf: Liegt die Teilchengröße im Bereich der Wellenlänge des einfallenden Laserlichtes, werden die Photonen des Laserlichtes durch Reflexion an den zu untersuchenden Teilchen gestreut, ohne dass ein Energieaustausch zwischen Photonen und Teilchen stattfindet. Bei der *Mie-Streuung* entspricht die Wellenlänge des gestreuten Lichtes der Wellenlänge des einfallenden Lichtes. Sind die Teilchen wesentlich kleiner als die Wellenlänge des Lichtes, wird das einfallende Photon von den Teilchen absorbiert. Die dem Teilchen zugeführte Energie wird kurz danach durch Emission von Photonen wieder abgegeben. Es wird dabei zwischen unterschiedlichen Arten von Streuung unterschieden. Das physikalische Prinzip der Teilchenanregung ist in Abbildung 4.3 visualisiert.

Bei der *Rayleigh-Streuung* ist die Wellenlänge der absorbierten und der emittierten Strahlung identisch (elastische Streuung). Bei der *Raman-Streuung* und der *laserinduzierten Fluoreszenz* kommt es zu einer Frequenzverschiebung zwischen den beiden Wellen (unelastische Streuung). Bei der Rayleigh- und Raman-Streuung wird die Energie des einfallenden Photons dazu verwendet, das Teilchen (z.B. Molekül) auf ein höheres Energieniveau zu heben.

Das Anregungsniveau ist ein virtuelles Niveau, welches nicht mit einem tatsächlich existierenden Schwingungs- oder Rotationsniveau übereinstimmt. Die Energie des Photons muss somit nicht exakt dem Energieunterschied zweier Niveaus des Moleküls entsprechen. Der angeregte Zustand ist instabil, so dass die Moleküle nach kurzer Zeit ( $10^{-14}$  s) unter Abgabe eines Photons wieder in einen energetisch niedrigeren (stabileren) Zustand zurückfallen. Die virtuellen Anregungsniveaus liegen in der Größenordnung der Vibrations- und Rotationsniveaus im elektronischen Grundzustand der Moleküle.



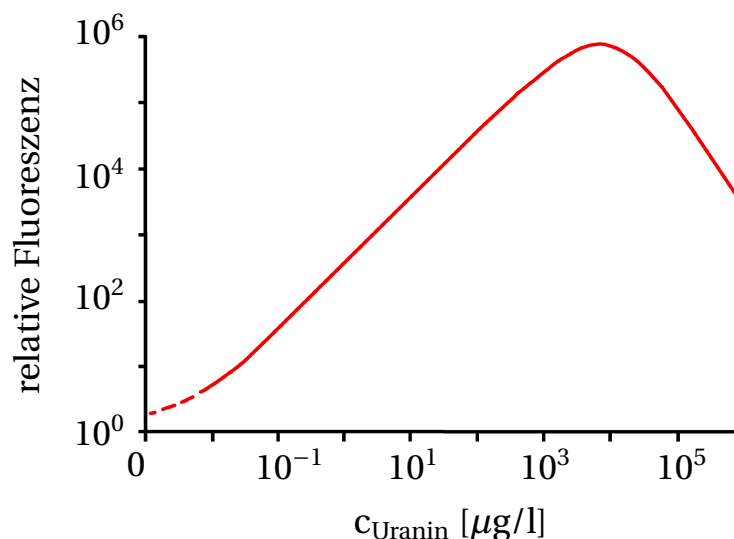
**Abbildung 4.3:** Physikalisches Prinzip der Teilchenanregung [Dem07]

Bei der laserinduzierten Fluoreszenz hebt das einfallende Photon das Molekül auf ein tatsächliches Schwingungs- und Rotationsniveau in einem höheren elektronischen Niveau. Die Energie des einfallenden Photons muss genau der Energiedifferenz zwischen Ausgangs- und Anregungszustand entsprechen. Es kann also mit einer bestimmten Laserwellenlänge exakt ein bestimmter Übergang angeregt werden. Dieser reale Anregungszustand ist stabiler als der virtuelle Anregungszustand der Raman-Streuung. Die Photonenabgabe beim Zurückfallen auf den Grundzustand findet erst nach  $10^{-5}$ – $10^{-8}$  s statt. Bei der Emission können Energieaustauschvorgänge auftreten (siehe Abbildung 4.3), so dass LIF entweder elastische oder unelastische Streuung zur Folge haben kann. Beim Quenching sorgen Stöße zwischen den Molekülen für Energiever-

luste. Durch Prädissoziation wird die Anregungsenergie in Translationsenergie umgewandelt. Mit einem schmalbandigen Laser wird bei LIF genau ein bestimmter Molekülübergang angeregt, um eine möglichst starke Emission zu erzielen. Die Intensität des Fluoreszenzsignals ist dabei ein Maß für die Konzentration der angeregten Spezies, wenn Quenching und Prädissoziation vernachlässigbar klein sind. Anwendungsbeispiele für LIF in Wasserkanaluntersuchungen sind in [ZLB<sup>+</sup>07, BK07, San11] gegeben.

#### 4.2.2 Messaufbau LIF

Die Implementierung der Messtechnik im Wasserkanal ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Der Nebenstrom, welcher Brennstoff bzw. Kühlluft simuliert (siehe Abbildung 3.6), wurde mit einem Farbstoff homogen eingefärbt. Die Hauptströmung wird durch klares Wasser simuliert. Als Farbstoff wurde hier Uranin (Produktbezeichnung *Basacid Yellow 226* [BAS00]) verwendet, mit dem schon in den Arbeiten von Brückner-Kalb [BK07] und Sangl [San11] gute Erfahrungen gemacht wurden. Uranin zeichnet sich durch sehr gute Fluoreszenzeigenschaften aus und ist toxikologisch unbedenklich<sup>5</sup>. Der Intensitätsverlauf der Fluoreszenzemission von in Wasser gelöstem Uranin in Abhängigkeit von der Konzentration ist in Abbildung 4.4 gegeben.

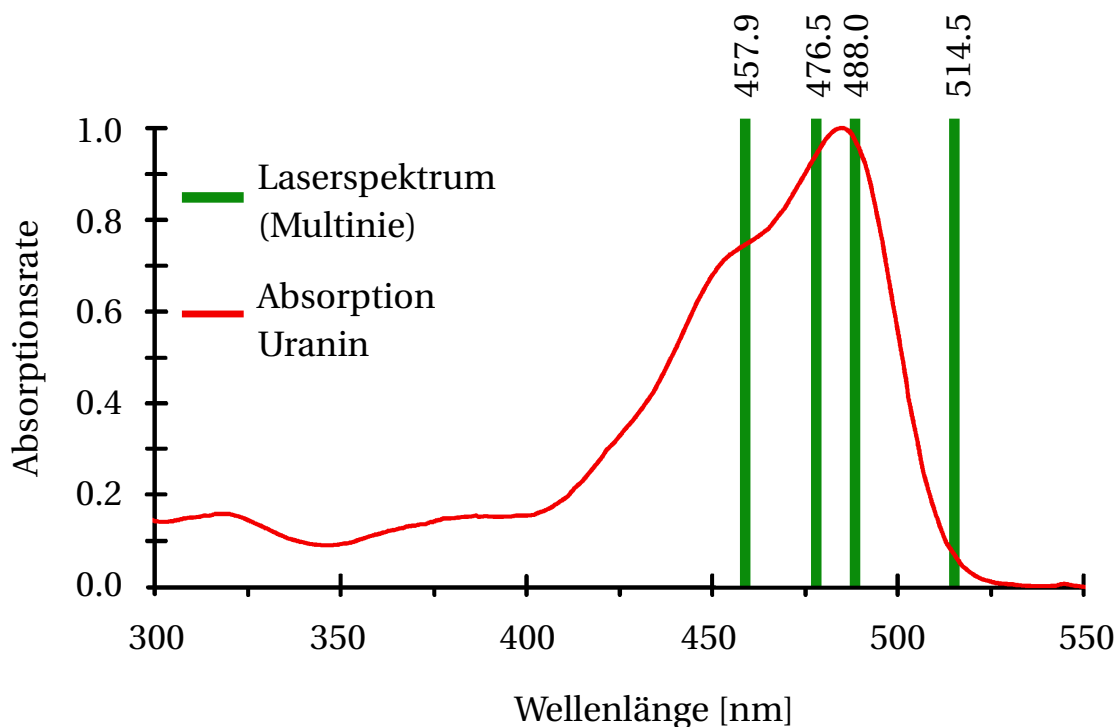


**Abbildung 4.4:** Intensitätsverlauf der Fluoreszenz von Uranin, in Wasser gelöst [Käs04]

<sup>5</sup> Das häufig verwendete Rhodamin B und Rhodamin 6G ist stark gesundheitsschädigend. Die Entsorgung muss gesondert erfolgen, wohingegen das mit Uranin versetzte Wasser in die Kanalisation geleitet werden kann.

Die Intensitätskurve verläuft linear bis zu einer Uranin-Konzentration von  $10^3 \mu\text{g/l}$ . Bei höheren Werten verursachen Eigenabsorption und Rückgang der Dissoziation eine Abweichung von der linearen Korrelation und die Zuordnung von Konzentration zu Fluoreszenzemission ist nicht mehr eindeutig [Käs04].

Zur Anregung wurde in dieser Arbeit ein CW<sup>6</sup>-Argon-Ionen Laser *INNOVA 90C* im Multiline-Betrieb<sup>7</sup> mit einer Leistung von 4 W verwendet. Der planare Lichtschnitt hatte eine Dicke von 2 mm. Uranin hat ein Absorptionsmaximum bei 489 nm [BAS00]. Das Absorptionsspektrum von Uranin, sowie das Emissionsspektrum des verwendeten CW-Lasers sind in Abbildung 4.5 gegeben.



**Abbildung 4.5:** Emissionsspektrum des CW-Lasers [Coh00] und Absorptionsspektrum von Uranin [BAS00]

Eine hohe Lichtabsorption bedeutet eine hohe Emission von Fluoreszenz, wobei die Wellenlänge der Absorption sich von der Wellenlänge der Emission unterscheidet (siehe Abbildung 4.3). Das Emissionsspektrum des Argon-Ionen-Lasers liegt im Absorptionsmaximum von Uranin, so dass die Fluoreszenzemission maximal ist. Der Emissionspeak bzw. das Fluoreszenzmaximum von Uranin liegt bei einer Anregung mit einem CW-Argon-Ionen-Laser bei einer

<sup>6</sup> engl.: CW - Continuous Wave

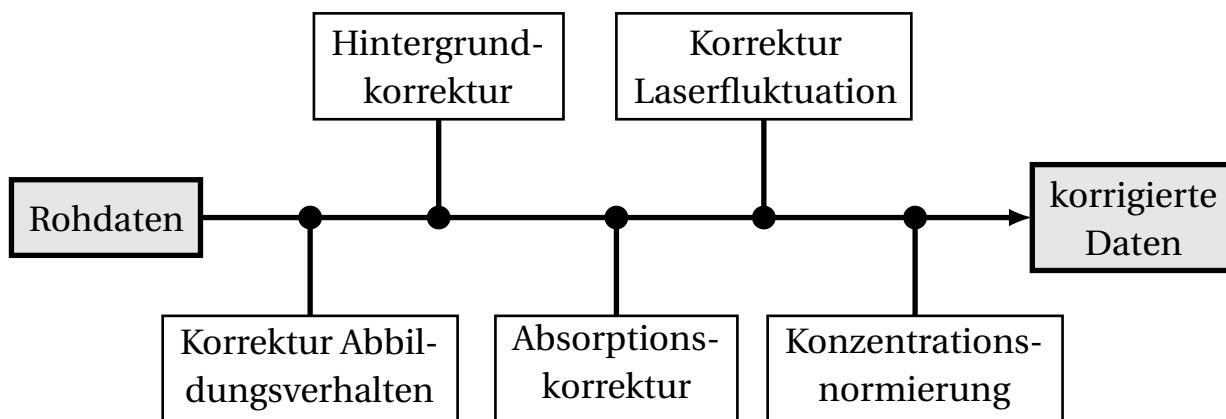
<sup>7</sup> Laseremissionen bei Multiline: 457.9 nm, 476.5 nm, 488.0 nm und 514.5 nm [Coh00]

Wellenlänge von 560 nm [Bra00]. Somit kann mit einem geeignetem Filter das Laserlicht und dessen Reflexion herausgefiltert werden und nur die Fluoreszenzemission aufgenommen werden.

Die Messungen wurden mit einer CMOS HS-Kamera *Photron FASTCAM-ultima APX* mit einer örtlichen Auflösung von  $1024 \times 1024$  Pixel durchgeführt. Es wurde ein *NIKKOR* Standardobjektiv mit fester Brennweite von 50 mm und maximaler Blende von 1:1.4 verwendet. Vor dem Objektiv wurde ein *RazorEdge LP03-532RU-25* Sperrfilter mit einer Transmission von 539 bis 1200 nm montiert. Die Aufnahmezeit beträgt analog zur PIV-Frequenz 250 Hz. Es wurden 2048 Messbilder aufgenommen und ausgewertet.

### 4.2.3 Auswertung LIF

Die LIF-Rohdaten müssen vor der Auswertung korrigiert werden, da verschiedene Störfaktoren die Messdaten verfälschen. Die Routine der LIF-Auswertung mit den einzelnen anzuwendenden Korrekturschritten ist in Abbildung 4.6 schematisch dargestellt.



**Abbildung 4.6:** Routine der LIF-Auswertung, schematische Darstellung

Zunächst muss das nichtlineare Abbildungsverhalten der HS-Kamera nach Pernpeinter et al. [PLHS11] kalibriert werden. Dazu wurde eine Kalibrationskurve aufgenommen, die in Abbildung 4.7 gezeigt ist. Insbesondere in Bereichen mit sehr geringer Lichtintensität zeigt die Kalibrationskurve der Kamera (Abbildung 4.7-durchgezogene Linie) eine starke Abweichung von der linearen Antwort (Abbildung 4.7-gestrichelte Linie). Um Störsignale und Reflexio-

nen zu reduzieren, wird von jedem Messbild ein Hintergrundbild abgezogen. Zur Aufnahme des Hintergrundbildes wird die Messstrecke mit klarem Wasser geflutet und mit dem Laserlichtschnitt der tatsächlichen Messungen ausgeleuchtet.

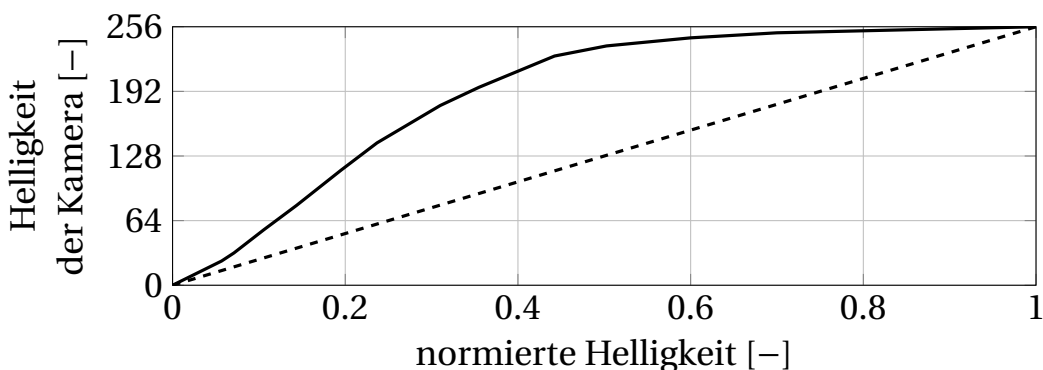
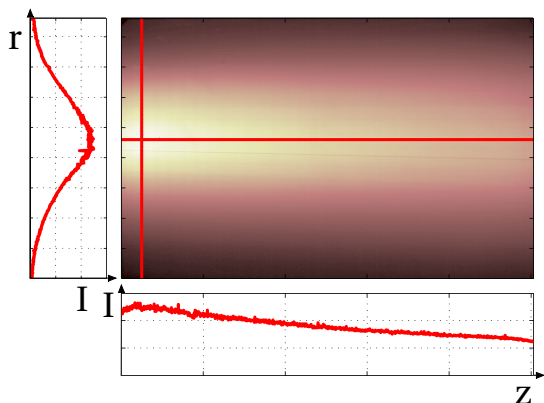


Abbildung 4.7: Kalibrationskurve der HS-Kamera

Das Profil des Laserstrahls ist sowohl in radialer Richtung als auch entlang des Laserpfades stark ungleichmäßig. Die typische Intensitätsverteilung des Laserstrahls folgt dabei einer Gaußschen Normalverteilung. Zusätzlich verursacht das Wasser-Farbstoff-Gemisch eine Absorption von Laserlicht entlang des Lichtpfades. Beide Effekte überlagern sich und resultieren in einer inhomogen ausgeleuchteten Messebene (siehe Abbildung 4.8).

(a): Signalabfall der LIF-Intensität von Rohdaten mit homogener Konzentrationsverteilung



(b): Ermittlung des Laserstrahlpfades

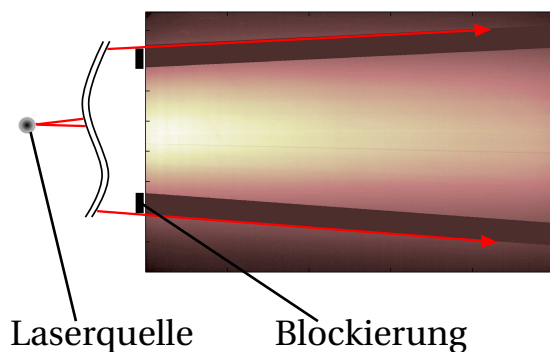
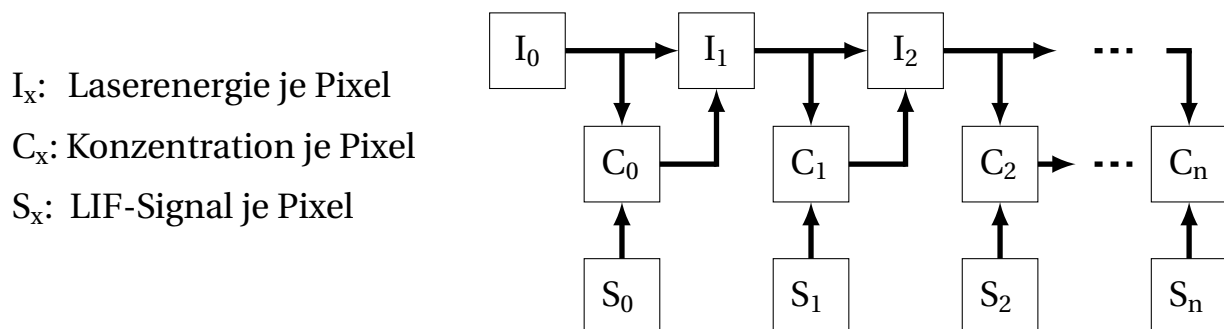


Abbildung 4.8: (a): Signalabfall der LIF-Intensität, (b): Ermittlung des Laserstrahlpfades

Abbildung 4.8-(a) zeigt den Signalabfall in einem perfekt gemischtem Feld von homogen verteilter Farbstoffkonzentration. Die zwei Graphen zeigen den Intensitätsabfall entlang der rot markierten Linien in r- bzw. z-Richtung. Zur Korrektur des Laserprofils muss die Richtung des Laserstrahlpfades bestimmt werden. Dazu wird ein Teil des Laserlichtes geblockt (siehe Abbildung 4.8-(b)) und entlang der Intensitätsgradienten die Strahlpfade ermittelt. Es werden der Ursprung der Laserlichtquelle (Schnittpunkt der Strahlpfade) und die Divergenz des Laserlichtes (Öffnungswinkel) bestimmt. Der Absorptionseffekt kann mit dem Gesetz nach Lambert-Beer [SDEW07] beschrieben werden:

$$I_x = I_0 \exp(-\epsilon C L) \quad . \quad (4.2)$$

Die Lichtintensität  $I$  wird aus dem exponentiellen Abfall der Anfangslichtintensität  $I_0$  am Lasereintritt bestimmt. Dabei ist  $\epsilon$  der molare Absorptionskoeffizient des Farbstoffes,  $C$  die Konzentration der absorbierenden Moleküle und  $L$  die Absolutlänge des Absorptionspfades. Zur Absorptionskorrektur wurde die kommerzielle Software *Davis 8* von *LaVision* verwendet, wobei das in Abbildung 4.9 visualisierte Schema umgesetzt wurde [LaV09].

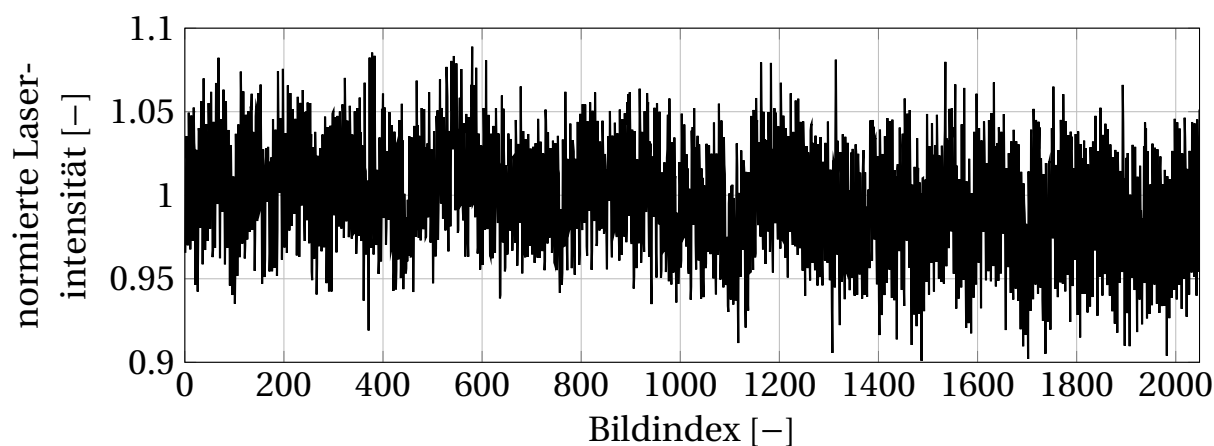


**Abbildung 4.9:** Schematische Darstellung der Absorptionskorrektur [LaV09]

Es wird angenommen, dass das Signal des ersten Pixels am Einlass des Messbereiches frei von Absorption ist. Daher kann die Konzentration  $C_0$  direkt vom Signal  $S_0$  unter der Annahme der Intensität  $I_0$  bestimmt werden. Die Laserintensität, die das nächste Pixel entlang des Laserpfades erreicht, wird unter Berücksichtigung der Absorptionslänge  $L$  und der molaren Konzentration des vorherigen Pixels  $C_0$  bestimmt. Diese Kalibration wird für jedes Pixel entlang des Laserstrahlpfades durchgeführt, um die verbleibende Laserenergie und

Konzentration nach Gleichung 4.2 zu berechnen. Voraussetzung zur Anwendung dieses Verfahrens ist, dass der Eintritt des Laserstrahls in die Messebene Teil des aufgenommenen Messbildes ist. Die Anfangsintensität  $I_0$  muss bekannt sein.

Die aufgenommene Signalintensität hängt von der Laserleistung ab, so dass Schwankungen der Laserleistung Signalfluktuationen verursachen. Daher wurde die tatsächliche Laserleistung in einem geeigneten Bereich maximaler Farbstoffkonzentration detektiert und aufgezeichnet. Die mittlere Laserleistung einer Messreihe wurde als Referenzwert zur Korrektur verwendet. In Abbildung 4.10 ist ein typischer Verlauf der gemessenen Laserschwankung abgebildet. Die Fluktuationen sind bei allen Messungen unter 10%.



**Abbildung 4.10:** Typische Fluktuation der Laserintensität

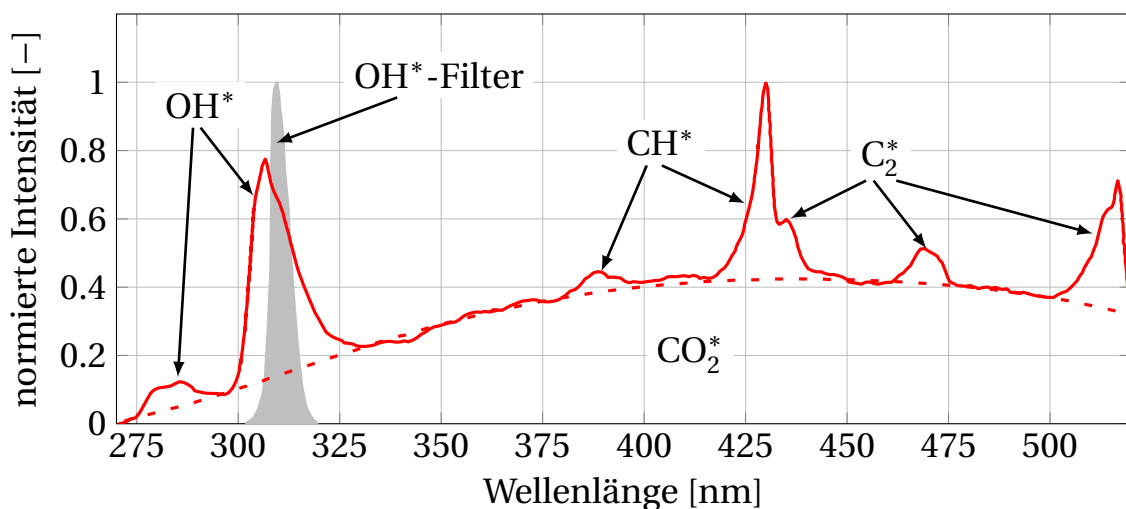
Um die gemessenen Intensitäten mit der tatsächlichen Konzentration zu korrelieren, wurde ein Bereich bekannter Konzentration als Referenzpunkt verwendet. Die Konzentrationsfelder sind in dieser Arbeit auf die maximale Konzentration am Einlass normiert. Ein Wert von  $c_i/c_{ref} = 1$  entspricht somit reiner Kühlluft bzw. Brennstoff und ein Wert von  $c_i/c_{ref} = 0$  bedeutet keine Vermischung mit der Hauptströmung.

### 4.3 Messung der OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenz

Zur qualitativen Beschreibung des Flammenverhaltens während der atmosphärischen Verbrennungsversuche wurde die OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenz in der Brennkammer aufgenommen. Bei der Verbrennung von Methan entstehen unter anderem die angeregte Spezies CO<sub>2</sub><sup>\*</sup> sowie die angeregten Radikale



OH<sup>\*</sup>, CH<sup>\*</sup> und C<sub>2</sub><sup>\*</sup>. Diese sind energetisch instabil und befinden sich auf unterschiedlichen Energieniveaus. Beim Übergang aus dem angeregten Zustand in den energetisch stabilen Grundzustand wird Licht emittiert, so dass ein Eigenleuchten der Flamme zu beobachten ist. Der Übergang des dreiatomigen CO<sub>2</sub><sup>\*</sup> in den energetisch stabilen Zustand emittiert ein viel breiteres Spektrum als bei den zweiatomigen Radikalen OH<sup>\*</sup>, CH<sup>\*</sup> und C<sub>2</sub><sup>\*</sup>. Nach Lauer [Lau11] emittieren alle Spezies auf diskreten Linien, was jedoch nur durch sehr schmalbandige Spektrometer sichtbar gemacht wird. Im technischen Zusammenhang ist die Beschreibung durch ein kontinuierliches Spektrum jedoch sinnvoll und quantitativ richtig. In Abbildung 4.11 ist die normierte Intensität der emittierten Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach Lauer [Lau11] aufgetragen.



**Abbildung 4.11:** Typische Spektralverteilung der Chemilumineszenz einer atmosphärischen Methanflamme [Lau11]

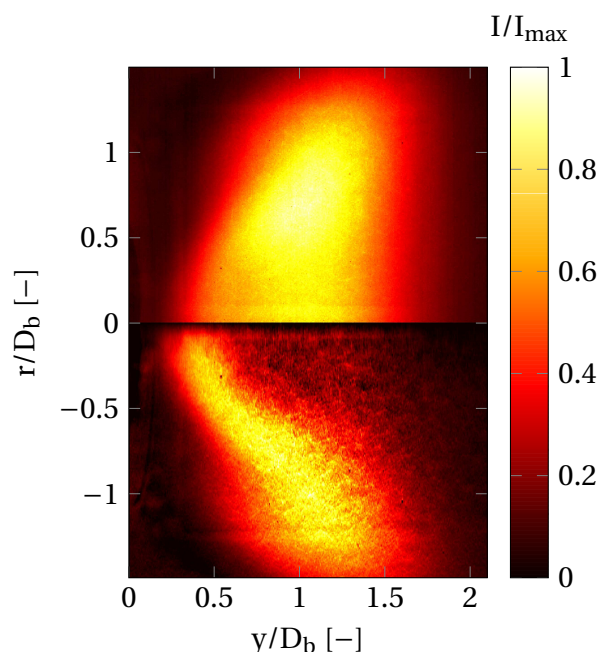
Die OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenz wurde mit einer bildverstärkten *Photron FASTCAM-ultima APX I<sup>2</sup>* CMOS HS-Kamera aufgenommen. Es wurde ein *Cerco Sodern UV<sup>8</sup>*-Standardobjektiv mit fester Brennweite von 45 mm und maximaler Blende von 1:1.8 verwendet. Die Aufnahmen wurden mit einer Frequenz von 250 Hz und einer örtlichen Auflösung von 1024 × 1024 Pixel bzw. 6000 Hz und 512 × 512 Pixel durchgeführt. Für die Bestimmung der zeitlichen Mittelwertbilder (siehe Abschnitt 7.1) wurde bewusst eine niedrige Aufnahme­frequenz von 250 Hz gewählt. Die OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenz konnte da-

<sup>8</sup> UV: Ultraviolett

durch über einen längeren Zeitraum aufgenommen werden, um die charakteristische Schwankungsverteilung des Signals vollständig zu erfassen. Die Datenqualität ist bei geringeren Aufnahme­frequenzen besser, da die Belichtungszeit länger und somit die aufgenommene Lichtintensität größer ist. Die Bildverstärkung kann dadurch reduziert werden und das Hintergrundrauschen somit verringert werden. Zur Bewertung des instantanen Flammenverhaltens wurde eine hohe Aufnahme­frequenz (6000 Hz) gewählt, so dass die instationäre Flammenbewegung vollständig erfasst werden konnte. Durch die reduzierte Belichtungszeit bzw. erforderliche höhere Bildverstärkung tritt bei diesen Messungen ein verstärktes Hintergrundrauschen auf, was die Datenqualität herabsetzt. Die  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz ist bei einer Wellenlänge von 307 nm dominant, so dass die Flammenstrahlung mit einem optischen Bandpassfilter *307FS10-50* der Firma LOT-Oriel gefiltert werden kann. Der verwendete Filter ist in einem Wellenlängenbereich von  $307 \pm 5$  nm durchlässig und hat einen maximalen Transmissionsgrad von 16.47%.

Die aufgenommenen Flammen sind rotationssymmetrisch (siehe [May12]). Aufgrund der beschränkten Fenstergröße (siehe Abschnitt 3.3) wird zur Auswertung der Flammenbilder nur die obere Flammenhälfte betrachtet. Zur Auswertung der gemittelten  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzaufnahmen wird eine Abel-Transformation mit der BASEX-Methode nach Dribrinski et al. [DOMR02] angewendet. Dabei wird aus der tiefenintegrierten Aufnahme die Intensitätsverteilung in der planaren Schnittebene der Mittelebene berechnet. Ein Vergleich zwischen tiefenintegriertem und Abel-transformiertem Flammenbild ist beispielhaft in Abbildung 4.12 gegeben.

Lauer [Lau11] zeigt, dass in turbulenten Flammen aufgrund der Turbulenz-Chemie-Interaktion zwischen lokaler  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz und der Wärmefreisetzung kein direkter linearer Zusammenhang besteht. Für quantitative Aussagen über die lokale Wärmefreisetzung sind weitere Korrekturen der Ergebnisse notwendig. Es können jedoch qualitative Aussagen über die Flammenposition getroffen werden. Im Rahmen dieser Arbeit sind diese qualitativen Ergebnisse ausreichend. Es werden vor allem vergleichende Untersuchungen durchgeführt, um zu beurteilen, inwieweit das Flammenverhalten von den verschiedenen Messparametern beeinflusst wird.



**Abbildung 4.12:** Vergleich tiefenintegriertes (oben) und Abel-transformiertes Flammenbild (unten)

## 4.4 Abgasanalyse

Die während der Verbrennungsversuche entstehenden Emissionen werden mit einer im Rahmen dieser Arbeit beschafften und in den Versuchsaufbau eingebundenen Abgasanalyseanlage aufgezeichnet. Es wurde ein stationäres Abgasanalyse-System von ABB (*ABB Advanced Optima 2000*) eingesetzt, das simultan die Komponenten  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{NO}$  und  $\text{NO}_2$  misst.

### 4.4.1 Messprinzip der Analysatoren

In dem Analysesystem sind drei Analysatoren eingebaut, deren zugrunde liegendes Messprinzip nachfolgend kurz erklärt wird. Ausführlichere Informationen sind in [ABB10, Bir11] zu finden. Sauerstoff  $\text{O}_2$  wird mit einem Analysatormodul *MAGNOS 206* bestimmt. Das Messprinzip nutzt dabei die paramagnetischen Eigenschaften von Sauerstoff aus. Kohlenmonoxid  $\text{CO}$  und Kohlendioxid  $\text{CO}_2$  werden mit einem Photometer *URAS 26* unter Anwendung der nicht-dispersiven Infrarotabsorption (NDIR) ermittelt. Bei dem Messverfahren werden die optischen Eigenschaften des Messgases in Abhängigkeit der Konzentration der Messkomponenten ausgenutzt. Stickstoff-

monoxid NO und Stickstoffdioxid NO<sub>2</sub> werden im feuchten Abgas mit einem UV-Photometer *LIMAS 11HW* gemessen. NO wird mit der differentiellen Ultraviolett-Resonanz-Absorptions-Spektroskopie (DUVRAS) und NO<sub>2</sub> mit der nicht-dispersiven UV/VIS-Spektroskopie (NDUV) bestimmt. Im Gegensatz zur NDIR wird die Strahlung bei diesen Methoden im UV-Bereich absorbiert, so dass ein Rückschluss auf die Konzentration der Messkomponenten möglich ist. Wasser ist für die UV-Strahlung durchlässig, so dass das Probengas nicht vor der Messung getrocknet werden muss. Je nach erwarteter Konzentration lassen sich unterschiedliche Messbereiche der einzelnen Analysatoren einstellen. In Tabelle 4.1 sind die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messbereiche für die einzelnen Abgaskomponenten aufgelistet. Die Reproduzierbarkeit der Messwerte ist, mit einer geringen Messwertstreuung für alle durchgeführten Messungen, sehr gut.

**Tabelle 4.1:** Verwendete Messbereiche der Abgasanalysatoren

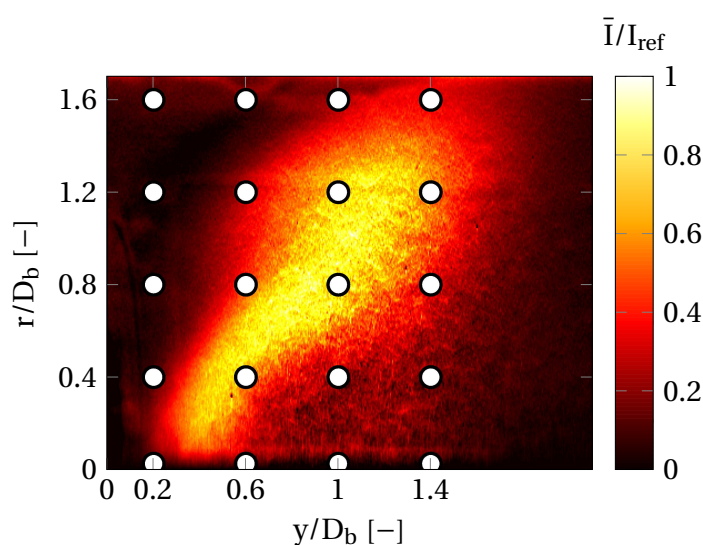
Komponente	CO	CO <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	NO	NO <sub>2</sub>
Messbereich	0-1000 ppm	0-30 Vol.-%	0-25 Vol.-%	0-50 ppm	0-10 ppm

#### 4.4.2 Messaufbau

Bei den Abgasmessungen wird kontinuierlich Probengas über eine Abgassonde entnommen, welche an einer beheizten Messgasleitung angeschlossen ist. Sowohl Messgasleitung als auch Analysatoren sind auf eine konstante Temperatur (100°C) geregelt. Somit wird verhindert, dass die Temperatur des im entnommenen Gases befindlichen Wasserdampfes unter den Taupunkt fällt und kondensiert. Insbesondere für die Bestimmung des NO<sub>2</sub>-Gehaltes ist dies von entscheidender Bedeutung. NO<sub>2</sub> ist wasserlöslich und würde sich im kondensierten Wasser anreichern und somit das Messergebnis verfälschen. Die Stickoxide NO<sub>x</sub><sup>9</sup> werden deshalb im feuchten Abgas bestimmt und im Rahmen der Messwertkorrektur auf Werte im trockenen Abgas umgerechnet (siehe Abschnitt 4.4.3). CO, CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> werden im trockenem Abgas ermittelt. Vor dem Eintritt in die Analysatoren wird das Messgas zuerst zum Trocknen heruntergekühlt (3°C), so dass das beinhaltenete Wasser auskondensiert.

<sup>9</sup> hier: NO<sub>x</sub> = NO + NO<sub>2</sub>

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sowohl globale Emissionsmessungen, bei denen der Reaktionsablauf abgeschlossen ist, als auch lokale Messungen im Bereich der Flammenfront durchgeführt. Bei den globalen Messungen am Ende der Brennkammer, kurz vor dem Eintritt in den Kamin, ist die ungekühlte Sonde zur Probenentnahme auf der Brennermittelachse mit einem Abstand zur Brenneraustrittsebene von  $y/D_b = 9.4$  positioniert. Die lokalen Emissionsmessungen werden im Bereich der Flammenfront nahe der Brenneraustrittsebene durchgeführt. Die Messebene mit den einzelnen Messpunkten ist in Abbildung 4.13 dargestellt.



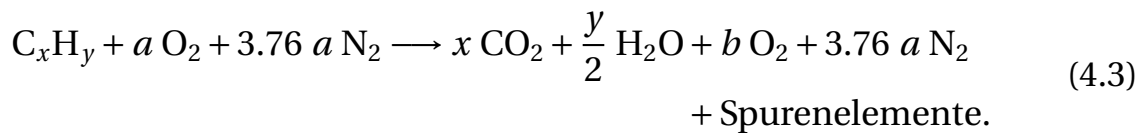
**Abbildung 4.13:** Messpositionen der lokalen Emissionsmessung

Das Messfeld erstreckt sich von der Brennermittelachse ( $r/D_b = 0$ ) bis nahe zur Brennkammerwand ( $r/D_b = 1.6$ ) und vom Nahbereich der Brenneraustrittsebene ( $y/D_b = 0.2$ ) stromab bis zu einer Position von  $y/D_b = 1.4$ . Dies resultiert in 20 Messpunkten, die mit einem traversierbaren Schrittmotor abgefahren werden. Zur Entnahme des Messgases wird eine wassergekühlte Sonde mit einem rechtwinklig gekrümmten Sondenkopf verwendet. Die Reaktionen im Probegas werden dadurch sofort nach der Entnahme gestoppt. Es können somit die Konzentration der Zwischenprodukte der Erdgasverbrennung bestimmt werden. Die Hauptströmungsrichtung der Drallströmung des Brenners verläuft senkrecht zum gekrümmten Kopf der Sonde. Damit wird sichergestellt, dass nicht im Nachlauf der Entnahmesonde gemessen wird. Die Verfälschung der Messwerte durch Strömungsbeeinflussungen werden somit minimiert. Es werden zeitlich gemittelte Werte für die lokale Emissionsverteilung betrachtet. Je Betriebspunkt werden die Messdaten über 120 Sekun-

den gemittelt. Nach dem Verfahren der Sonde mittels Traverse zum nächsten Messpunkt wird eine Wartezeit von 30 Sekunden eingehalten, bis die Messwerte stationär sind. Der Aufbau der globalen und lokalen Sonde sowie die Details der lokalen Sondenbindung sind in [Bir11, Ras12] dargestellt.

#### 4.4.3 Messwertkorrektur

Zur besseren Vergleichbarkeit ist es üblich, die gemessenen  $\text{NO}_x$ -Werte bei trockenen Bedingungen anzugeben und auf 15% Restsauerstoff im Abgas zu normieren. Die bei feuchten Bedingungen gemessenen Rohmesswerte müssen dafür auf trockenes Abgas umgerechnet werden. Bei stöchiometrischer bzw. magerer Verbrennung, in der nur Spuren von CO und  $\text{H}_2$  enthalten sind, wird die Reaktion wie folgt beschrieben:



Die Umrechnung erfolgt nach Turns [Tur00] mit Gleichung 4.4 unter Verwendung des Sauerstoffkoeffizienten  $a$ :

$$\frac{\text{NO}_{x,feucht}}{\text{NO}_{x,tr}} = 1 + \frac{y}{2 \left(4.76 a - \frac{y}{4}\right)} \quad , \quad (4.4)$$

$$a = \frac{x + \left(1 - \chi_{\text{O}_2,AG,tr}\right) \frac{y}{4}}{1 - 4.76 \chi_{\text{O}_2,AG,tr}} \quad . \quad (4.5)$$

Für die Normierung der Messwerte auf 15%  $\text{O}_2$  im Abgas wird folgende Beziehung mit  $\chi_{\text{O}_2,ref}=15$  Vol.-% verwendet:

$$\text{NO}_{x,norm} = \text{NO}_{x,tr} \frac{\chi_{\text{O}_2,L} - \chi_{\text{O}_2,ref}}{\chi_{\text{O}_2,L} - \chi_{\text{O}_2,AG,tr}} \quad . \quad (4.6)$$

Zur besseren Vergleichbarkeit werden in dieser Arbeit neben den  $\text{NO}_x$ -Werten auch die Werte für CO und  $\text{CO}_2$  als trocken, bezogen auf 15%  $\text{O}_2$  angegeben. Die Umrechnung erfolgt analog nach Gleichung 4.6.

#### 4.4.4 Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses

Das Äquivalenzverhältnis<sup>10</sup> charakterisiert den Betriebsbereich der Verbrennung und ist eine wichtige Größe bei der Darstellung der Verbrennungsergebnisse. Im deutschen Sprachgebrauch wird anstelle des international verwendeten Äquivalenzverhältnisses  $\phi$  meist die Luftzahl  $\lambda$  verwendet.

$$\phi = \frac{1}{\lambda} = \frac{\text{stöchiometrisch benötigte Oxidatormenge}}{\text{tatsächliche Oxidatormenge}} \quad (4.7)$$

Zur Berechnung der Luftzahl aus der gemessenen Abgaszusammensetzung sind nachfolgende Verbrennungsrechnungen notwendig [BK07]. Bei bekannter Brennstoffzusammensetzung wird der theoretische minimale Bedarf an trockener Verbrennungsluft bestimmt:

$$l_{min,tr} = \frac{x + \frac{y}{4}}{\chi_{O_2,L}} \chi_{C_xH_y} + \frac{\frac{z}{4}}{\chi_{O_2,L}} \chi_{H_2} \left[ \frac{\text{kmol}_L}{\text{kmol}_{BS}} \right] . \quad (4.8)$$

Die theoretische minimale (bezogene) Stoffmenge an trockenem Abgas berechnet sich wie folgt:

$$v_{min,tr} = \left( \frac{1}{\chi_{O_2,L}} - 1 \right) \left[ \left( \frac{x}{1 - \chi_{O_2,L}} + \frac{y}{4} \right) \chi_{C_xH_y} + \frac{1}{2} \chi_{H_2} \right] \left[ \frac{\text{kmol}_{AG}}{\text{kmol}_{BS}} \right] . \quad (4.9)$$

Mit dem Molenbruch des Sauerstoffs in der Verbrennungsluft  $\chi_{O_2,L} = 0.21$  und dem im Verbrennungsabgas gemessenen Molenbruch  $\chi_{O_2,AG}$  des Restsauerstoffes kann die Luftzahl  $\lambda$  berechnet werden:

$$\lambda = 1 + \frac{\chi_{O_2,AG}}{\chi_{O_2,L} - \chi_{O_2,AG}} \frac{v_{min,tr}}{l_{min,tr}} . \quad (4.10)$$

Die Luftzahl  $\lambda$  kann auch über den  $\text{CO}_2$ -Gehalt des Abgases bestimmt werden. Dazu wird eine weitere brennstoffabhängige Hilfsgröße benötigt. Der maximal mögliche Stoffmengenanteil an  $\text{CO}_2$  im Abgas, der bei einer stöchiometrischen Verbrennung auftritt, wird bestimmt mit:

<sup>10</sup> engl.: equivalence ratio

$$\chi_{\text{CO}_2, \max} = \frac{x \chi_{\text{C}_x\text{H}_y} \left[ \frac{\text{kmol}_{\text{CO}_2}}{\text{kmol}_{\text{AG}}} \right]}{v_{\min, \text{tr}}} \quad (4.11)$$

Somit lässt sich die Luftzahl berechnen als:

$$\lambda = 1 + \left( \frac{\chi_{\text{CO}_2, \max}}{\chi_{\text{O}_2, \text{AG}}} - 1 \right) \frac{v_{\min, \text{tr}}}{l_{\min, \text{tr}}} \quad (4.12)$$

Zur Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses wurde die Berechnung der Luftzahl mit O<sub>2</sub> herangezogen. Die Werte wurden mit den Ergebnissen aus der CO<sub>2</sub>-Messung abgeglichen, um Fehler auszuschließen. Für Methan lässt sich die Berechnung der Luftzahl vereinfachen zu:

$$\lambda_{\text{CH}_4} = \frac{2 - \chi_{\text{O}_2}}{2 - 2 \frac{\chi_{\text{O}_2}}{\chi_{\text{O}_2, \text{L}}}} \Bigg|_{\text{AG}} = \frac{1 + \chi_{\text{CO}_2}}{2 \frac{\chi_{\text{CO}_2}}{\chi_{\text{O}_2, \text{L}}}} \Bigg|_{\text{AG}} \quad (4.13)$$

#### 4.4.5 Adiabate Flammentemperatur

Die adiabate Flammentemperatur ist die Temperatur der Verbrennungsprodukte, wenn kein Wärmeaustausch zwischen Flamme und Umgebung stattfindet. Sie ist eine wichtige Kenngröße zur Darstellung der mageren Löschgrenze und der NO<sub>x</sub>-Emissionen des untersuchten Verbrennungsprozesses. Die Bestimmung der adiabaten Flammentemperatur (hier bei konstantem Druck) erfolgt nach Turns [Tur00] über die Enthalpie der Reaktanden und Produkte nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik.

$$h_{\text{reac}}(T_{\text{ref}}, p) = h_{\text{prod}}(T_{\text{ad}}, p) \quad (4.14)$$

Unter Einsetzung der spezifischen Wärmekapazitäten für die Enthalpien ergibt sich:

$$H_u + \int_{T_{\text{ref}}}^{T_{\text{BS}}} c_{p, \text{BS}} dT + \lambda l_{\min} \cdot \int_{T_{\text{ref}}}^{T_{\text{L}}} c_{p, \text{L}} dT = \sum_i \chi_{i, \text{prod}} \int_{T_{\text{ref}}}^{T_{\text{ad}}} c_{p, i} dT \quad (4.15)$$



In der Berechnung werden die mittleren spezifischen Wärmekapazitäten von Brennstoff, Luft und den Produkten eingesetzt:

$$\begin{aligned}
 & H_u + (T_{BS} - T_{ref}) \bar{c}_{p,BS} \Big|_{T_{ref}}^{T_{BS}} + \lambda l_{min} (T_L - T_{ref}) \bar{c}_{p,L} \Big|_{T_{ref}}^{T_L} \\
 & = \sum_i \chi_{i,prod} (T_{ad} - T_{ref}) \bar{c}_{p,i} \Big|_{T_{ref}}^{T_{ad}} .
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Die mittleren spezifischen Wärmekapazitäten der Verbrennungsprodukte hängen von der adiabaten Flammentemperatur ab. Die adiabate Flammentemperatur wird iterativ berechnet. Zur numerischen Berechnung der temperaturabhängigen Wärmekapazitäten werden Näherungsfunktionen nach [Hey88, KRM91] angewandt.

## 4.5 Lokale Temperaturmessung

Parallel zu den lokalen Emissionsmessungen in der Flammenfront werden die lokalen Temperaturen im Nahbereich der lokalen Messgasentnahmestelle gemessen. Basierend auf den guten Erfahrungen in der Arbeit von Brückner-Kalb [BK07] wurde eine ungekühlte Thermoelementsonde vom Typ B verwendet. Durch die fehlende Kühlung wird der Messfehler aufgrund von Wärmeleitung in der Sonde minimiert. Ein Typ-B-Thermoelement<sup>11</sup> kann für Temperaturen bis ca. 2000 K verwendet werden. Eine relativ große Thermoelement-Schweißperle von 1.2 mm ermöglicht lange Messzeiten bei hohen Verbrennungstemperaturen. Aufgrund der hohen thermischen Belastbarkeit des Thermoelements über eine lange Standzeit können mittlere Temperaturfelder gemessen werden. Das Thermoelement ist in einem Keramikstab mit Stahlummantelung zum Schutz und zur Stabilität gegen Verbrennungsschwingungen eingefasst. Die Thermoelementsonde ist direkt auf der gekrümmten Emissionssonde befestigt, so dass der Abstand zwischen Ansaugöffnung und Messperle minimal ist. Die Thermoelementsonde befindet sich auf der strömungszugewandten Seite der Emissionssonde. Es wird sichergestellt, dass nicht im Nachlauf der Strömung gemessen wird, um eine Verfälschung der Messwerte zu minimieren. Details zum Aufbau und zum Messbetrieb sind in [Ras12] dokumentiert.

<sup>11</sup> Paarung: 70% Platin/30% Rhodium - 94% Platin/6 % Rhodium

Bei der Bestimmung der Gastemperatur müssen Strahlungsverluste, der sogenannte Thermometerfehler zweiter Art [PK09], berücksichtigt werden. Zur Strahlungskorrektur wird die Wandtemperatur der Brennkammer mit einem herkömmlichen Typ-K-Thermoelement gemessen. Der Strahlungsaustausch der Messperle mit den Brennkammerwänden und der Abgassonde wird unter Berücksichtigung der Sichtfaktoren (siehe [PK09]) berechnet. Die an der Messperle vorherrschende Geschwindigkeit wird durch den Ansaugstrom der Abgasentnahmesonde dominiert und bestimmt den konvektiven Wärmetransport an der Thermoelementperle. Die für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten an der Messperle notwendigen Strömungsgeschwindigkeiten in der Brennkammer werden mit guter Näherung aus numerischen Verbrennungssimulationen abgeschätzt. Die strahlungskorrigierte Gastemperatur  $T_{gas}$  ergibt sich aus der iterativ zu lösenden Gleichung der Strahlungsbilanz<sup>12</sup> [Ras12]:

$$(T_{gas} - T_{Th}) = \frac{\epsilon_{Pt} \sigma}{\alpha_{Th}} \left[ (T_{Th}^4 - T_{AS}^4) \frac{A_{effS}}{2 A_{Th}} + (T_{Th}^4 - T_W^4) \frac{1 - A_{effS}}{2 A_{Th}} \right] . \quad (4.17)$$

Wie auch bei den lokalen Emissionen werden die Messwerte der lokalen Temperatur über einen Zeitraum von 120 Sekunden gemittelt. Zwischen den einzelnen Messpunkten wird eine Wartezeit von 30 Sekunden eingehalten, bis sich ein stationärer Wert einstellt. Aufgrund der Trägheit der Temperaturmessung können keine zeitlich aufgelösten Messungen durchgeführt werden, um mögliche zeitliche Temperaturschwankungen an einem lokalen Messpunkt aufzuzeichnen.

## 4.6 Numerische Simulationen

Die experimentellen Ergebnisse aus dem Wasserkanal werden mit numerischen Daten aus [MSS11, MSB<sup>+</sup>12, SMS<sup>+</sup>13, SMH<sup>+</sup>13] verglichen. Es wurden dazu Large Eddy Simulationen (LES) mit dem inkompressiblen Berechnungsprogramm *ANSYS Fluent 13* durchgeführt. Die Geometrie wurde strukturiert mit hexaedrischen Elementen vernetzt und hatte eine Netzgröße von

<sup>12</sup> mit Emissionszahl Platin  $\epsilon_{Pt}$ , Stefan-Boltzmann Konstante  $\sigma$ , konvektiver Wärmeübergangskoeffizient an der Thermoelementperle  $\alpha_{Th}$ , effektive Sondenoberfläche  $A_{effS}$ , Thermoelementoberfläche  $A_{Th}$ , Messwert Thermoelementtemperatur  $T_{Th}$  und Wandtemperatur Brennkammer  $T_W$

ungefähr  $8.9 \times 10^6$  Zellen. Die Wandgrenzschicht war nicht vollständig aufgelöst, so dass mit einem Wandmodell der Nahbereich der Wandströmung berechnet wurde. Die Startlösung zur Berechnung der LES wurde mit einem RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) Ergebnis unter Verwendung des  $k-\epsilon$ -realizable Turbulenzmodells initialisiert. Es wurde ein Diskretisierungsschema zweiter Ordnung verwendet. Die Stoffdaten wurden in Analogie zu den isothermen Experimenten gewählt, so dass die Strömung aus Wasser mit einer Temperatur von  $T = 283 \text{ K}$  bestand. Die Reynolds-Zahl der Hauptströmung, bezogen auf den Brenneraustritt  $D_b$ , war  $Re = 6.4 \times 10^4$ . Weitere Details zur numerischen Berechnung sind in [MSS11, MSB<sup>+</sup>12, SMS<sup>+</sup>13, SMH<sup>+</sup>13] gegeben.

## 4.7 Dynamische Druckmessung

Das akustische Verhalten im atmosphärischen Verbrennungsprüfstand wurde durch dynamische Druckmessung quantifiziert. Die Messungen wurden im Rahmen der Veröffentlichung von Marosky et al. [MSS<sup>+</sup>13b] durchgeführt. Es wurden drei dynamische Drucksensoren (*Piezotronics PCB 106B*) mit einer Aufnahmerate von  $2^{16}$  Hz verwendet, um den dynamischen Druck in der Brennkammer zu messen. Die Sensoren sind entlang der Brennermittelachse in der Brennkammer stromab der Brenneraustrittsebene verteilt (siehe Abschnitt 3.3). Die Signale wurden über eine Sekunde aufgenommen, Fouriertransformiert und über 60 Spektren gemittelt.

## 4.8 Ähnlichkeitsbedingungen

Die Strömungseigenschaften und Mischungscharakteristiken wurden in isothermen Wasserkanaluntersuchungen studiert, die entscheidende Vorzüge aufweisen: Es herrscht eine bessere Zugänglichkeit und die Strömung lässt sich mit geringerem Aufwand als in Verbrennungsversuchen sichtbar machen. Mit niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten lassen sich bereits hohe Reynoldszahlen einstellen, da die kinematische Viskosität von Wasser geringer ist als die von Luft. Um eine Vergleichbarkeit mit den atmosphärischen Verbrennungsexperimenten zu gewährleisten, wurde auf die Einhaltung der Ähnlichkeitsbedingungen geachtet. Nachfolgend werden die Ähnlichkeitsbedin-

gungen nach Leuckel et al. [LSW02] beschrieben, die für das skalierte System (Index: skal) und das Originalsystem (Index: orig) einzuhalten sind. Es wird dabei die Beziehung zweier Ströme (Index: 1,2) zueinander betrachtet. Als erstes ist die geometrische Ähnlichkeit zu erfüllen. Alle Verhältnisse zwischen Linearabmessungen oder Flächenpaaren  $A_1, A_2$  müssen gleich groß sein:

$$\left( \frac{A_1}{A_2} \right)_{skal} = \left( \frac{A_1}{A_2} \right)_{orig} . \quad (4.18)$$

Des Weiteren muss die kinematische und dynamische Ähnlichkeit erfüllt sein. Dies bedeutet eine Ähnlichkeit der Dichte- und Geschwindigkeitspaare:

$$\left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)_{skal} = \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)_{orig} , \quad (4.19)$$

$$\left( \frac{u_1}{u_2} \right)_{skal} = \left( \frac{u_1}{u_2} \right)_{orig} . \quad (4.20)$$

Daraus folgt eine Proportionalität für die Massenstrom- und Impulstromdichten:

$$\left( \frac{\rho_1 u_1}{\rho_2 u_2} \right)_{skal} = \left( \frac{\rho_1 u_1}{\rho_2 u_2} \right)_{orig} , \quad (4.21)$$

$$\left( \frac{\rho_1 u_1^2}{\rho_2 u_2^2} \right)_{skal} = \left( \frac{\rho_1 u_1^2}{\rho_2 u_2^2} \right)_{orig} . \quad (4.22)$$

Werden diese wesentlichen Bedingungen erfüllt, sind alle Größen der Zu- und Abströmeigenschaften des Verbrennungssystems proportional zueinander. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Größenverhältnisse beibehalten und das Strömungsmedium verändert. Anstelle von Gasströmungen im Originalsystem werden im skalierten System Flüssigkeitsströmungen untersucht. Im Wasserkanal ist Gleichung 4.19 im Detail nicht erfüllt, da alle Ströme durch Wasser mit gleicher Dichte repräsentiert werden<sup>13</sup>. Im Originalsystem werden

<sup>13</sup> Der Einfluss von PIV-Streupartikeln bzw. LIF-Farbstoff auf die Dichte kann aufgrund des sehr geringen Anteils vernachlässigt werden.

je nach Untersuchungsfokus unterschiedliche Massenströme aus Luft, gasförmigen Brennstoff oder Gas-Luft-Gemischen mit unterschiedlichen Temperaturen und somit unterschiedlichen Dichten zusammengeführt. Die geforderte Ähnlichkeit zwischen Originalsystem und skaliertem System können somit nicht streng eingehalten werden. Dennoch lässt sich nach Brückner-Kalb [BK07] und Sangl [San11] mit folgenden Formulierungen eine gute Vergleichbarkeit erreichen. Unter Verwendung der Massen- und Impulsströme anstatt der Massen- und Impulsstromdichten ergibt sich:

$$\left( \frac{\rho_1 u_1 A_1}{\rho_2 u_2 A_2} \right)_{skal} = \left( \frac{\rho_1 u_1 A_1}{\rho_2 u_2 A_2} \right)_{orig} , \quad (4.23)$$

$$\left( \frac{\rho_1 u_1^2 A_1}{\rho_2 u_2^2 A_2} \right)_{skal} = \left( \frac{\rho_1 u_1^2 A_1}{\rho_2 u_2^2 A_2} \right)_{orig} . \quad (4.24)$$

Die Zusammenhänge in Gleichung 4.19 und Gleichung 4.20 können durch das Miteinbeziehen der Einströmquerschnitte durch folgende Formulierungen gleichwertig ersetzt werden:

$$\left( \frac{A_1}{A_2} \right)_{skal} = \left( \frac{A_1}{A_2} \right)_{orig} \frac{\left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)_{orig}}{\left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)_{skal}} . \quad (4.25)$$

Das Flächenverhältnis  $A_1/A_2$  in Gleichung 4.25 ist dabei nicht geometrisch ähnlich, sondern wird in Abhängigkeit vom Dichteverhältnis angepasst. Die Verletzung der Dichteähnlichkeit wird somit durch die Anpassung der geometrischen Ähnlichkeit korrigiert, so dass die Ähnlichkeiten von Geschwindigkeit, Massen- und Impulsstrom eingehalten werden. Eine andere Möglichkeit ist es, die Dichteunterschiede aus Gleichung 4.19 direkt über das Impulsstromdichteverhältnis (Gleichung 4.22) anzupassen. Dabei wird die geometrische Ähnlichkeit (Gleichung 4.18) eingehalten und die Ähnlichkeit der Geschwindigkeit (Gleichung 4.20) modifiziert. Die Dichte wird in Gleichung 4.23 durch Gleichung 4.26 ersetzt.

$$\dot{m} = \rho u A \quad (4.26)$$

$$\left( \frac{\dot{m}_1 u_1 A_1^{-1}}{\dot{m}_2 u_2 A_2^{-1}} \right)_{orig} = \left( \frac{\dot{m}_1 u_1 A_1^{-1}}{\dot{m}_2 u_2 A_2^{-1}} \right)_{skal} \quad (4.27)$$

Durch weitere Umformung ergibt sich:

$$\left( \frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_2} \right)_{skal} = \left( \frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_2} \right)_{orig} \frac{\left( \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \right)_{orig}}{\left( \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \right)_{skal}} . \quad (4.28)$$

In dieser Arbeit wird, wie auch in [RSAM06, BK07, San11], ein konstantes Impulsstromdichteverhältnis und das geometrische Ähnlichkeitsverhältnis eingehalten. Im Rahmen der Untersuchungen zur Kühlluft eindüsung erfolgt die Skalierung auf Basis des Impulsstromdichteverhältnisses  $J$  nach [LTH93, HM01]. Die Indizes kennzeichnen die einzelnen Ströme ( $K$ : Kühlluft,  $B$ : Brennerhauptluft,  $V$ : Verbrennungsversuch,  $W$ : Wasserkanal).

$$J = \frac{\rho_{K,V} u_{K,V}^2}{\rho_{B,V} u_{B,V}^2} = \frac{\rho_{K,W} u_{K,W}^2}{\rho_{B,W} u_{B,W}^2} = \text{const.} \quad (4.29)$$

In Kapitel 6 wird nach Umformulierung von Gleichung 4.29 mit Gleichung 4.26 und unter Berücksichtigung der konstanten Dichten im Wasserkanal für beide Stoffströme folgender Zusammenhang verwendet, um die Massenströme einzustellen:

$$\dot{m}_{K,W} = \sqrt{\frac{J A_{K,W}^2 \dot{m}_{B,W}^2}{A_{B,W}^2}} . \quad (4.30)$$

Weitere wichtige Ähnlichkeitsbedingungen lassen sich mit dimensionslosen Kennzahlen ausdrücken. Von Bedeutung sind dabei vor allem die Reynoldszahl  $Re$ , mit der Strömungseigenschaften skaliert werden, sowie die Schmidtzahl  $Sc$ , die turbulente Mischungsprozesse beschreibt. Insbesondere bei laminaren und schwach turbulenten Strömungen ist die Ähnlichkeit der Reynoldszahl beim Vergleich zweier Systeme entscheidend. Die Skalierung erfolgt mit:

$$Re_{orig} = \left( \frac{u L}{\nu} \right)_{orig} = \left( \frac{u L}{\nu} \right)_{skal} = Re_{skal} \quad . \quad (4.31)$$

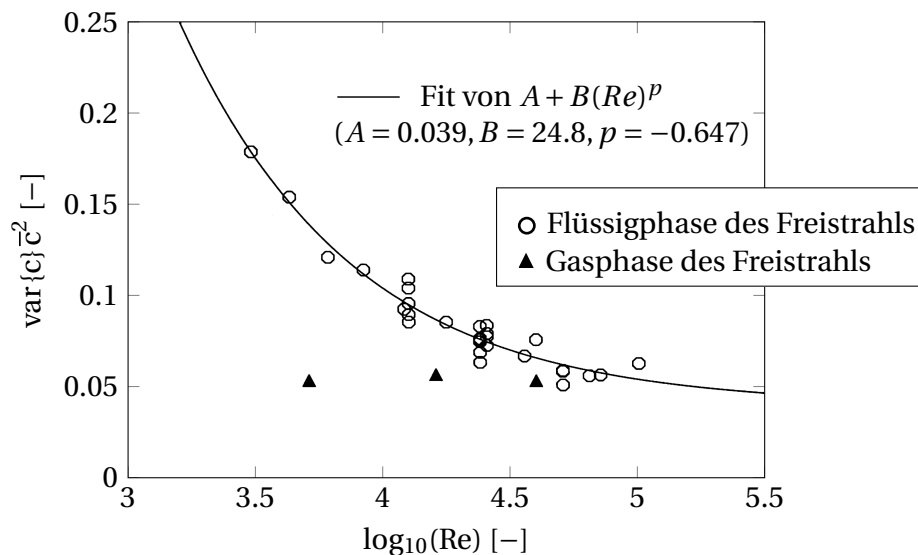
Die in dieser Arbeit untersuchten technischen Verbrennungssysteme werden im vollturbulenten Bereich betrieben. Die Reynoldsähnlichkeit ist dabei von untergeordneter Bedeutung [San11]. Für vollturbulente Strömungen mit ausreichend hohen Reynoldszahlen ( $Re > 6000$ ) herrscht nahezu Selbstähnlichkeit zwischen der Feldverteilung von zeitgemittelten Strömungsgeschwindigkeiten, den Makroturbulenzgrößen und den lokalen Mischungsgraden, die die Grobmischung beschreiben. Es besteht jedoch ein Einfluss der Reynoldszahl auf mikroturbulente Mischungsstrukturen, der sogenannten Feinmischung [Mil91].

Sangl untersucht in [San11] die Selbstähnlichkeit der Strömung im Wasserkanal in Abhängigkeit von der Reynoldszahl. Der verwendete Messaufbau entspricht dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen. Der verwendete Drallbrenner ist eine kleinskalige Version des in dieser Arbeit verwendeten generischen Brenners. Durch Variation des Volumenstromes ergeben sich in den durchgeführten Untersuchungen Reynoldszahlen von  $Re = 37500 - 112500$ . Es wird gezeigt, dass mit steigender Reynoldszahl sowohl die axialen als auch die tangentialen Geschwindigkeiten geringfügig zunehmen. Mit steigender Reynoldszahl verschiebt sich die Lage der Rückstromzone leicht nach stromab, wobei dies von dem auf der Mittelachse eintretenden axialen Massenstrom abhängig ist. Sangl [San11] zeigt jedoch, dass der Einfluss auf den Nahbereich des Brenneraustritts beschränkt ist und spätestens ab  $y/D_b = 1$  eine Selbstähnlichkeit wieder vorliegt. Die geringfügige Durchsatzabhängigkeit der Reynoldszahl bei zu dieser Arbeit ähnlichen Verbrennungssystemen wird auch in [Krö03, Kie05, Bur09] gezeigt. Die isothermen Strömungs- und Mischungsuntersuchungen dieser Arbeit (siehe Kapitel 5, Kapitel 6) werden alle bei gleichen Massenströmen durchgeführt. Es interessieren hier vor allem der direkte Vergleich der Strömungs- und Mischungsfelder in Abhängigkeit vom variierten Parameter, so dass die Durchsatzabhängigkeit vernachlässigbar ist.

Zur Betrachtung der Feinmischung wird die Schmidtzahl herangezogen, welche das Verhältnis des diffusiven Impulstransports zum diffusivem Stofftransport beschreibt. Die Skalierung erfolgt mit:

$$Sc_{orig} = \left(\frac{\nu}{D}\right)_{orig} = \left(\frac{\nu}{D}\right)_{skal} = Sc_{skal} \quad . \quad (4.32)$$

Mit den Schmidtzahlen von  $Sc_w = 1000$  für Wasser und  $Sc_L = 1$  für Luft ist eine Ähnlichkeit zwischen Verbrennungs- und Wasserkanalversuche nach Gleichung 4.32 nicht gegeben. Bei gleicher Reynoldszahl ist die kleinskalige Mischung im Wasserkanal folglich schlechter als im Gas-Luft-System der Verbrennungsversuche. Miller vergleicht in [Mil91] die Mischungsgüte und Schmidtzahlabhängigkeit von runden, turbulenten Freistrahlen in Flüssigsystemen mit den Ergebnissen der gleichen Untersuchung in gasförmigen Medien aus [Dow88, DD90] (siehe Abbildung 4.14). Der Vergleich der experimentellen Daten zeigt, dass die Mischungsfluktuationen in der Flüssigphase mit steigender Reynoldszahl geringer werden und sich denen der Gasphase angleichen. Bei geringeren Reynoldszahlen sind die Mischungsfluktuationen in der Flüssigphase viel höher als in der Gasphase. Für hohe Reynoldszahlen ( $Re > 4 \times 10^4$ ) ist das Mischungsverhalten von Flüssigsystemen  $Re$ -unabhängig. In gasförmigen Systemen sind die Mischungsfluktuationen über den gesamten untersuchten Bereich unabhängig von der Reynoldszahl [MD91].



**Abbildung 4.14:** Normierte Varianz der Freistrahlfuid-Konzentration entlang der Achse eines turbulenten Freistrahls als Funktion der Reynoldszahl nach [Mil91]



Aus den vorgestellten Ergebnissen von Miller, Dowling und Dimotakis lässt sich schlussfolgern, dass die Wasserkanaluntersuchungen im Allgemeinen die Mischungsfluktuationen im Vergleich zu den Verbrennungsversuchen zu hoch vorhersagen werden. Eine möglichst hohe Reynoldszahl bei den Wasserkanalstudien sowie die Einhaltung der Ähnlichkeitsbeziehungen kann dies jedoch reduzieren.

In der Literatur finden sich Arbeiten, die basierend auf im Wasserkanal gemessenen Mischungsverteilungen von Drallbrennern mit Vormischung Rückschlüsse auf die Vorgänge im Verbrennungsprüfstand ziehen: Bei Lacarelle et al. [LGP10, Lac11] sowie in den Arbeiten von Sangl und Mayer [San11, May12, SMS14] werden jeweils eine quantitative Verbindung zwischen mit LIF gemessenen Mischungsverteilungen im Wasserkanal und den detektierten  $\text{NO}_x$ -Emissionen im atmosphärischen Verbrennungsversuchsstand hergestellt. Basierend auf den LIF und PIV Messungen im Wasserkanal werden dabei Methoden entwickelt, mit denen die  $\text{NO}_x$ -Emissionen der atmosphärischen Verbrennung vorhergesagt werden können. Geng et al. [GPBF03] nutzen CFD-Simulationen, die mit experimentell im Wasserkanal bestimmten Mischungsdaten sowie mit Emissionsmessungen im atmosphärischen Verbrennungsprüfstand validiert werden, um die Mischungsgüte von Drallbrennern vorherzusagen. Die Übertragbarkeit von numerischen Simulationen der turbulenten Mischung einer Quereindüsung in eine Strömung<sup>14</sup> auf experimentelle Daten durch Anpassung der Schmidtzahl ist in [HGH99] vorgestellt. Die zweite, im Rahmen dieses Forschungsprojektes, durchgeführte Arbeit von Seidel [SMS<sup>+</sup>13, Sei14] untersucht numerisch die Mischungsqualität des generischen Brenners. Dabei wird basierend auf den hier präsentierten Ergebnissen der Mischungsverteilung im Wasserkanal die Schmidtzahl der numerischen Studie angepasst.

In Verbrennungsversuchen gilt es zudem reaktionskinetische Vorgänge zu berücksichtigen. Diese hängen von der Verweilzeit, der Aufenthaltszeit in der Reaktionszone, ab. Die Verweilzeit ist entscheidend für die Emissionsbildung. Zur Skalierung zweier Verbrennungssysteme wird dabei die Damköhlerzahl herangezogen, die das Verhältnis von turbulentem zu chemischen Zeitmaß beschreibt [Tur00]:

---

<sup>14</sup> engl.: jet in crossflow

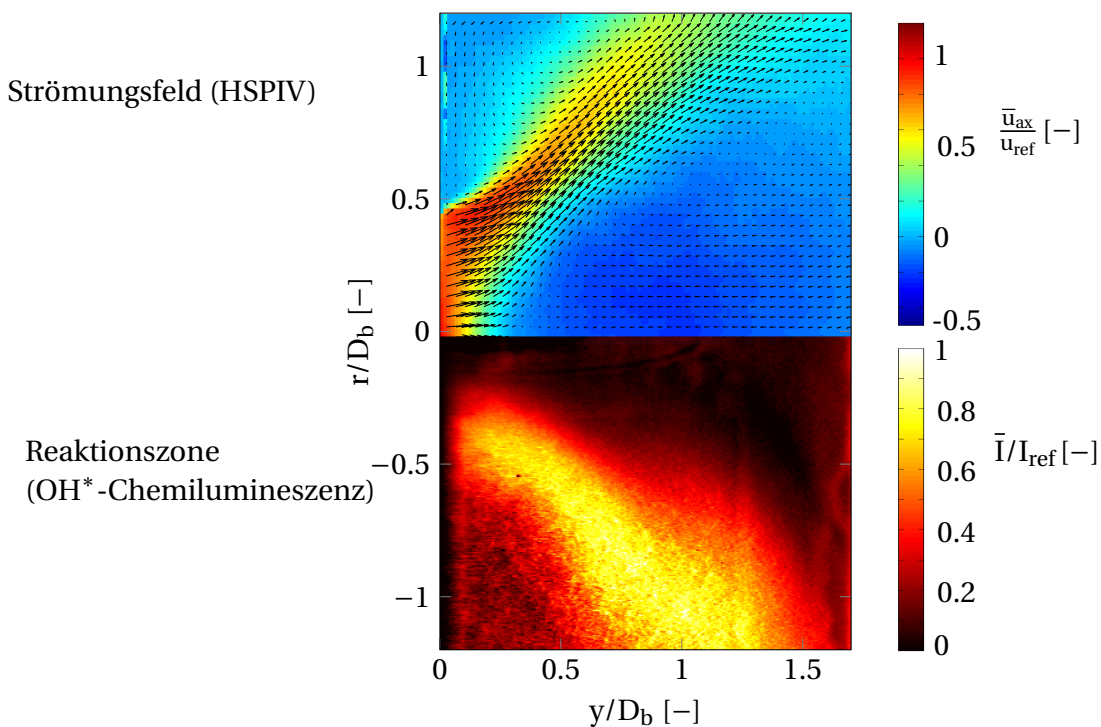
$$Da_{orig} = \left( \frac{\tau_t}{\tau_{chem}} \right)_{orig} = \left( \frac{\tau_t}{\tau_{chem}} \right)_{skal} = Da_{skal} \quad . \quad (4.33)$$

Neben der Einhaltung von Ähnlichkeitsbeziehungen gilt es die Übertragbarkeit der isothermen Untersuchungen im Wasserkanal auf die Verbrennungsversuche im Prüfstand sowie auf das Originalsystem zu berücksichtigen. Bei der Verbrennung kommt es aufgrund der Wärmefreisetzung zur thermischen Expansion der Verbrennungsgase und demzufolge zur Dichteabnahme der Gase in der Brennkammer. Dieser Dichtesprung kann in den Wasserkanaluntersuchungen nicht wiedergegeben werden. Die Strömungsfelder unterscheiden sich demzufolge stromab der Reaktionszone voneinander. Im Verbrennungssystem wird die Strömung von daher unter Einhaltung der Massenbilanz in einem geschlossenem System in axialer Richtung beschleunigt [San11].

Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen im Wasserkanal und im Verbrennungsprüfstand sind in Aufbau und Durchführung ähnlich zu den von Sangl [San11] und Mayer [May12] durchgeführten Experimenten. Mayer [May12] vergleicht PIV Ergebnisse aus den isothermen Betrieb des atmosphärischen Verbrennungsversuchsstand mit denen der isothermen Wasserkanalstudien aus [San11]. Eine Analyse der Ergebnisse zeigt, dass zwar geringe Abweichungen der Strömungsfelder vorliegen, jedoch grundsätzlich eine gute Ähnlichkeit der Strömungsfelder zu erkennen ist. Wie bei Sangl [San11], ist auch bei den isothermen PIV-Messungen im Verbrennungsprüfstand von Mayer [May12] eine Selbstähnlichkeit der Strömung zu erkennen. Mit der Durchsatzvariation verschiebt sich die Rückstromzone ebenfalls nach stromab. Auch ein in [SMS11] präsentierter Vergleich von Strömungsfeld mit der Reaktionszone im Verbrennungsprüfstand zeigt eine gute Übereinstimmung. Lacarelle zeigt ebenso in [LGP10, Lac11] durch den direkten Vergleich von isothermen Geschwindigkeitsmessungen im Wasserkanal und im Verbrennungsprüfstand, dass prinzipiell eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse erzielt werden kann. Dies gilt auch für reagierende Strömungen, solange sich die Flamme außerhalb des Brenners befindet.

In Abbildung 4.15 wird das mittlere Strömungsfeld des generischen Brenners, welches mittels HSPIV im Wasserkanal gemessen wurde, mit der mittleren Reaktionszone im Verbrennungsprüfstand verglichen. Es werden die

in diesem Abschnitt erläuterten Ähnlichkeitsbedingungen eingehalten. Die Versuchsaufbauten sind in Kapitel 3 beschrieben. Indikator für die Verbrennungsreaktion ist die  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz (entabelt). Die Reaktionszone ist in Abbildung 4.15 konsistent mit den ermittelten Scherschichten der isothermen HSPIV-Messung.



**Abbildung 4.15:** Vergleich des mittleren isothermen Strömungsfelds (Wasserkanal, HSPIV) mit der Reaktionszone im Verbrennungsprüfstand ( $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz, entabelt) unter Einhaltung der Ähnlichkeitsbedingungen für den generischen Brenner

Das Strömungs- und Mischungsfeld turbulenter Drallströmungen, welche in isothermen Wasserkanaluntersuchungen bestimmt werden, sind demnach in guter Näherung mit den Ergebnissen der zugehörigen Verbrennungsversuche vergleichbar. Die Wasserkanaluntersuchungen liefern zudem eine bessere Datenqualität, da ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis erzielt werden kann als im Verbrennungsprüfstand. Dies ist insbesondere bei der Analyse der Mischungsfluktuationen von entscheidender Bedeutung.



---

## 5 Strömungs- und Mischungsfelder

Bevor der Einfluss der Kühlluftindüsung auf das Betriebsverhalten betrachtet wird, wurden die Strömungs- und Mischungsfelder der verwendeten Brenner vorgestellt. Dazu wurden im Wasserkanal zunächst das isotherme Strömungsfeld des generischen Brenners (Aufbau siehe Abschnitt 3.1.2) sowie des Referenzbrenners (Aufbau siehe Abschnitt 3.1.1) vermessen. In diesem Kapitel werden in Abschnitt 5.1 sowohl die stationären als auch die instationären Ergebnisse dieser Aerodynamikstudien vorgestellt. Wie von Seidel et al. [SMH<sup>+</sup>13] gezeigt wurde, ist die Betrachtung der zeitlich gemittelten Strömungsfelder nicht ausreichend, um das Strömungsverhalten eindeutig zu charakterisieren. Eine Analyse der zeitlich aufgelösten Daten zeigte instationäre kohärente Strömungsstrukturen, die bei entsprechenden Randbedingungen in einem instabilen Verbrennungsverhalten mit erhöhten Verbrennungspulsationen und erhöhter Rückschlagsneigung resultieren konnten.

Neben dem isothermen Strömungsfeld wird die Qualität der Brennstoffeinmischung im technisch vorgemischten Betrieb (Betriebsweisen siehe Abschnitt 3.3) für die beiden untersuchten Brenner miteinander verglichen (siehe Abschnitt 5.2). Es wird dabei deutlich, dass der generische Brenner eine verbesserte Feinmischung gegenüber dem Referenzbrenner erzielt. Dies wirkt sich positiv auf die Emissionen im Verbrennungsbetrieb aus. Der Messaufbau wurde in Kapitel 3 beschrieben. Die hier verwendete Messtechnik wurde in Kapitel 4 vorgestellt.

### 5.1 Strömungsfeld

Im Rahmen der Arbeit von Sangl [San11] wurden detaillierte Vorstudien zu den Strömungseigenschaften des skalierten generischen Brenners im Wasserkanal durchgeführt. Dabei wurde unter anderem die Rotationssymmetrie der Strömung in Brenner und Brennkammer sowie die Selbstähnlichkeit der Strömung bei Variation der (hohen) Reynoldszahl überprüft. Die Ergebnisse der

Studien konnten für den hier verwendeten Messaufbau bestätigt werden. Auf eine erneute Präsentation der Ergebnisse wird hier verzichtet und auf die Arbeit von Sangl [San11] verwiesen. Mayer [May12] hat gezeigt, dass die isothermen Strömungsfelder aus [San11] gut mit denen im Verbrennungsversuch gemessenen Strömungsfeldern übereinstimmen. In Abbildung 4.15 wird zudem ein Vergleich zwischen den Messungen im Wasserkanal und denen im atmosphärischen Verbrennungsversuchsstand gezeigt. Auch in dieser Arbeit stimmen die Ergebnisse gut überein. Da der hier verwendete generische Brenner auf den Ergebnissen von Sangl [San11] und Mayer [May12] basiert (siehe auch Abschnitt 3.1.2), sind die Erkenntnisse zur aerodynamischen Wirbelcharakteristik und den Verbrennungseigenschaften auf den generischen Brenner übertragbar.

Fokus dieser Arbeit ist nicht die Brennerentwicklung, sondern der Einfluss der Kühlluftindüsung auf das Betriebsverhalten. Nachfolgend werden deshalb nur die Strömungsfelder für die Betriebsparameter der isothermen Kühlluftstudien (Kapitel 6) gezeigt. Die Massenströme sowie die Brennergeometrie sind für alle Untersuchungen gleich. Detaillierte Ergebnisse zur Brennerweiterentwicklung im Rahmen des bearbeiteten Forschungsprojektes KW21 II – BY17GV<sup>1</sup> sind in Marosky et al. [MSS13a] präsentiert und sind Schwerpunkt einer zweiten Dissertationsarbeit [Sei14].

Nachfolgend werden zeitlich hochaufgelöste Messdaten des isothermen Strömungsfeldes präsentiert. Die Daten stammen aus der Auswertung von HSPIV-Messungen im Wasserkanal. 2500 Datensätze wurden mit einer Datenfrequenz von 250 Hz aufgenommen, so dass die resultierende Messzeit 10 Sekunden beträgt. Bei den hier gezeigten Untersuchungen beträgt die Reynoldszahl, bezogen auf den jeweiligen Austrittsdurchmesser  $D_b$  des verwendeten Brenners, für den generischen Brenner  $Re_{GB} = 6.33 \times 10^4$  und für den Referenzbrenner  $Re_{RB} = 4.52 \times 10^4$ . Für beide Brenner liegt ein Freistrahlgem regime vor, bei der eine Stabilisierung der Strömung an den Brennkammerwänden verhindert wird (siehe Abschnitt 3.3). Die Hauptströmungsrichtung verläuft in allen abgebildeten Ergebnissen der axialen Messebene von links nach rechts. Die Geschwindigkeiten sind mit der jeweiligen mittleren Geschwindigkeit  $u_{ref}$  am Brenneraustritt<sup>2</sup> ( $y/D_b = 0$ ) normiert. Die räumlichen

---

<sup>1</sup> Forschungsinitiative Kraftwerke des 21. Jahrhunderts - Phase II, Arbeitskreis Brennkammern für Gasturbinen

<sup>2</sup> engl.: bulk velocity

Abmessungen sind mit dem jeweiligen Brenneraustrittsdurchmesser  $D_{b,GB}$  bzw.  $D_{b,RB}$  des untersuchten Brenners normiert.

Basierend auf den im Anschluss präsentierten HSPIV-Ergebnissen werden die Längen- und Zeitmaße für den generischen Brenner mit Hilfe der in Abschnitt 2.2 vorgestellten Zusammenhängen abgeschätzt. Das integrale Längenmaß der größten auftretenden Wirbel wird mit einer halben Scherschichtbreite angenommen ( $l_0 = 0.025$  m, siehe Abbildung 5.6). Mit Gleichung 2.12 ergibt sich eine turbulente Reynoldzahl von  $Re_t = 2187.5^3$ . Aus Gleichung 2.16 resultiert für das Kolmogorov-Längenmaß  $l_K = 7.81 \times 10^{-5} \text{m}^4$ . Für den generischen Brenner beträgt die räumliche Auflösung der axialen Strömungsfelder  $3 \times 10^{-4}$  m/px. Das abgeschätzte Kolmogorov-Längenmaß ist demnach geringer als die räumliche Auflösung, so dass eine komplette räumliche Auflösung der kleinsten in der Strömung auftretenden Wirbel nicht erreicht wird. Das integrale Zeitmaß berechnet sich nach Gleichung 2.11, so dass  $\tau_t = 0.286$  s ist. Mit dem Zusammenhang aus Gleichung 2.18 ergibt sich für das Kolmogorov-Zeitmaß  $\tau_K = 6.1 \times 10^{-3}$  s. Die zeitliche Auflösung der Wasserkanaluntersuchungen ist mit  $4 \times 10^{-3}$  s kleiner, als das Zeitmaß der kleinsten in der Strömung auftretenden Wirbel. Die instationären Strömungsstrukturen werden demnach zwar nicht räumlich jedoch zeitlich vollständig aufgelöst. Die räumlichen Auflösung wurde zu Gunsten der kompletten Darstellung des Brenneraustrittsströmungsfeldes reduziert.

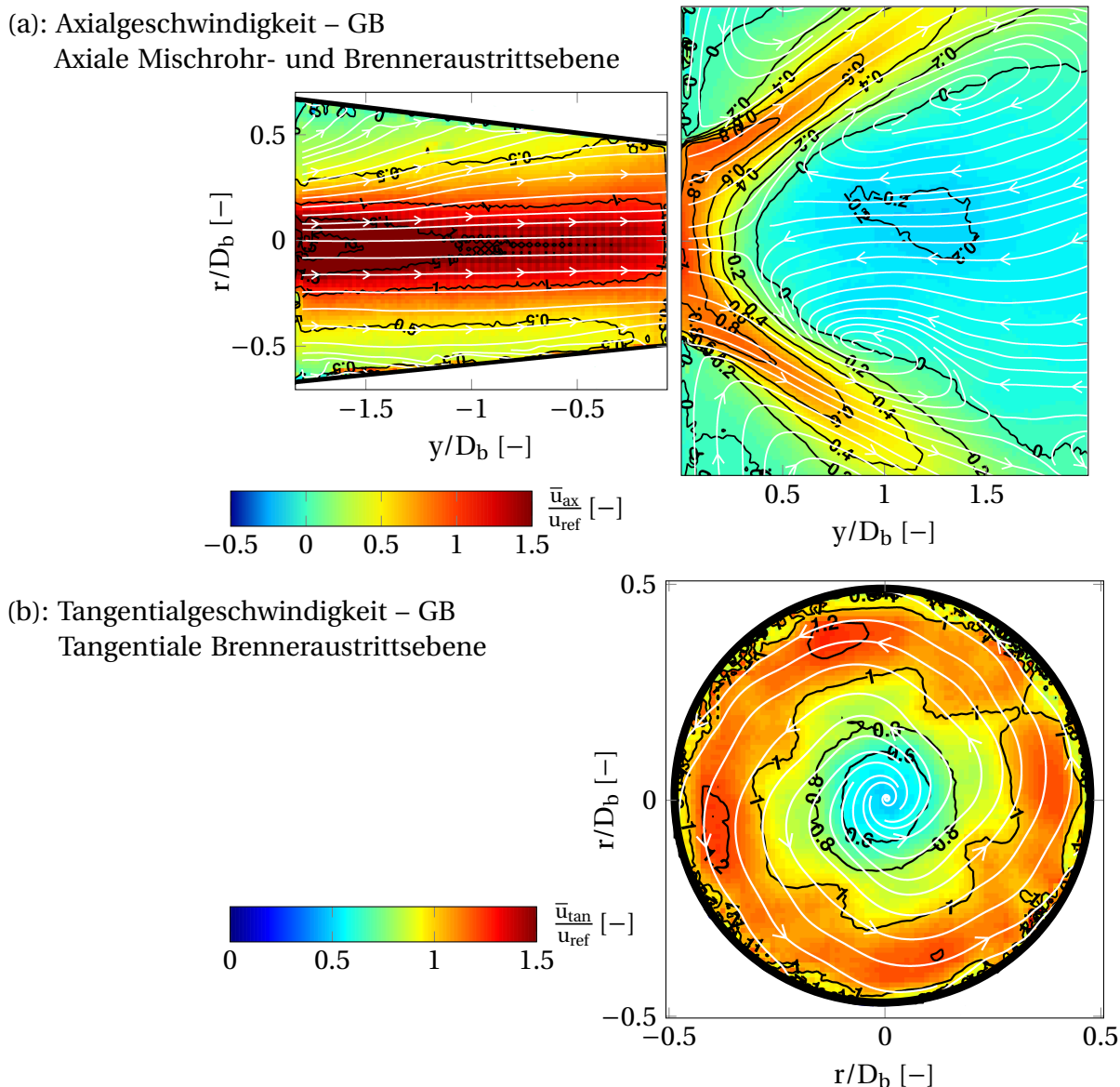
### 5.1.1 Stationäres Strömungsfeld

Zunächst werden die zeitlich gemittelten Strömungsfelder für den generischen Brenner und den Referenzbrenner in Abbildung 5.1 bzw. Abbildung 5.2 gezeigt. Es werden das axiale Geschwindigkeitsfeld im Mischrohr und in der Brennkammer sowie das tangential Geschwindigkeitsfeld in der Brenneraustrittsebene dargestellt (Messebenen siehe auch Abbildung 3.5). Neben den Werten der Axial- und Tangentialgeschwindigkeiten sind die Stromlinien abgebildet. In der axialen Brenneraustrittsebene (Abbildung 5.1-(a), Abbildung 5.2-(a)) sind für beide Brenner deutlich die ausgeprägte innere Rezirkulationszone sowie die gegenläufigen kleineren, äußeren Rezirkulations-

<sup>3</sup> Die Turbulenzintensität in der Scherschicht beträgt 25% (siehe Abbildung 5.7). Die Schwankungsgeschwindigkeit beträgt  $u' = 0.25 \cdot 0.35 \text{ m/s} = 0.0875 \text{ m/s}$ .

<sup>4</sup> mit  $\nu_{Wasser}(20^\circ\text{C}, 1\text{bar}) = 1.004 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  [Ver94]

zonen erkennbar. Der Stagnationspunkt, an dem die axiale Geschwindigkeit  $\bar{u}_{ax}/u_{ref} = 0$  beträgt, verankert die Flamme im reagierenden Fall.



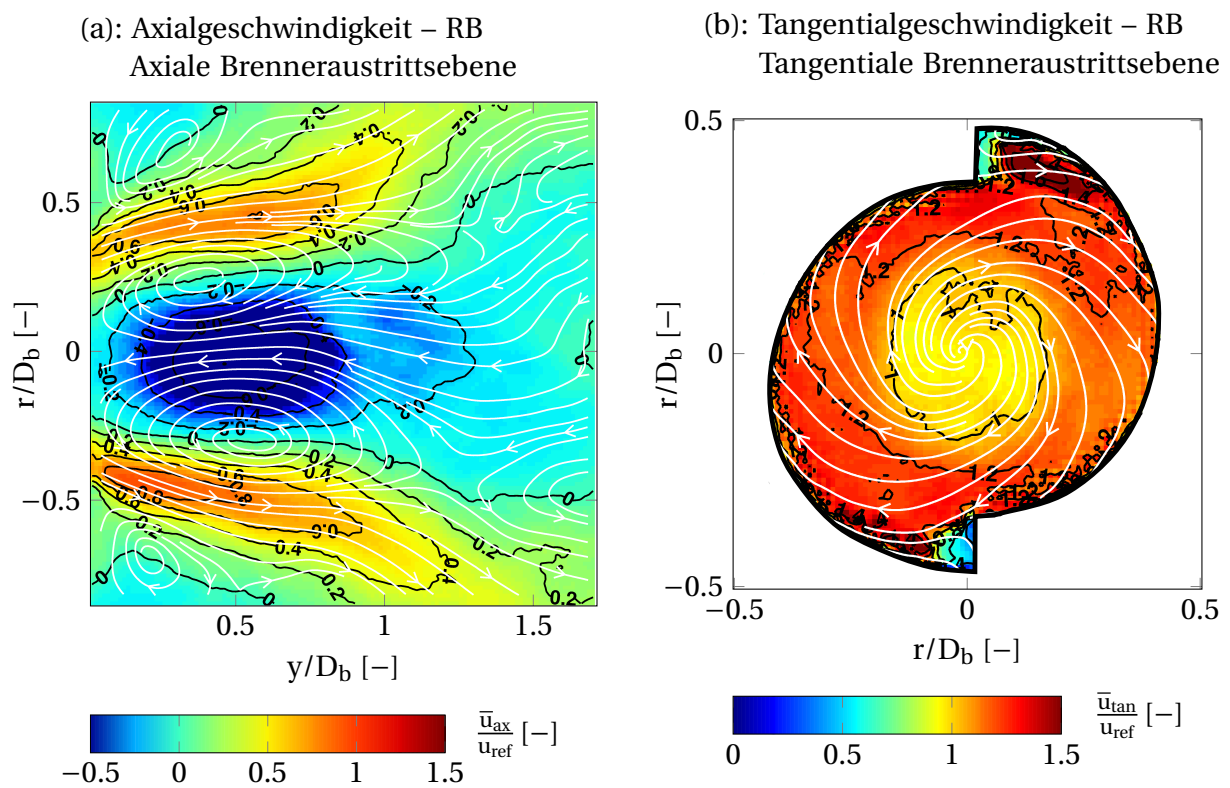
**Abbildung 5.1:** Mittlere Geschwindigkeitsfelder: Generischer Brenner (GB)

Die tangentialen Geschwindigkeitsfelder (Abbildung 5.1-(b), Abbildung 5.2-(b)) zeigen für beide Brenner eine starke Drallströmung mit erhöhten Geschwindigkeiten auf den äußeren Radien. Beim Referenzbrenner werden die Stromlinien deutlich stärker ins Zentrum verschoben, wohingegen beim generischen Brenner die einströmende Strömung mehr auf größeren Radien gehalten wird. Durch die beiden Einlassschlitze wird eine leichte Asymmetrie im tangentialen Strömungsfeld des Referenzbrenners



erzeugt. Im Gegensatz dazu wird beim generischen Brenner durch die vier Schlitze ein achsensymmetrisches tangenciales Strömungsfeld generiert.

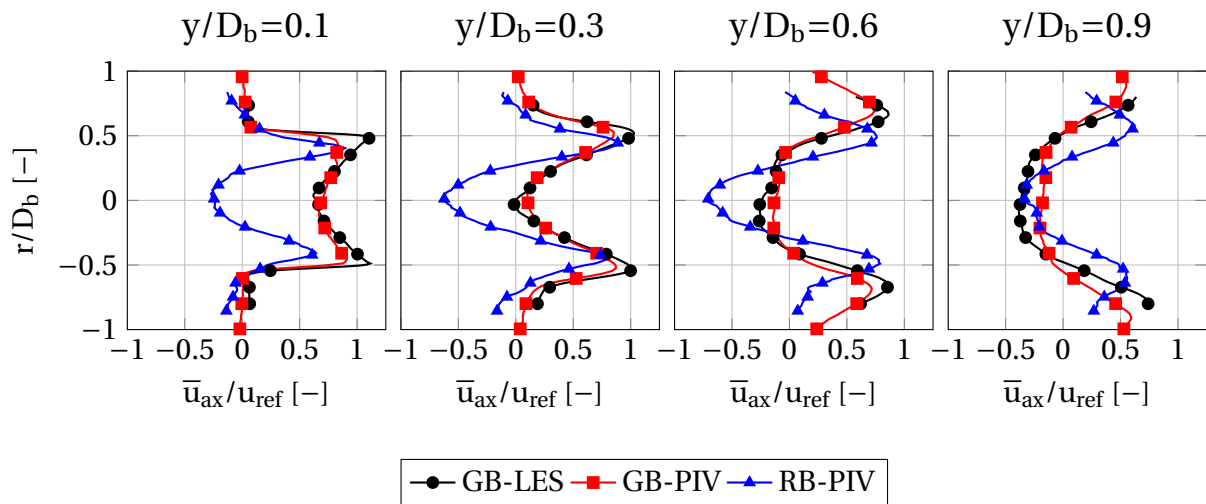
Wie bereits in Abschnitt 3.1 erläutert, ist der generische Brenner so skaliert worden, dass der Druckverlust über den Brenner gleich dem des Referenzbrenners ist. Wie in Abbildung 5.2-(a) zu sehen ist, reicht die Rückstromzone beim Referenzbrenner in den Brenner hinein. Dadurch wird ein Teil der Austrittsfläche für die Strömung versperrt. Die Durchsätze beider Brenner gleichen sich trotz unterschiedlicher Austrittsdurchmesser ( $D_{b, RB} / D_{b, GB} = 1.4$ ) an.



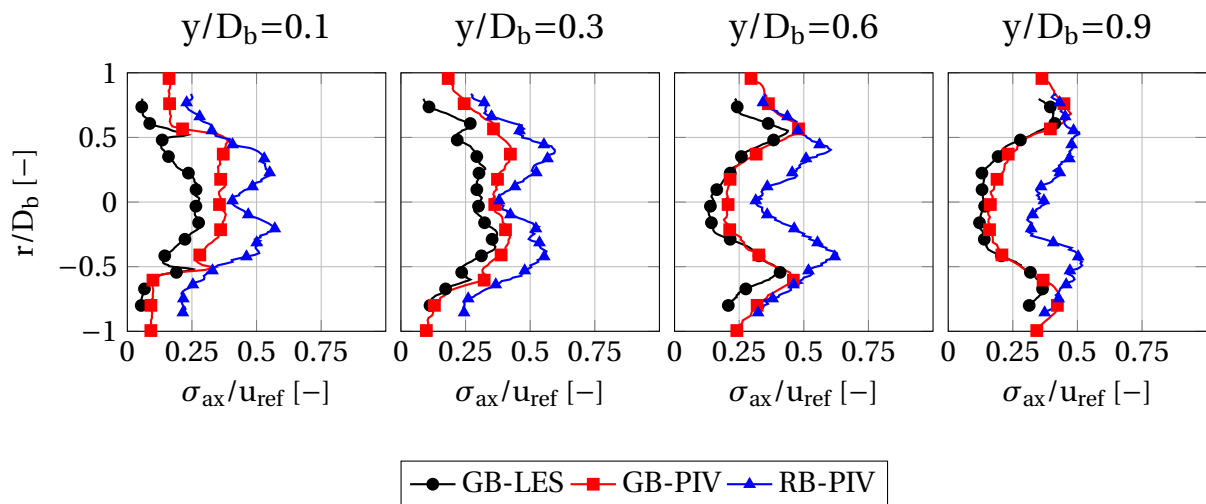
**Abbildung 5.2:** Mittlere Geschwindigkeitsfelder: Referenzbrenner (RB)

Für einen quantitativen Vergleich der Strömungsfelder werden in Abbildung 5.3 die radialen Axialgeschwindigkeitsprofile für verschiedene axiale Positionen  $y/D_b$  stromab der Brenneraustrittsebene aufgetragen. Es werden die Ergebnisse der HSPIV-Messungen für beide untersuchten Brenner sowie der numerischen LES des generischen Brenners aus [SMH<sup>+</sup>13] miteinander verglichen. Weiterführende Details zu den LES Untersuchungen finden sich neben Abschnitt 4.6 zusätzlich bei Seidel et al. [SMS<sup>+</sup>13]. In Abbildung 5.4 sind die Standardabweichungen zum Mittelwert der nor-

mierten Axialgeschwindigkeitsprofile aus Abbildung 5.3 dargestellt. Die Standardabweichung berechnet sich nach Gleichung 2.4.



**Abbildung 5.3:** Normierte Axialgeschwindigkeitsprofile, Mittelwert: HSPIV Referenzbrenner (RB), LES und HSPIV generischer Brenner (GB)



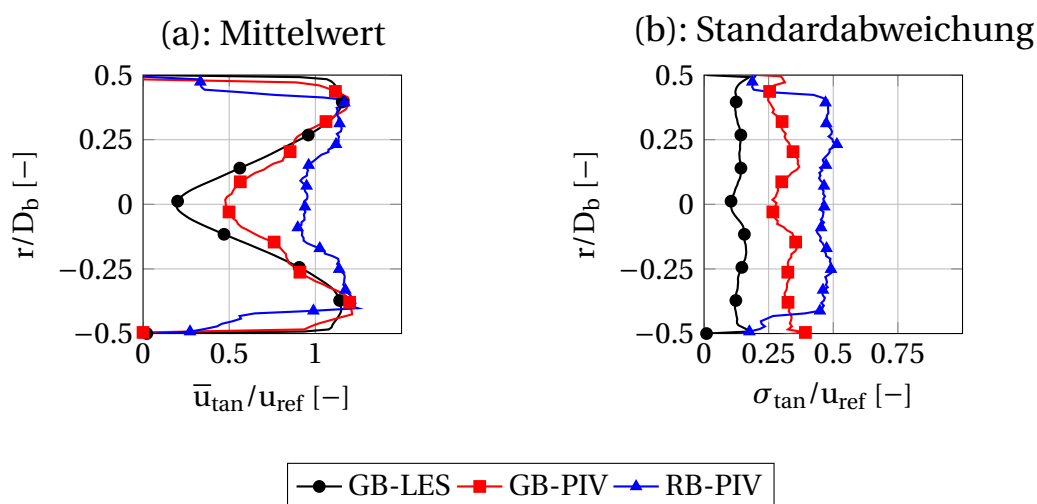
**Abbildung 5.4:** Normierte Axialgeschwindigkeitsprofile, Standardabweichung: HSPIV Referenzbrenner (RB), LES und HSPIV generischer Brenner (GB)

Der entscheidende Unterschied zwischen den Strömungsfeldern des generischen Brenners und des Referenzbrenners liegt in Form und Position der Rückstromzone (vergleiche Abbildung 5.1-(a), Abbildung 5.2-(a) und Abbildung 5.3): Der generische Brenner ist durch einen breiten Wirbelkernradius mit einer Rückstromzone stromab der Brenneraustrittsebene gekennzeichnet. Im Mischrohr des generischen Brenners bildet sich ein starker Freistrah aus, der die Rückstromzone nach stromab des Brennermundes ver-

schiebt. Beim Referenzbrenner ist die Rückstromzone schmaler und reicht bis in den Brennermund hinein. Die negativen Geschwindigkeiten der Rezirkulationszone sind beim Referenzbrenner deutlich höher als beim generischen Brenner. Beim Referenzbrenner herrschen bereits am Brenneraustritt ( $y/D_b = 0.1$ ) negative Geschwindigkeiten im Zentrum. In den Geschwindigkeitsprofilen (Abbildung 5.3) ist eine deutliche Überhöhung der Axialgeschwindigkeit in den Scherschichten erkennbar. Insbesondere bei den Mittelwerten herrscht eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Geschwindigkeitsprofilen von Experiment (GB-PIV) und Numerik (GB-LES).

Die Fluktuationen im Strömungsfeld (Abbildung 5.4) sind beim Referenzbrenner höher als beim generischen Brenner. Für beide Brenner liegt eine größere Schwankungsbreite der Geschwindigkeiten in den Scherschichten vor. Nahe des Brenneraustrittes ( $y/D_b = 0.1$ ) treten Abweichungen im Fluktuationsniveau zwischen Experiment und Numerik auf, die sich jedoch stromab angleichen.

In Abbildung 5.5 werden sowohl die Mittelwerte als auch die Standardabweichung zum Mittelwert der normierten Tangentialgeschwindigkeitsprofile entlang der Brennermittellachse ( $r/D_b=0$ ) aufgetragen. Auch hier werden die HSPIV-Ergebnisse für beide untersuchten Brenner sowie die Ergebnisse der LES-Studien des generischen Brenners miteinander verglichen.



**Abbildung 5.5:** Normierte Tangentialgeschwindigkeitsprofile entlang der Brennermittellachse, Mittelwert und Standardabweichung: HSPIV Referenzbrenner (RB), LES und HSPIV generischer Brenner (GB)

Das mittlere tangentiale Austrittsprofil des generischen Brenners (Abbildung 5.5-(a)) variiert deutlich über den Brennerumfang. Im Zentrum ( $r/D_b=0$ ) sind die Tangentialgeschwindigkeiten signifikant geringer, als auf höheren Radien. Die Übereinstimmung zwischen den mittleren Tangentialgeschwindigkeitsprofilen von Numerik (GB-LES) und Experiment (GB-PIV) ist auf höheren Radien ( $r/D_b > |0.25|$ ) sehr gut. Nur im Zentrum der Profile liegen die Tangentialgeschwindigkeiten der LES-Ergebnisse unterhalb der HSPIV-Ergebnisse. Die Standardabweichung der mittleren Tangentialgeschwindigkeiten (Abbildung 5.5-(b)) ist für alle drei betrachteten Fälle gleichmäßig über den Umfang verteilt und nimmt lediglich im Zentrum minimal ab. Im Gegensatz zu den axialen Profilen (siehe Abbildung 5.4) tritt bei den Tangentialprofilen eine deutlichere Abweichung zwischen Numerik und Experiment auf. Die Fluktuationen der experimentellen Daten sind höher, was auf den experimentellen Aufbau zurückzuführen ist. Bei den tangentialen Messungen ist die Wassersäule zwischen Messebene und Kamera deutlich größer als bei den axialen Aufnahmen. Die Datenqualität verschlechtert sich mit größer werdender Wassersäule, da die Signalausbeute sinkt und sich das Signal-Rausch-Verhältnis verringert. Der Referenzbrenner weist deutlich höhere mittlere Umfangsgeschwindigkeiten auf als der generische Brenner. Zudem ist der Abfall der Tangentialgeschwindigkeit im Zentrum deutlich geringer, als beim generischen Brenner. Die beim Referenzbrenner auftretenden Fluktuationen sind auch bei den Tangentialprofilen höher als beim generischen Brenner.

Weiterführende Beschreibungen der stationären Strömungsfelder des skalierten generischen Brenners sind in [San11, May12] zu finden. Details zur Brennerentwicklung sowie den Strömungseigenschaften des generischen Brenners sind in [MSS11, MSS13a, SMH<sup>+</sup>13] dokumentiert. Das Strömungsfeld des Referenzbrenners ist im Detail in [DHK07, MSS11] beschrieben.

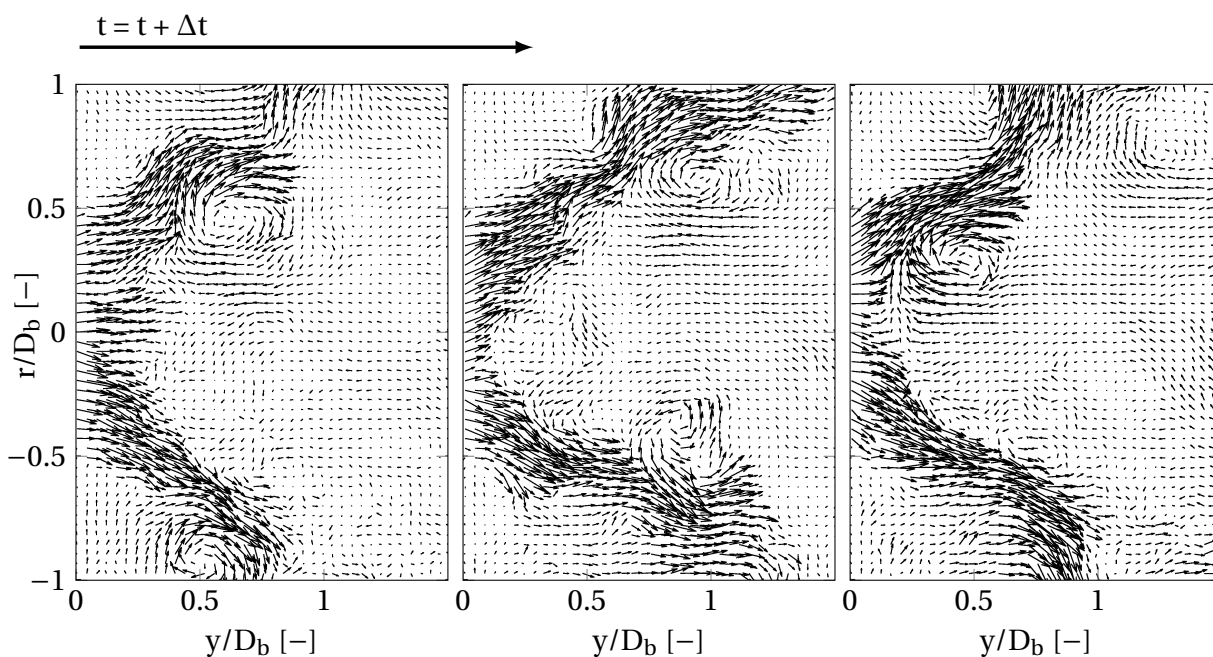
### 5.1.2 Instationäres Strömungsfeld

Die Analyse der zeitlich aufgelösten Strömungsfelder erlaubt es, Ursachen für erhöhte Pulsationen und Rückschlagstendenzen zu identifizieren. Neben der Auswertung der Standardabweichungen zum Mittelwert und der Analyse der PDFs an relevanten Messpunkten helfen die Auswertung der Turbulenzinten-

sität bei der zeitlichen Charakterisierung des Strömungsfeldes. Die einzelnen Methoden sind in Abschnitt 2.2 beschrieben.

In einer Studie von Seidel et al. [SMH<sup>+</sup>13] trat bei einem modifizierten generischen Brenner in atmosphärischen Verbrennungsversuchen verstärkt unerwarteter Flammenrückschlag auf. Veränderte Einbaubedingungen beeinflussten dort das aerodynamische Strömungsfeld und verursachten eine helikale Rotation des Wirbelkerns. Dies resultierte in unregelmäßigem Eindringen der Rückstromzone in den Brennermund, was im reagierenden Fall einen Flammenrückschlag in den Brenner provozierte. Diese Erkenntnis konnte durch die Auswertung von zeitlich hochaufgelösten HSPIV- und LES-Daten gewonnen werden.

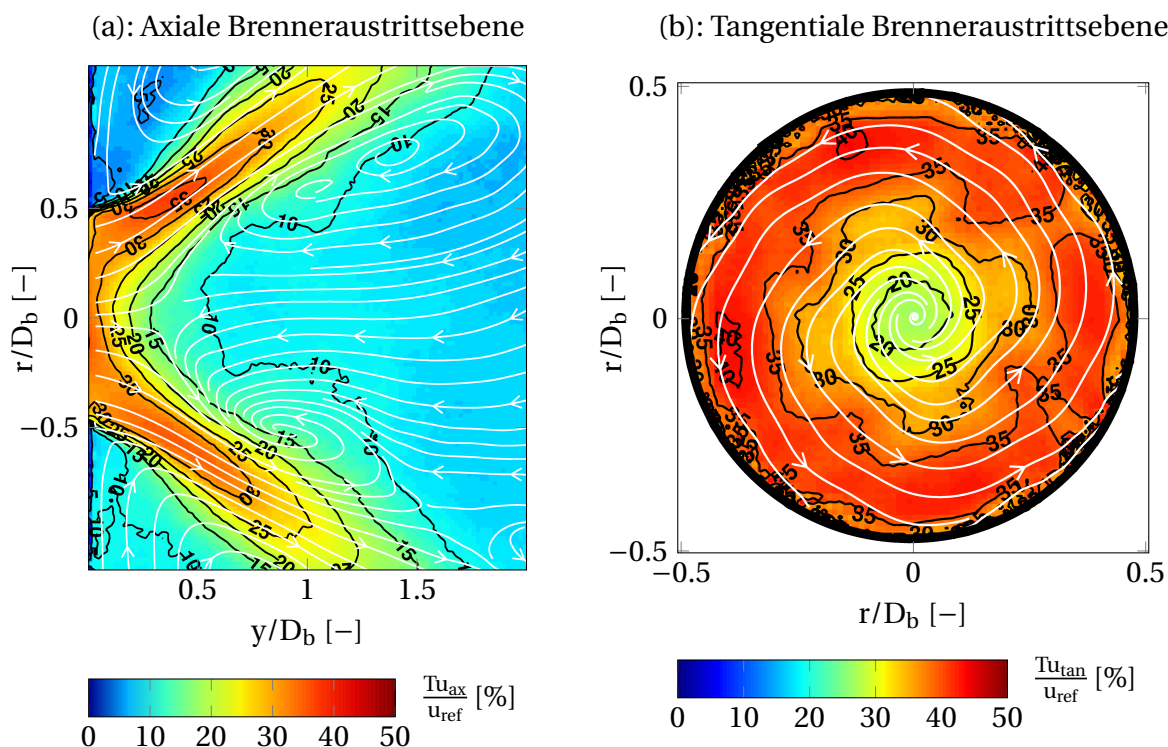
In dieser Arbeit wird der Einfluss der Kühlluftindüsung auf das Betriebsverhalten untersucht. Die instantanen Strömungsfelder beeinflussen dabei signifikant die Kühlluft einmischung (siehe dazu Abschnitt 6.1.1). Die Mischungsfuktuationen werden durch instationäre Strömungsvorgänge hervorgerufen. Bevor die Kühlluft einmischung im Detail untersucht wird, werden zunächst die instationären Strömungsfelder des generischen Brenners und des Referenzbrenners beschrieben. In Abbildung 5.6 sind exemplarisch für den generischen Brenner Instantanvektorplots der axialen Brenneraustrittsebene für eine charakteristische Zeitsequenz ( $\Delta t = 0.4\text{s}$ ) abgebildet.



**Abbildung 5.6:** Charakteristische Instantanvektorplots des generischen Brenners, axiale Brenneraustrittsebene ( $\Delta t = 0.4\text{s}$ )

Durch die hohe zeitliche Auflösung der HSPIV-Messungen können die Schwankungen der Wirbelstrukturen im Strömungsfeld verfolgt werden. Die Instantanvektorplots zeigen, dass sich sowohl in der inneren als auch in den äußeren Scherschichten großskalige Wirbel bilden, die sich mit der Strömung verschieben. Der Mischungsprozess in den Scherschichten wird durch den Transport dieser großskaligen Wirbel angetrieben und ist entscheidend bei der Kühlluft einmischung. Dieser Effekt wird in Abschnitt 6.1.3 näher betrachtet (vergleiche auch Abbildung 6.6).

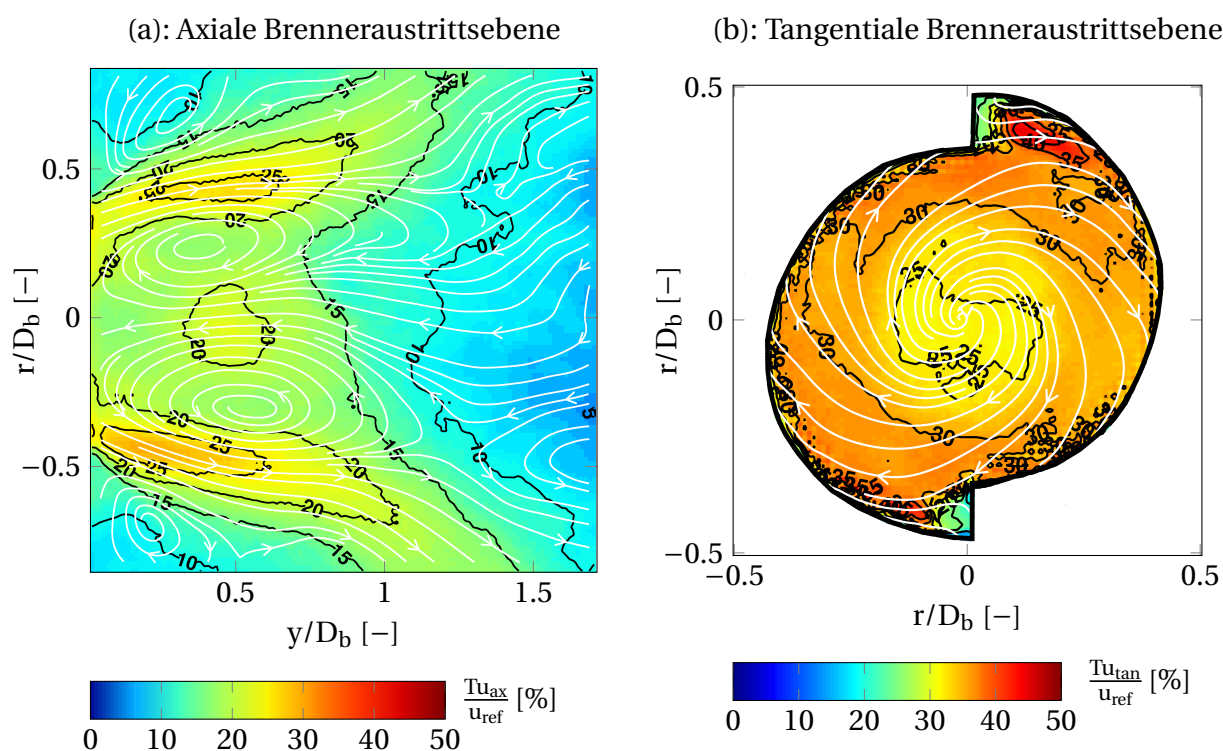
Um das turbulente Strömungsfeld statistisch zu beschreiben, werden die Turbulenzintensitäten der Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsfelder für beide Brenner ausgewertet. In Abbildung 5.7 und Abbildung 5.8 sind die nach Gleichung 2.6 berechneten Turbulenzintensitäten in Prozent abgebildet. Dabei sind zusätzlich die Stromlinien der Geschwindigkeitsfelder aus Abbildung 5.1 bzw. Abbildung 5.2 in weiß dargestellt.



**Abbildung 5.7:** Turbulenzintensität: Generischer Brenner (GB)

Die höchsten Turbulenzintensitäten liegen in den Scherschichten vor. Beim generischen Brenner steigt die Turbulenzintensität bis auf 35% an, wohingegen beim Referenzbrenner Werte um 25% erreicht werden. Eine hohe Turbulenz in den Scherschichten sorgt für eine gute Mischung der eintretenden un-

verbrannten Strömung mit dem zurückströmenden, bereits reagierten Gas. In der Rezirkulationszone weist der Referenzbrenner erhöhte Turbulenzintensitäten von bis zu 20% auf. Die Turbulenzintensität des generischen Brenners ist mit ungefähr 10% in dieser Region deutlich geringer. Im Tangentialprofil zeigt der generische Brenner mit über 35% auf größeren Radien deutliche höhere Turbulenzintensitäten als der Referenzbrenner. Mit steigendem Radius vergrößert sich bei beiden Brennern die Turbulenz. Beim Referenzbrenner tritt vor allem im Bereich der Einlassschlitze eine erhöhte Intensität der Turbulenz auf. Bei einer Normierung auf gleiche Massenströme herrschen jedoch bei beiden Brennern die gleichen Turbulenzintensitäten. Unter Berücksichtigung der Skalierung von  $D_{b,RB}/D_{b,GB} = 1.4^5$  sind die Maximalwerte der Turbulenzintensität des Referenzbrenners um 40% höher als in Abbildung 5.8 und sind somit gleich den Maximalwerten des generischen Brenners (siehe Abbildung 5.7).



**Abbildung 5.8:** Turbulenzintensität: Referenzbrenner (RB)

<sup>5</sup> der Austrittsdurchmesser des Referenzbrenners ist um 40% größer als der des generischen Brenners

## 5.2 Brennstoffeinmischung

Auslegungsziel des generischen Brenners ist es unter anderem, eine verbesserte Feinmischung gegenüber dem Referenzbrenner zu erzielen. Bei beiden Brennern wird der Brennstoff entlang der Einlassschlitze in die eintretende Strömung eingedüst. Um die Mischungsqualität zu optimieren, wurden bei der Gestaltung der Gasinjektoren des generischen Brenners zunächst numerische Vorstudien durchgeführt. Die Ergebnisse der numerischen Mischungsuntersuchungen des generischen Brenners sowie Details zu den Gasinjektoren sind bei Marosky et al. [MSS11] zu finden. Beim Referenzbrenner wurde die Standardgestaltung der Gasinjektoren des Industriepartners verwendet (Details siehe Geng et al. [GPBF03, MHGG12]). Die Mischungsgüte wurde zunächst in isothermen HSPLIF Untersuchungen (siehe Abschnitt 4.2) im Wasserkanal bewertet. Anschließend wurde das globale Emissionsniveau im atmosphärischen Verbrennungsversuchsstand bestimmt. Die Messergebnisse der beiden Brenner werden nachfolgend miteinander verglichen. Wie auch schon bei der Bewertung der Strömungsfelder, liefern die Analysen der zeitlich aufgelösten Daten umfassendere Aussagen als die ausschließliche Betrachtung der zeitlichen Mittelwerte.

In Abbildung 5.9 wird jeweils exemplarisch ein instantanes Mischungsprofil sowie der zeitliche Mittelwert der normierten Mischungskonzentration am Brenneraustritt abgebildet. Zusätzlich werden die lokalen Mischungs-PDFs an charakteristischen Koordinaten in der Brenneraustrittsebene sowie die globalen Mischungs-PDFs der gesamten Brenneraustrittsfläche gezeigt. Obwohl beide Brenner magere Vormischbrenner sind, weisen sie signifikante Unterschiede bei der Brennstoffeinmischung auf. Während beim generischen Brenner auch bei der Momentaufnahme der Mischungsverteilung am Brenneraustritt ein gleichmäßiges Mischungsprofil vorliegt, treten beim Referenzbrenner starke Ungemischtheiten mit sehr fetten bzw. sehr mageren Zonen auf (vergleiche Abbildung 5.9-(a) und Abbildung 5.9-(b)). Ursache dafür ist vor allem die Anordnung der Gasinjektoren. Beim Referenzbrenner befindet sich das letzte Loch der Gaseindüsung stromauf kurz vor der Brenneraustrittsebene. Der Einfluss der Brennstoffeindüsung ist somit noch deutlich im Mischungsfeld sichtbar. Beim generischen Brenner werden hingegen durch die zusätzliche Mischlänge des konischen Mischrohrs zwischen Drallerzeuger und Brennkammereintritt lokale Ungemischtheiten abgebaut. Darüber hinaus unterscheiden sich die Strömungsfelder der Brenner deutlich: Während



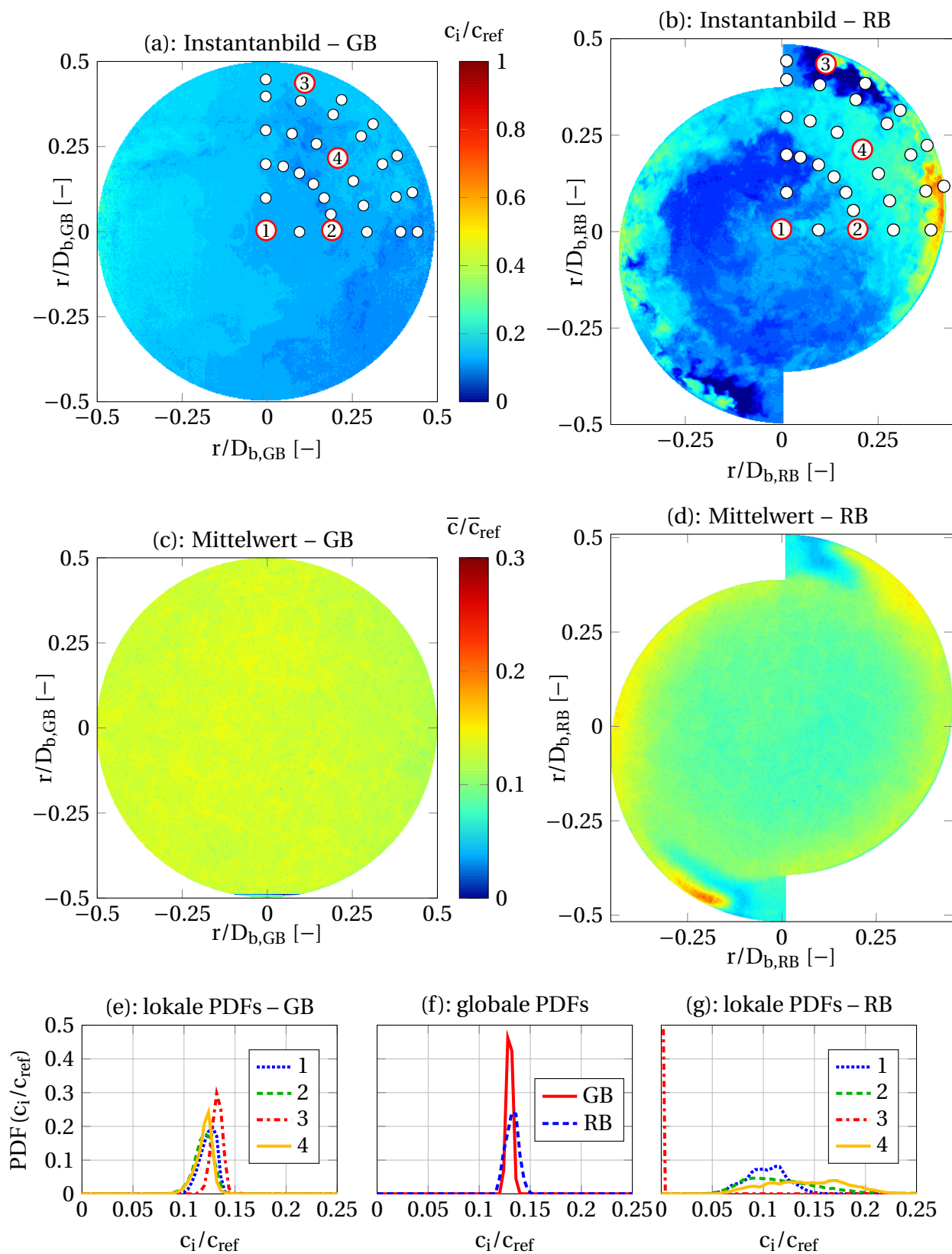
beim generischen Brenner ein breiter Wirbelkernradius mit einer Rezirkulationszone stromab der Brenneraustrittsebene vorliegt, reicht beim Referenzbrenner die deutlich schmalere Rückstromzone in den Brenner hinein. Der eingedüστε Brennstoff verteilt sich zunächst am Rand des Drallerzeugers und wird erst weiter stromab in die Scherschichten eingemischt.

Im zeitlichen Mittel ist das Konzentrationsprofil des generischen Brenners (Abbildung 5.9-(c)) über die Fläche der Brenneraustrittsebene homogen verteilt. Beim Referenzbrenner (Abbildung 5.9-(d)) befinden sich insbesondere im Nachlauf der Gasbelochung Zonen mit erhöhter Brennstoffkonzentration. Im Bereich der Einlassschlitze liegt die Brennstoffkonzentration dagegen deutlich unter dem globalen Mittelwert. Beim Referenzbrenner bilden sich auf größeren Radien am Brennerrand Bereiche mit höheren Brennstoffkonzentrationen. Der Kernbereich der Strömung ist deutlich magerer.

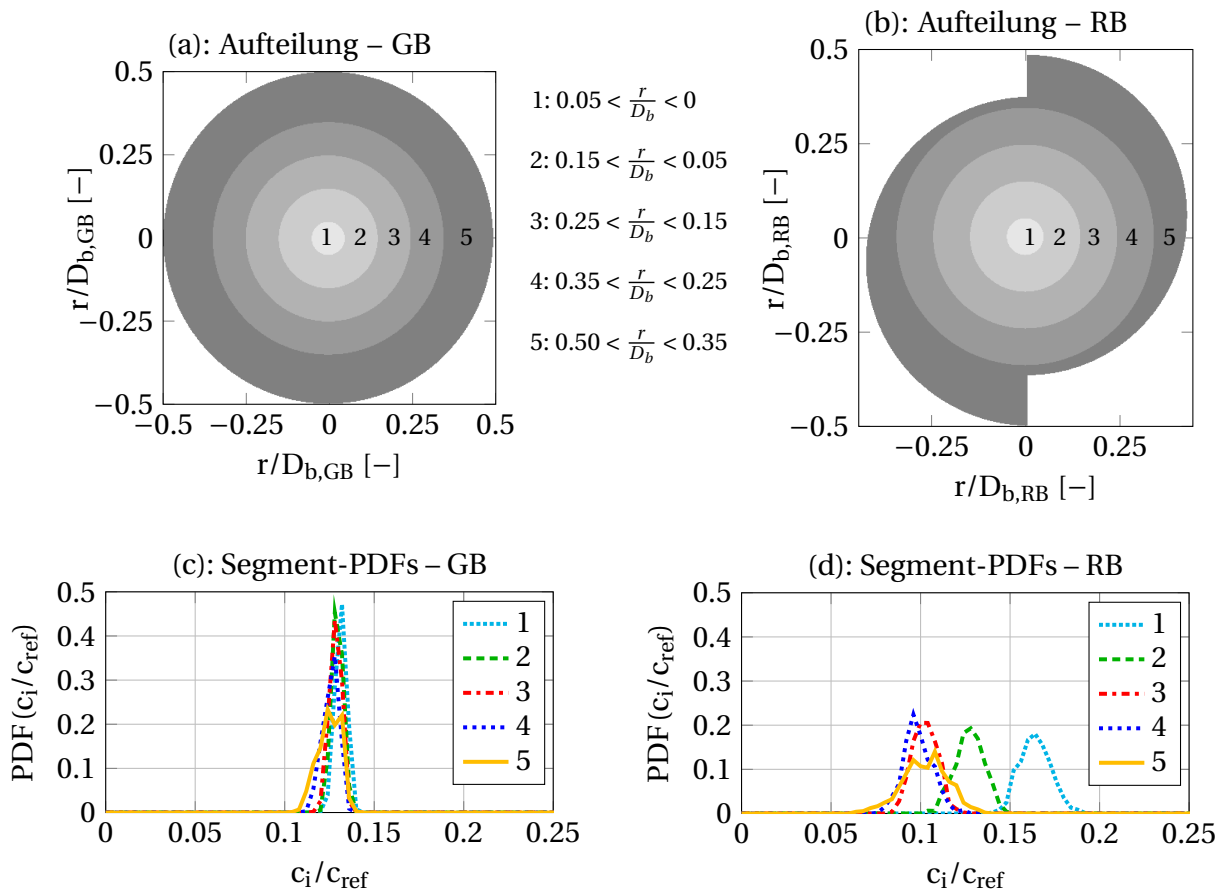
Um Informationen über das Fluktuationsverhalten zu erhalten, wird das transiente Mischungsverhalten mittels Mischungs-PDFs bewertet (siehe Abschnitt 2.2). Die PDFs sind auf die Anzahl der Messwerte sowie die Brennstoffkonzentration am Eingang  $c_{ref}$ <sup>6</sup> normiert. Die Form der PDF-Kurven liefert Aussagen über die Fluktuationsverteilung: Je flacher die Kurve ist, desto breiter sind die Mischungsverteilungen und umso höher die auftretenden Mischungsfluktuationen. Ein schmaler Peak ist ein Indikator für geringe Mischungsfluktuationen.

In Abbildung 5.9-(f) sind die globalen Mischungs-PDFs, die über den Brenneraustritt gemittelten Brennstoffkonzentration, für beide Brenner abgebildet. Es werden dabei 2048 Einzelbilder ausgewertet, wobei für jedes Einzelbild eine mittlere Brennstoffkonzentration bestimmt wird. Zwar liegen die globalen mittleren Mischungskonzentrationen beider Brenner im Bereich um  $c_i/c_{ref} = 0.13$ , jedoch sind deutliche Unterschiede erkennbar: Die PDF-Kurve des generischen Brenners ist deutlich schmaler und höher als die des Referenzbrenners, was auf wesentlich geringere Mischungsfluktuationen der mittleren Brennstoffkonzentration in der Austrittsebene schließen lässt. Die Auswertung der globalen Mischungs-PDFs liefert allerdings keine Aussage über Position und Schwankungsausmaß von Zonen, in denen die Brennstoffkonzentration deutlich von der mittleren Konzentration abweicht. Daher wird die lokale Verteilung der Brennstoffkonzentration untersucht.

<sup>6</sup>  $c_i/c_{ref} = 1$  bzw.  $\bar{c}/\bar{c}_{ref} = 1$  entspricht 100% Brennstoff



**Abbildung 5.9:** Isotherme Brennstoffeinmischung: Generischer Brenner (GB) und Referenzbrenner (RB), tangentielle Brenneraustrittsebene



**Abbildung 5.10:** Isotherme Brennstoffeinmischung - Mischungs-PDFs von Kreissegmenten der tangentialen Brenneraustrittsebene: Generischer Brenner (GB) und Referenzbrenner (RB)

Es wird die jeweilige Brenneraustrittsebene in fünf Kreissegmente unterteilt (siehe Abbildung 5.10-(a) und Abbildung 5.10-(b)). Es wird die mittlere Brennstoffkonzentration eines Kreissegmentes gebildet und für jedes der 2048 Einzelbilder ermittelt. Die Konzentrationsschwankungen der einzelnen Segmente werden durch Mischungs-PDFs abgebildet. Ein Vergleich von Abbildung 5.10-(c) mit Abbildung 5.10-(d) zeigt ebenfalls, dass der Referenzbrenner höhere Schwankungsbreiten der Brennstoffkonzentration in der Austrittsebene aufweist als der generische Brenner. Für beide Brenner sinkt die Brennstoffkonzentration mit sinkendem Radius, wobei im Zentrum die größten Fluktuationen auftreten. Für den generischen Brenner (Abbildung 5.10-(c)) sind die Unterschiede zwischen den Mischungs-PDFs der einzelnen Kreissegmente, bis auf das Zentrumssegment 1, minimal. Die Mischungs-PDFs des generischen Brenners sind zudem nur geringfügig breiter und flacher als die globale PDF aus Abbildung 5.9-(f). Der generische Bren-

ner besitzt demnach ein sehr gleichförmiges Austrittsprofil. Beim Referenzbrenner (Abbildung 5.10-(d)) sind hingegen deutliche Unterschiede zwischen den PDFs der einzelnen Kreissegmente erkennbar: Die Abnahme der Brennstoffkonzentration zum Brennerzentrum hin ist deutlicher als beim generischen Brenner. Die Mischungs-PDFs der Kreissegmente des Referenzbrenners sind außerdem signifikant breiter und flacher als die globale Mischungs-PDF. Die Brennstoffkonzentrationen in den einzelnen Kreissegmenten weichen demnach stärker von der mittleren Austrittskonzentration ab. Wie die Betrachtung des Instantanbildes (Abbildung 5.9-(b)) bereits vermuten lässt, ist die Brennstoffkonzentration des Referenzbrenners über den Austrittsdurchmesser stark unterschiedlich verteilt. Eine ausschließliche Auswertung der globalen Mischungs-PDFs liefert demzufolge keine umfassende Aussage über die auftretenden Mischungsschwankungen, sondern es muss eine lokal differenzierte Betrachtung durchgeführt werden.

Um die örtliche Verteilung der Mischungsfluktuationen noch aussagekräftiger zu beschreiben, werden lokale Mischungs-PDFs (Abbildung 5.9-(e) und Abbildung 5.9-(g)) ausgewertet. Dies ermöglicht, die Entstehungsgebiete lokal fetter bzw. magerer Zone zu identifizieren. Es wurden dazu an 31 charakteristischen Positionen der Brenneraustrittsebene die Mischungs-PDFs ausgewertet. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden nur die Kurven von vier exemplarischen Koordinaten<sup>7</sup> in Abbildung 5.9-(e) bzw. Abbildung 5.9-(f) präsentiert. Die gewählten vier Messpunkte repräsentieren dabei charakteristische Bereiche der Brenneraustrittsebene. Messpunkt 1 befindet sich im Brennerzentrum, Messpunkte 2 und 4 befinden sich auf unterschiedlichen Radien und Messpunkt 3 liegt am Rand der Austrittsfläche nahe der Schlitzeindüsung. Jeder Messpunkt umfasst neun Datenpunkte mit einer Fläche von  $3 \times 3$  Pixel. Es werden 2048 Einzelbilder ausgewertet, so dass 18.432 Werte je Messpunkt berücksichtigt werden. Aufgrund der Mittelung über neun Datenpunkte wird das Signal-Rausch-Verhältnis signifikant verbessert. Ein Messpunkt repräsentiert dabei eine Fläche von  $7.96 \cdot 10^{-6} \times A_b$ .

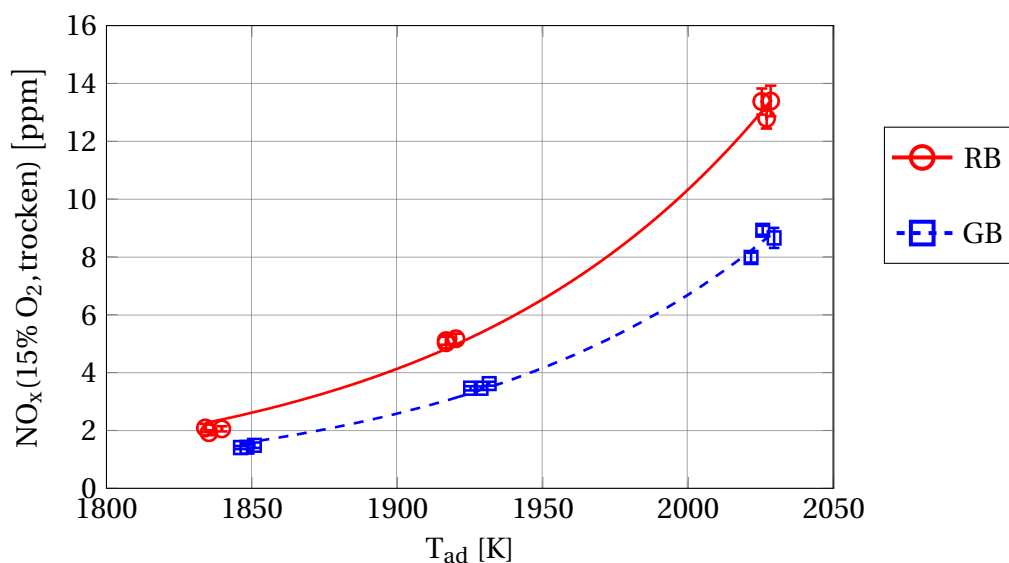
Bei der transienten lokalen Auswertung der Mischungsverteilung des Referenzbrenners sind starke Mischungsfluktuationen auf allen Radien erkennbar. Die lokalen Mischungsfluktuationen sind im Vergleich zu denen innerhalb der einzelnen Kreissegmente nochmals deutlich ausgeprägter. Die Kurvenverläufe

<sup>7</sup> (1):  $r/D_b = 0, y/D_b = 0$  – (2):  $r/D_b = 0.3, y/D_b = 0$  – (3):  $r/D_b = 0.12, y/D_b = 0.43$  –  
(4):  $r/D_b = 0.21, y/D_b = 0.21$

fe für die Messpunkte 1, 2 und 4 sind fast vollständig abgeflacht, was ein Indikator für sehr große Schwankungen ist. Lediglich im Bereich der Einlassschlitze befinden sich sehr magere Zonen, die nicht mit Brennstoff durchmischt werden (siehe Abbildung 5.9-(f), Messpunkt 3). Für den generischen Brenner haben die Mischungs-PDFs deutlich steilere und schmalere Kurvenverläufe als beim Referenzbrenner. Für alle untersuchten Messpunkte des generischen Brenners liegen die Kurven im Konzentrationsbereich von  $c_i/c_{ref} = 0.1$  bis  $c_i/c_{ref} = 0.15$ . Auch hier sind die lokalen Mischungs-PDFs flacher als die der Kreissegmente bzw. als die globale Mischungs-PDF. Es treten jedoch im Vergleich zum Referenzbrenner auch bei der lokalen Analyse deutlich geringere Mischungsfluktuationen in der gesamten Querschnittsebene des Brennerauslasses auf. Auf den äußeren Radien verschieben sich die Peaks der Mischungskonzentrationen hin zu größeren Werten. Wie bereits bei der Analyse der Kreissegmente aufgezeigt, ist der Kernbereich der Strömung geringfügig magerer.

Die isothermen Mischungsstudien konnten durch Emissionsmessungen im atmosphärischen Verbrennungsversuchsstand bestätigt werden. Beide Brenner werden technisch vorgemischt mit den gleichen Betriebsparametern betrieben. Der Versuchsaufbau ist in Abschnitt 3.3 beschrieben. Auslegungskriterium der verwendeten Drallerzeuger ist, neben einem stabilen Betriebsverhalten, die Produktion von möglichst geringen  $\text{NO}_x$ -Emissionen. In Abbildung 5.11 sind die  $\text{NO}_x$ -Konzentrationen der beiden Brenner in Abhängigkeit von der aus der Messung bestimmten adiabaten Flammentemperatur (siehe Abschnitt 4.4.5) aufgetragen. Die Messdaten wurden zur besseren Vergleichbarkeit auf trockene Werte korrigiert und auf 15%  $\text{O}_2$  bezogen (siehe Abschnitt 4.4.3). Es wurden für jeden Betriebspunkt drei Messreihen über jeweils 120 Sekunden gemittelt.

Die Messdaten weisen eine sehr gute Reproduzierbarkeit auf. Die aufgetragenen Fehlerbalken der Standardabweichung zum Mittel sind gering und auch die Streuung zwischen den drei Messreihen ist vernachlässigbar. Eine schlechte Feinmischung mit lokal ausgeprägten fetten Zonen produziert höhere  $\text{NO}_x$ -Emissionen (siehe Abschnitt 2.3). Die in Abbildung 5.11 gezeigten Ergebnisse bestätigen dies: Die  $\text{NO}_x$ -Konzentrationen des Referenzbrenners sind bei gleichen Betriebspunkten deutlich höher als die des generischen Brenners. Generell weisen jedoch beide Brenner ein niedriges  $\text{NO}_x$ -Niveau auf.



**Abbildung 5.11:** Globale NO<sub>x</sub>-Emissionen für den generischen Brenner (GB) und den Referenzbrenner (RB), technisch vorgemischt

### 5.3 Zusammenfassung der Brennereigenschaften

In diesem Kapitel wurden die Strömungs- und Mischungsfelder der in dieser Arbeit verwendeten Brenner vorgestellt. Die aerodynamischen Strömungsfelder von Referenzbrenner und generischem Brenner unterscheiden sich voneinander: Das Strömungsfeld des Referenzbrenners zeigt eine schmalere Rückstromzone mit höheren negativen Axialgeschwindigkeiten, die weit in den Brennermund hineinreichen. Das Strömungsfeld des generischen Brenners weist einen breiteren Wirbelkernradius mit einem Stagnationspunkt stromab der Brenneraustrittsebene auf. Um Aufschluss über mögliche Strömungsinstabilitäten und relevante turbulente Strömungsstrukturen zu gewinnen, wurde neben den Mittelwerten auch das instationäre Strömungsverhalten betrachtet. Instantanvektorplots zeigen, zeitlich und räumlich aufgelöst, großskalige Wirbel in den Scherschichten, die der entscheidende Mechanismus für den Mischungsprozess sind. Diese kohärente Strukturen sind jedoch nicht so dominant, als dass sie die mittlere Strömungsstabilität negativ beeinflussen würden. Ein hoher Grad an Turbulenzintensität wurde demzufolge vor allem in den Scherschichten identifiziert. Der generische Brenner zeigt im technisch vorgemischten Betrieb ein deutlich verbessertes Mischungsverhalten. Der Referenzbrenner weist hingegen ausgeprägte magere und fette Zonen auf, die neben den erhöhten Mischungsfluktuationen Ursa-

che für höhere  $\text{NO}_x$ -Emissionen im atmosphärischen Verbrennungsversuch sind.

Im folgenden Kapitel 6 wird nun die Auswirkung der isothermen Kühlluft-eindüsung auf das Betriebsverhalten im extern vorgemischtem Betrieb entkoppelt von der Brennstoffeinmischung untersucht. Durch den extern vorgemischtem Betrieb können Ungemischtheiten im Brennstoff-Luft-Gemisch, die auf den direkten Kühlluftinfluss zurückzuführen sind, getrennt von den Ungemischtheiten, die durch die Brennstoffeindüsung erzeugt werden, identifiziert werden. Lokale Ungemischtheiten gelten als potentielle Quellen auftretender Instabilitäten.





---

## 6 Kühlluftindüsung: Isotherme Untersuchungen

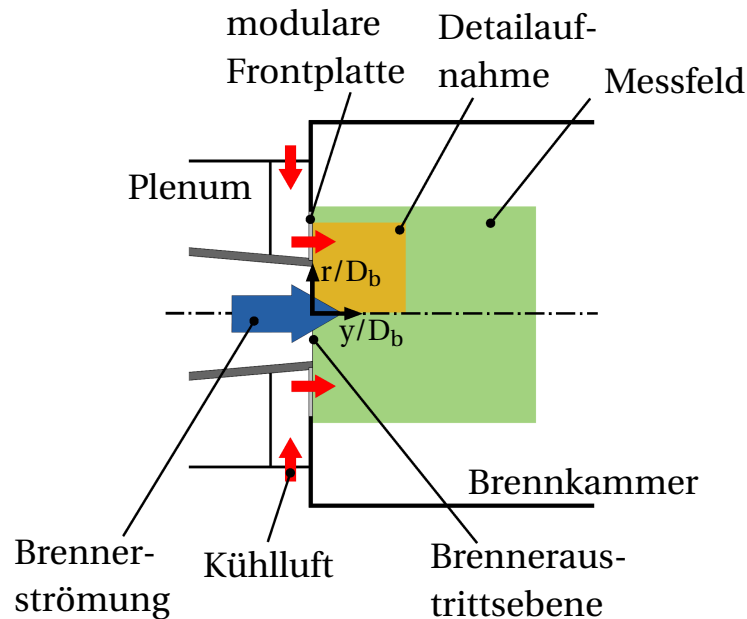
In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der detaillierten isothermen Untersuchungen zur Kühlluftindüsung im Wasserkanal gezeigt und interpretiert. Der Messaufbau im Wasserkanal bietet fast uneingeschränkte optische Zugänglichkeit und ermöglicht mit geringem Aufwand eine Vielzahl an Parametervariationen. Die Sichtbarmachung der Strömungs- und Mischungscharakteristiken lässt sich deutlich einfacher realisieren als im Verbrennungsversuchsstand. Deshalb wurden die detaillierten Studien zur Parametervariation der Kühlluftindüsung isotherm durchgeführt. Die Qualität der aufgenommenen Daten ist sehr gut und liefert zeitlich und örtlich hochaufgelöste Ergebnisse. In Abschnitt 6.1 werden das Eindüsungsverhalten und die Auswirkung der Kühlluftindüsung auf das Strömungs- und Mischungsfeld in Abhängigkeit von den Geometrieparametern der Kühlluftinjektion untersucht. Es werden dabei sowohl das mittlere als auch das instationäre Mischungsfeld betrachtet. Abschnitt 6.2 befasst sich mit dem Einfluss des Injektionsimpulses der Kühlluftindüsung auf das Mischungsverhalten. Die Selbstähnlichkeit der Mischung wird in Abschnitt 6.3 untersucht. In Abschnitt 6.4 wird die zeitliche Verteilung der Kühlluftmischung entlang des Mischungspfad es gezeigt. Am Ende dieses Kapitels (Abschnitt 6.5) werden die Ergebnisse der isothermen Messungen zur Kühlluftindüsung zusammengefasst sowie die gewonnenen Erkenntnisse auf den Betrieb mit Verbrennung übertragen (Abschnitt 6.6). In Tabelle 6.1 ist eine Übersicht über alle in diesem Kapitel ausgewerteten experimentellen Untersuchungen und deren Messparameter aufgelistet.

Die Geometrie der Frontplattenkühlung wurde in Anlehnung an das bestehende Design von stationären Gasturbinen (siehe Abschnitt 2.1.3) gewählt und in den Messaufbau der Einzelbrenneruntersuchungen implementiert. Der schematische Messaufbau ist in Abbildung 6.1 skizziert. Um den Einfluss von Geometrieparametern auf das Eindüsungsverhalten der Kühlluft untersuchen zu können, wurde die Frontplatte modular gestaltet (siehe

Abbildung 6.2). Die Kühlluft wird in der Brenneraustrittsebene ( $y/D_b = 0$ ) eingedüst. Es wurden sowohl HSPIV als auch HSPLIF Messungen (siehe Kapitel 4) durchgeführt. Dabei wurden die gesamte Brenneraustrittsebene sowie der Nahbereich der Kühlluftinjektoren in Detailaufnahmen betrachtet. Aufgrund der Achsensymmetrie der Strömung zur Mittelachse (siehe Abbildung 5.1) wird nachfolgend nur eine Hälfte des Messfeldes abgebildet, wenn das die Übersichtlichkeit verbessert. Falls nicht anders gekennzeichnet, verläuft in allen Abbildungen die Hauptströmungsrichtung von links nach rechts. Die detaillierten Studien zur isothermen Kühlluftindüsung wurden ausschließlich mit dem generischen Brenner durchgeführt. Aufgrund der konstruktiven Eigenschaften des Referenzbrenners konnte dieser nicht ohne weitreichende konstruktive Veränderungen mit einem von der Hauptluft getrenntem Kühlluftstrom versorgt werden. Für die Implementierung der HSPLIF Messungen sind jedoch separate Massenströme notwendig.

**Tabelle 6.1:** Zusammenfassung der isothermen Untersuchungen zur Kühlluftindüsung, Messparameter

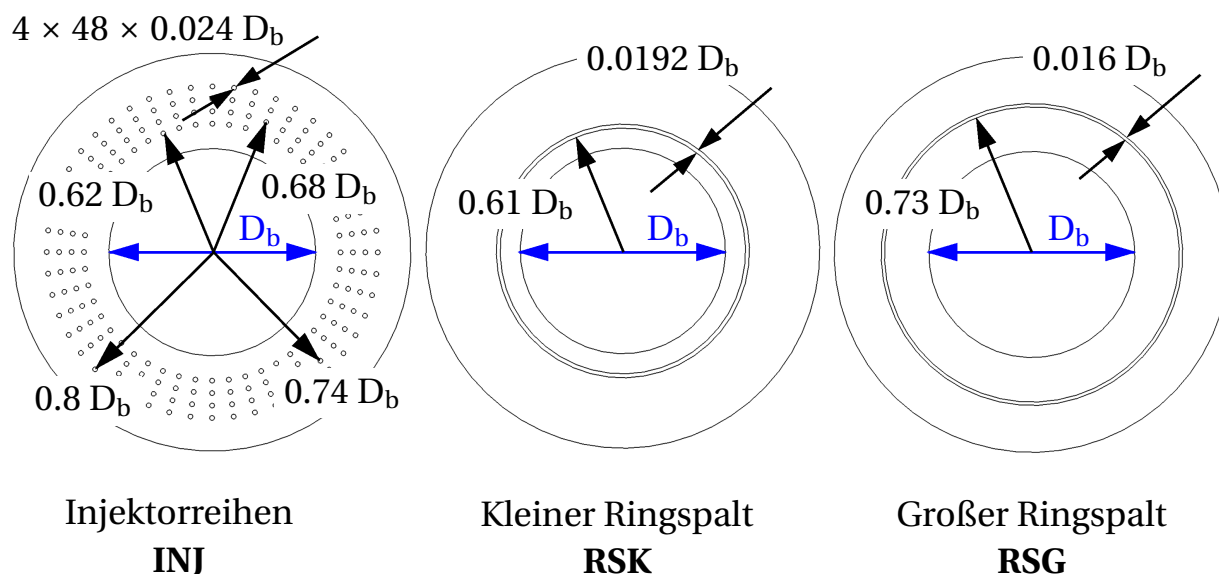
Untersuchungsfokus	Injektorgeometrie	$\dot{m}_K/\dot{m}_B$	$J$
Geometrieinfluss (HSPIV)	INJ, RSG, RSK	0.0755	0.65
Geometrieinfluss (HSLIF)	INJ, RSG, RSK	0.052	0.31
Injektionsimpuls	RSG2, RSG, RSG3	0.0368 0.0510	0.0812, 0.1577, 0.3705 0.1577, 0.3025, 0.7106
Reproduzierbarkeit	RSG2	0.0368	0.0812
Selbstähnlichkeit	INJ	0.0194, 0.0256, 0.0325, 0.0395, 0.0471, 0.0510, 0.0537, 0.0610	0.0307, 0.0538, 0.0865, 0.1276, 0.1816, 0.2125, 0.2362, 0.3044
Einmischverhalten	RSG	0.051	0.30



**Abbildung 6.1:** Schematischer Messaufbau der Kühlluftinjektion durch die Frontplatte, generischer Brenner

## 6.1 Einfluss der Geometrieparameter

Um die generellen Effekte wie Eindring- und Mischungsverhalten zu studieren, wurden konstante Massenströme für den Brenner  $\dot{m}_B$  und die Kühlluft  $\dot{m}_K$  eingestellt. Basierend auf existierenden Maschinendesigns wurden drei unterschiedliche, charakteristische Kühlluftinjektoren gestaltet: Gleichmäßig um den Brenneraustritt verteilte Injektorbohrungen (INJ), ein konzentrischer Ringspalt nahe des Brenneraustritts (RSK) sowie ein konzentrischer Ringspalt auf einem größeren Radius (RSG). Ziel der Untersuchung war es, zu klären, inwieweit die Wahl der Injektorgeometrie einen Einfluss auf das Einmischverhalten ausübt. Die gewonnenen Erkenntnisse sind für den Designprozess in der technischen Anwendung von entscheidender Bedeutung. Die Abmaße der untersuchten Frontplatten mit den unterschiedlichen Eindüsengeometrien sind in Abbildung 6.2 illustriert. Die Injektorfläche ist für alle drei Fälle gleich groß und beträgt  $A_K = 1/9 A_b$ . Die in Abschnitt 6.1 betrachteten Untersuchungen wurden mit einem jeweils konstanten Impulsstromdichteverhältnis für alle drei Eindüsengeometrien durchgeführt (siehe Abschnitt 4.8). Die Reynoldszahl beträgt, analog zu den Untersuchungen zur Charakterisierung der Drallströmung in Kapitel 5,  $Re = 6.33 \times 10^4$ .



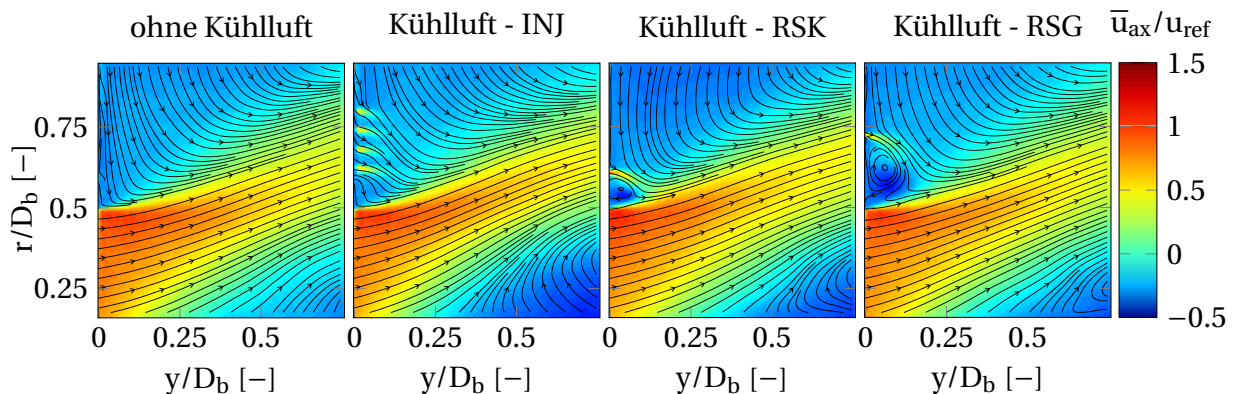
**Abbildung 6.2:** Geometrie der modularen Frontplatte: Injektorreihen (INJ), kleiner Ringspalt (RSK) und großer Ringspalt (RSG)

### 6.1.1 Strömungsfeld

Zunächst wurde untersucht, inwieweit die Kühlluft eindüsung das Drallströmungsfeld beeinflusst. Die HSPIV Ergebnisse zeigen den Strömungspfad der Brennerströmung und der eingedüsten Kühlluft auf. In Abbildung 6.3 sind Detailaufnahmen des Stromlinienfeldes nahe der Brenneraustrittsebene gezeigt. Es werden die Fälle der drei unterschiedlichen Eindüskonzepte INJ, RSK und RSG mit dem Betrieb ohne Kühlluft eindüsung verglichen. Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten, beträgt das Impulsstromdichteverhältnis für alle Fälle mit Kühlluft eindüsung in dieser Untersuchung  $J = 0.65$  mit einer Kühlluft aufteilung von  $\dot{m}_K / \dot{m}_B = 0.0755^1$ . Es wurde bewusst ein hoher Eindüsimpuls gewählt, um einen möglichen Effekt der Kühlluft eindüsung auf das Strömungsfeld eindeutig identifizieren zu können. Die HSPIV Untersuchungen zeigen, dass der Einfluss der Kühlluft auf die Aerodynamik der Hauptströmung vernachlässigbar ist. Die Kühlluftinjektion beeinflusst lediglich das Strömungsfeld der äußeren Scherschichten nahe des Brenneraustritts. Der Fall der Injektorreiheneindüsung (INJ) visualisiert den starken

<sup>1</sup> Die HSPIV Messungen wurden im Kreislaufbetrieb durchgeführt, wobei Pumpe  $P_2$  den Kühlluftstrom bereitstellt. Aufgrund der Pumpenkenndaten von  $P_2$  ist der eingestellte Messwert für den Volumenstrom  $V_2$  bei höheren Werten stabiler als bei geringen Volumenströmen (siehe Abschnitt 3.2).

Ansaugeneffekt der Hauptströmung auf die Kühlluft am besten. Die Stromlinien des Injektionsstromes konvergieren bereits ab einer axialen Distanz von  $y/D_b = 0.15$  zur Brenneraustrittsebene mit der Strömung der äußeren Scherschichten. Eine Kühlluftindüsung durch einen Ringspalt nahe des Brenneraustritts (RSK) verursacht eine schwache Rezirkulationszone des eingedüsten Stromes im Bereich der Brenneraustrittsebene. Diese Rezirkulationszone ist bei einem Ringspalt auf einem größerem Radius (RSG) deutlich ausgebildeter. Die Größe der lokalen Rezirkulationszone ist somit abhängig vom Abstand zwischen Brenneraustritt ( $r/D_b = 0.5$ ) und radialer Ringspaltposition. Dennoch wird auch bei der Ringspalteindüsung das Strömungsfeld von der Hauptströmung dominiert. Die Brennerströmung reißt die Kühlluft mit und sorgt für eine Verdünnung der Scherschichten. Die turbulenten Fluktuationen der Hauptströmung (siehe dazu Abschnitt 5.1.2) sind die treibende Kraft für den Einmischungsprozess von Kühlluft in die Brennerströmung. Der zeitliche Ablauf der Einmischung ist in Abschnitt 6.4 im Detail beschrieben.



**Abbildung 6.3:** Mittlere normierte axiale Geschwindigkeitsfelder, Detailaufnahme: Generischer Brenner ohne Kühlluftindüsung; Kühlluftindüsung durch Injektorreihen (INJ); Kühlluftindüsung durch kleinen Ringspalt (RSK); Kühlluftindüsung durch großen Ringspalt (RSG), ( $J = 0.65$ ,  $\dot{m}_K / \dot{m}_B = 0.0755$ )

### 6.1.2 Mittleres Mischungsfeld

Hauptaugenmerk der isothermen Untersuchungen liegt auf der Charakterisierung des Mischungsverhaltens. Dazu wurden HSPLIF Messungen nach Abschnitt 4.2 durchgeführt und diese zeitlich und räumlich ausgewertet. Zunächst wurde die Auswirkung der unterschiedlichen Kühlluftinjektorgeometrien auf das mittlere Mischungsverhalten analysiert. Abbildung 6.4-oben

zeigt den mittleren normierten Mischungsbruch für die drei unterschiedlichen Eindüsungsgeometrien. Die Referenzkonzentration, mit der die Messwerte normiert werden, ist die Einlasskonzentration der Kühlluft<sup>2</sup>. In Abbildung 6.4-unten ist die Standardabweichung zum mittleren Mischungsbruch nach Gleichung 2.4 dargestellt. Es wurde zusätzlich die mittlere Staustromlinie ( $\bar{u}_{ax}/u_{ref} = 0$ ) aus Abbildung 5.1-(a) für alle abgebildeten Konzentrationsfelder in weiß gekennzeichnet. Zur Kennzeichnung der Position der äußeren Scherschichten wurde außerdem exemplarisch eine Stromlinie aus Abbildung 5.1-(a) in grau eingezeichnet. Das Impulsstromdichteverhältnis beträgt bei den Mischungsuntersuchungen der unterschiedlichen Kühlluftgeometrien  $J = 0.31$  mit einer Kühlluftaufteilung von  $\dot{m}_K/\dot{m}_B = 0.052^3$ .

Die höchsten Mischungskonzentrationen herrschen, abgesehen vom Bereich der Eindüsungsstelle, in den Scherschichten. Die Kühlluft verdünnt die gesamte Rezirkulationszone und wird im Mittel, über die Staustromlinie hinaus, stromauf bis in den Kernbereich der Hauptströmung transportiert. Die Isolinien der Mischungsverteilung in der inneren Rezirkulationszone verlaufen dabei parallel zur Staustromlinie. Wie im vorangegangenen Abschnitt 6.1.1 gezeigt, dominiert das Strömungsfeld die Kühlluftmischung und transportiert demnach die eingedüste Kühlluft entlang der Stromlinien des Geschwindigkeitsfeldes. Neben den Schwankungen nahe der Eindüsungsstelle und in den Scherschichten, treten auch große Schwankungen im Bereich des Staupunktes auf. Dieses Verhalten wird im Abschnitt 6.1.3 näher untersucht.

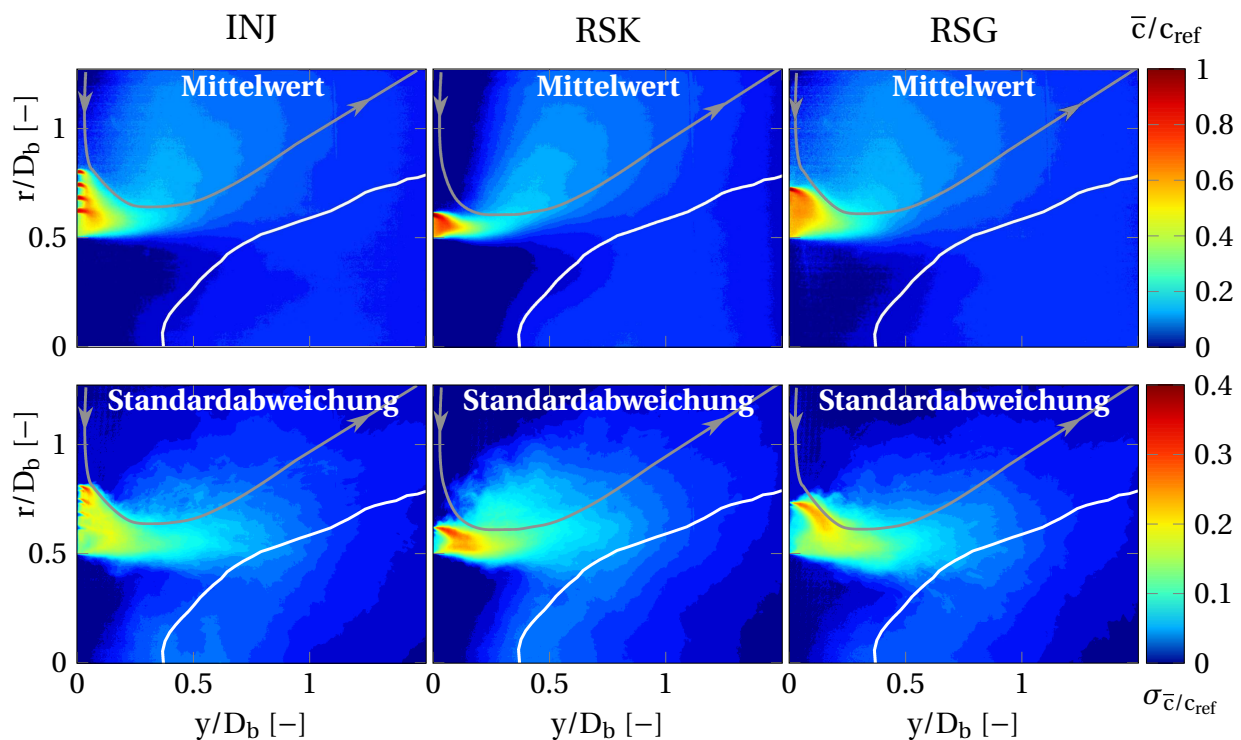
Im Allgemeinen ist der Einfluss der Eindüsungsgeometrie auf das Mischungsfeld sowohl im Mittelwert als auch in der Standardabweichung gering. Die Auswirkungen der Geometrievariationen sind auf den Bereich nahe der Frontplatte bis zu einer axialen Distanz von  $y/D_b = 0.5$  beschränkt. Angetrieben von der Brennerströmung breitet sich die eingedüste Kühlluft entlang des Hauptströmungsfeldes (siehe Abbildung 6.3) aus. Das starke Entrainment<sup>4</sup> der Kühlluft durch die Hauptströmung limitiert die Größe der lokalen Kühlluftrezirkulationszone auf den Bereich nahe der Frontplatte. Die Kühlluftverteilung ist für die Geometrien INJ und RSG ähnlich. Es ist eine breitere Verteilung in radialer Richtung nahe der Brenneraustrittsebene zu beobachten. In

<sup>2</sup>  $0 \leq c/c_{ref} \leq 1$ ,  $c_{ref}$  ist die Konzentration der reinen Kühlluft

<sup>3</sup> Für diese Mischungsuntersuchungen wurde der Volumenstrom der Kühlluftströmung mittels Pumpe P<sub>3</sub> zur Verfügung gestellt. Zwar ermöglichen die Kenndaten von P<sub>3</sub> nur geringere Volumenströme, jedoch unterliegen diese geringeren Schwankungen und können feiner eingestellt werden als mit P<sub>2</sub> (siehe Abschnitt 3.2). Der eingestellte Volumenstrom befindet sich im oberen Betriebsbereich von P<sub>3</sub>

<sup>4</sup> engl.: Entrainment - Mitreißen

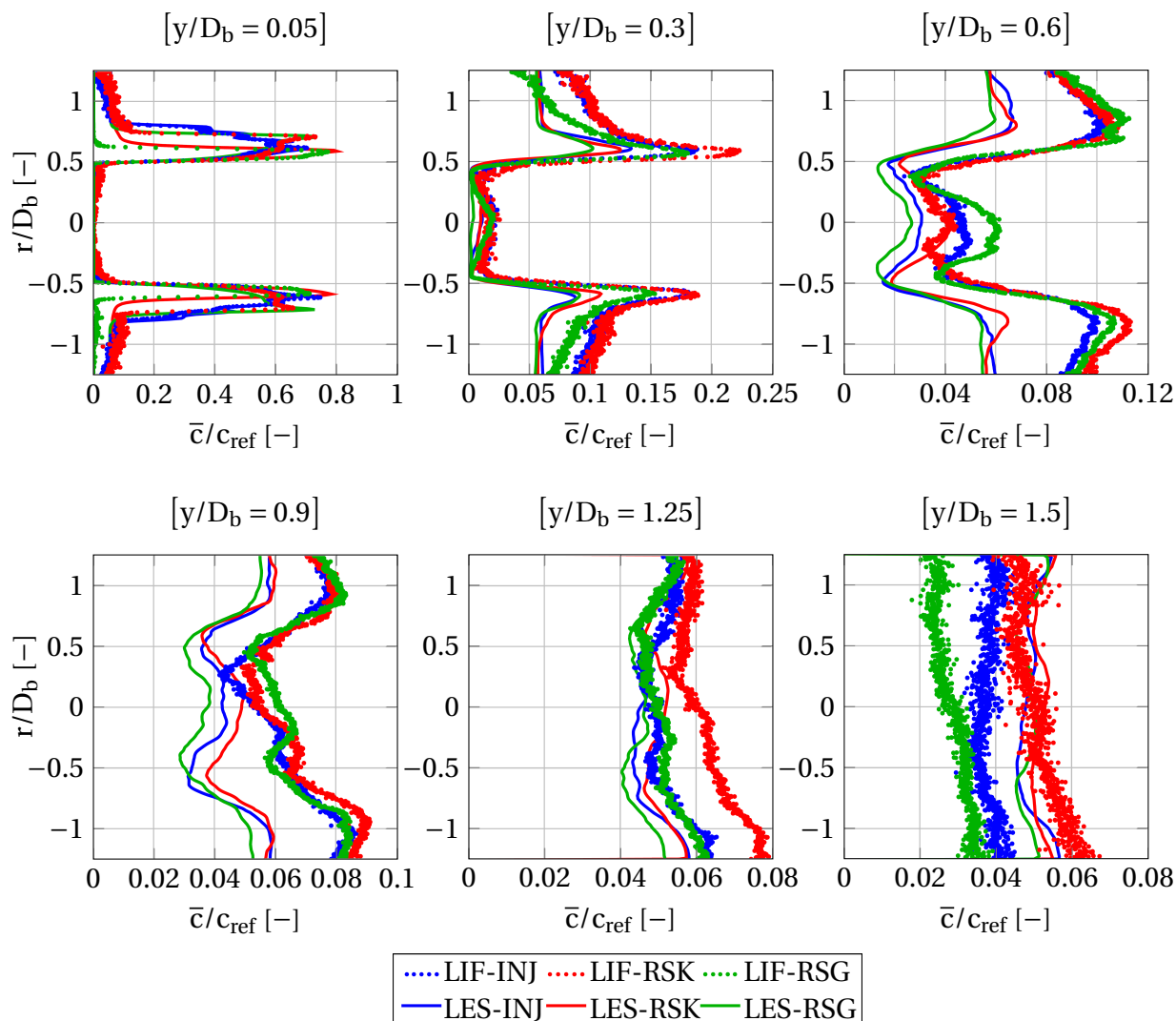
beiden Fällen verdünnt die Kühlluft den Hauptstrom von einer radialen Position  $r/D_b = 0.5$  bis zu  $r/D_b = 0.8$ . Im Fall des kleinen Ringspalts RSK reicht die Verdünnungszone von  $r/D_b = 0.5$  bis zu  $r/D_b = 0.6$ . Die radiale Verteilung ist schwächer. Durch die Lage des Eindüsungsschlitzes nahe des Brenneraustritts ( $r/D_b|_{RSK} = 0.61$  bzw.  $r/D_b|_{RSG} = 0.73$ ) findet die Einmischung bei der Geometrie RSK in den Hauptstrom schneller statt. Ein analoges Verhalten kann für die Werte der Standardabweichung identifiziert werden. Die Schwankungen für die Fälle INJ und RSG sind ähnlich verteilt in Ort und Stärke, wohingegen der RSK Fall starke Fluktuationen in einer kleineren Region nahe der Frontplatte aufweist.



**Abbildung 6.4:** Mittelwert (oben) und Standardabweichung (unten) der normierten Kühlluftkonzentration für Eindüsungsgometrie INJ, RSK und RSG, mit mittlerer Staustromlinie ( $\bar{u}_{ax}/u_{ref} = 0$ ) in weiß und Stromlinie zur Kennzeichnung der äußeren Scherschichten in grau, ( $J = 0.31$ ,  $\dot{m}_K/\dot{m}_B = 0.052$ )

Das experimentell beobachtete Mischungsverhalten wurde mit numerischen Ergebnissen aus LES-Studien verglichen. Die Strömungsparameter sind für Experiment und Numerik gleich. Die grundlegenden Parameter der LES wurden in Abschnitt 4.6 vorgestellt. Weiterführende Details zu den durchgeführten Untersuchungen sind in [MSB<sup>+</sup>12, SMS<sup>+</sup>13, SMH<sup>+</sup>13] zu finden. In Abbildung 6.5 sind die radialen mittleren Mischungsbrüche für unterschied-

liche axiale Positionen entlang der Hauptströmungsrichtung abgebildet. Es werden dabei die experimentellen Daten mit den numerischen Daten für die drei untersuchten Kühlluftgeometrien verglichen.



**Abbildung 6.5:** Mittlere normierte Kühlluftkonzentration bei unterschiedlichen axialen Positionen ( $y/D_b = 0.05 - 1.5$ ): Vergleich Experiment (LIF-INJ, LIF-RSK, LIF-RSG) mit Numerik (LES-INJ, LES-RSK, LES-RSG), ( $J = 0.31$ ,  $\dot{m}_K/\dot{m}_B = 0.052$ )

Das generelle Eindringverhalten ist für alle Fälle sehr ähnlich. Die starke Konvektion der drallbehafteten Hauptströmung wirkt als Barriere, welche einen radialen Transport der Kühlluft in den Kernbereich der Hauptströmung unter einer axialen Distanz von  $y/D_b = 0.3$  zur Brenneraustrittsebene verhindert. Der Nachlauf der Eindüsung verursacht eine deutliche Verdünnung der äußeren Scherschichten mit Kühlluft. Die radialen Mischungsprofile vergleichmäßigen sich mit steigendem Abstand von der Eindüsungsposition. Bei ei-



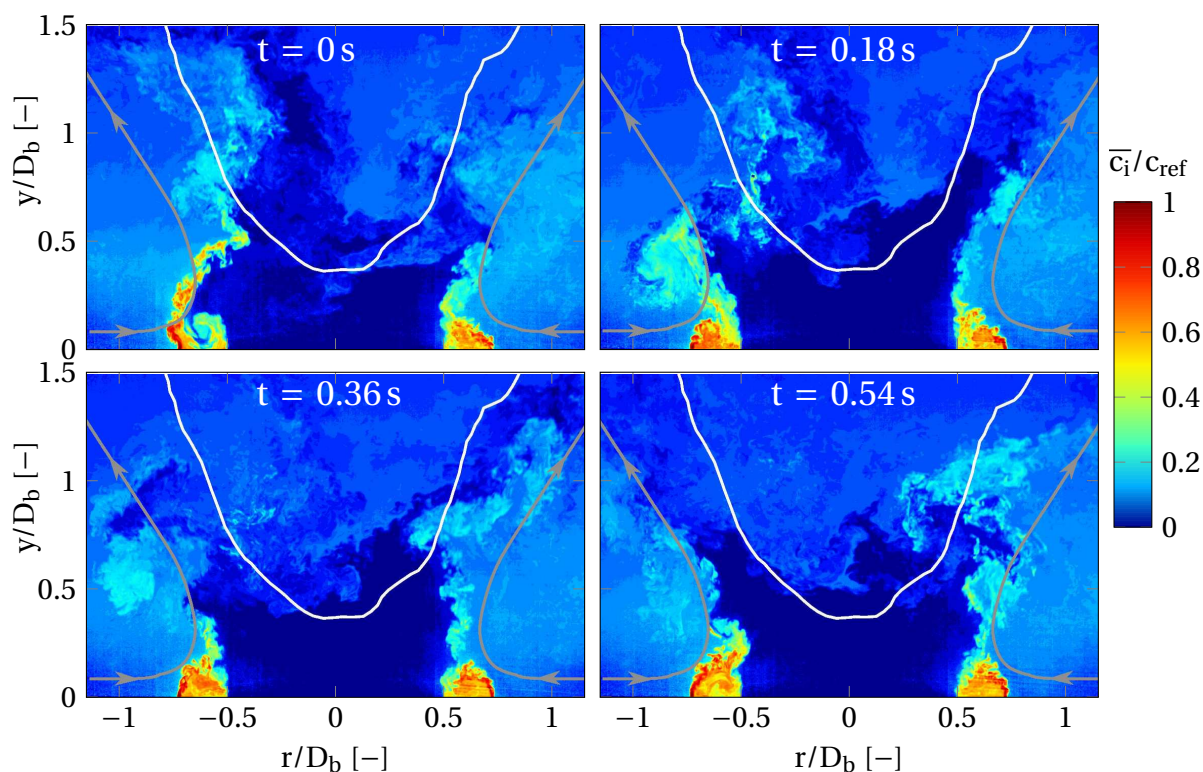
ner axialen Position von  $y/D_b = 1.5$  sind die Profile fast vollständig abgeflacht. Nahe der Eindüsungsstelle stimmen die experimentellen und numerischen Ergebnisse gut überein. Weiter stromab im Bereich der zentralen Rezirkulationszone ( $y/D_b = 0.6$ ) liegen die berechneten Mischungsbrüche unter den experimentell bestimmten Werten. Dies basiert auf geringfügigen Abweichung der Position der Rezirkulationszone im Experiment und in der Numerik (siehe Abbildung 5.3). Zusätzlich ist bekannt, dass die Diffusivität in den numerischen Simulationen angepasst werden muss, um die Mischungsverteilung korrekt berechnen zu können. Konkrete Betrachtungen zu den Ursachen der Abweichung sind bei Seidel et al. [SMS<sup>+</sup>13] zu finden. Die Konzentrationsprofile von LES und HSPLIF stimmen für Positionen weiter stromab ( $y/D_b = 1.25$ ) wieder gut überein.

### 6.1.3 Instationäres Mischungsfeld

Die Kühlluftindüsung ist hochgradig instationär, so dass das Eindüungsverhalten nachfolgend statistisch beschrieben wird. In Abbildung 6.6 sind beispielhaft charakteristische Einzelbilder der Kühlluftindüsung mit der Ringspaltgeometrie RSG gezeigt. Aus Gründen der besseren Darstellung verläuft in Abbildung 6.6 die Hauptströmungsrichtung von unten nach oben. Es wurden zusätzlich die mittlere Staustromlinie ( $\bar{u}_{ax}/u_{ref} = 0$ ) in weiß sowie zwei Stromlinien zur Kennzeichnung der äußeren Scherschichten in grau aus Abbildung 5.1-(a) eingezeichnet.

Die drallbehaftete turbulente Hauptströmung bestimmt die Schwankungen der Kühlluftverteilung. Sie rotiert helikal um die Brennermittelachse. Dabei wird die eingedüste Kühlluft sporadisch mitgerissen bzw. verdrängt. Es lösen sich somit diskontinuierlich um den Radius der Eindüsung verteilt Ballen von Kühlluft, die sich in den Scherschichten ausbreiten. Im Bereich der Scherschichten findet ein großskaliger Wirbeltransport statt (siehe auch Abbildung 5.6), der die Kühlluftverteilung antreibt. Durch den Rezirkulationsstrom der Brennerströmung gelangt die Kühlluft von den äußeren Scherschichten in den Kernbereich der zentralen Rezirkulationszone. Es bilden sich Zonen unterschiedlicher Kühlluftkonzentrationen aus, deren Ausbreitung und Intensität zeitlich stark schwanken. Bei der Betrachtung der Einzelbilder wird ersichtlich, dass Bereiche mit höheren Kühlluftkonzentrationen stromauf, über die Staustromlinie hinaus, in den Kernbereich der Haupt-

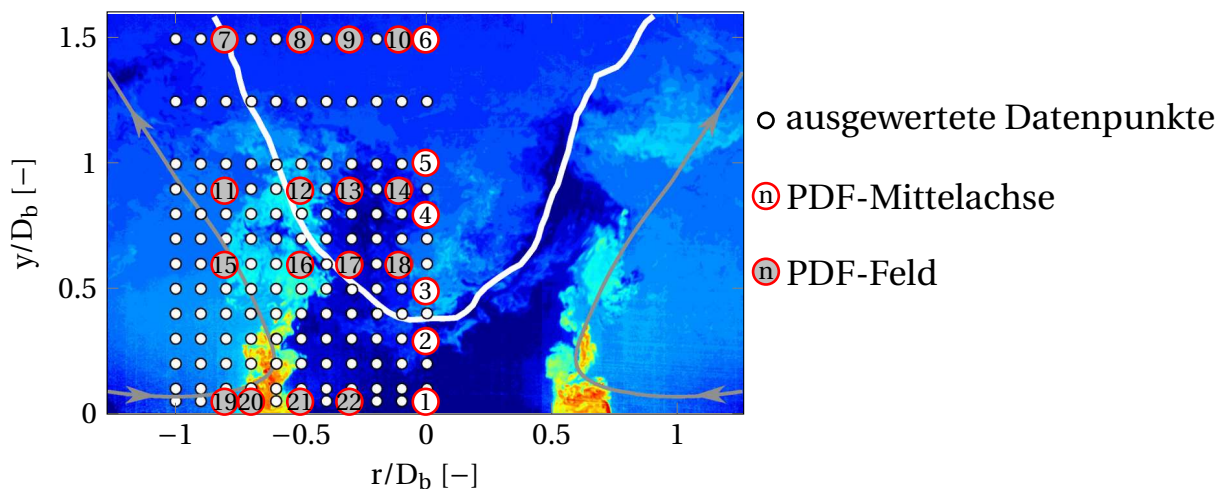
strömung transportiert werden. Zwar erfolgt dies nur unregelmäßig, dennoch haben diese kurzfristigen Ereignisse einen nicht zu vernachlässigen Einfluss auf die Mischungsverteilung und Betriebsstabilität (siehe Abschnitt 6.6). Die zeitlich und räumlich hochaufgelöste Analyse zeigt, dass sich die eingedüste Kühlluft nicht feinskalig einmischt, sondern vielmehr den großen turbulenten Strömungsstrukturen folgt.



**Abbildung 6.6:** Charakteristische Einzelbilder der Kühlluft eindüsung (RSG),  $\Delta t = 0.18\text{s}$ , mit mittlerer Staustromlinie ( $\bar{u}_{ax}/u_{ref} = 0$ ) in weiß und Stromlinien zur Kennzeichnung der äußeren Scherschicht in grau, ( $J = 0.31$ ,  $\dot{m}_K/\dot{m}_B = 0.052$ )

Da die Auswertung der Mittelwerte keine Aussage über den zeitlichen Ablauf der Einmischung liefern kann, werden die momentanen Konzentrationsfelder analysiert. Das transiente Mischungsverhalten wird im Folgenden durch Mischungs-PDFs nach Gleichung 2.20 charakterisiert. In Abbildung 6.7 sind die Koordinaten der analysierten Datenpunkte dargestellt. Die Hauptströmungsrichtung verläuft in Abbildung 6.7 aus Gründen der besseren Lesbarkeit von unten nach oben. Die Staustromlinie ( $\bar{u}_{ax}/u_{ref} = 0$ ) wurde weiß gekennzeichnet und die Stromlinien zur Markierung der äußeren Scherschichten wurden grau gekennzeichnet. Für jeden experimentellen Datensatz wurden an 143 Datenpunkten die PDFs analysiert und ausgewertet. Jeder Daten-

punkt umfasst eine Fläche von  $3 \times 3$  Pixel<sup>5</sup>, um die Anzahl der statistischen Eingangswerte zu erhöhen und somit den Einfluss von Hintergrundrauschen auf die PDFs zu minimieren. Es werden 2048 Einzelbilder ausgewertet, so dass dementsprechend 18.432 Werte für jeden Datenpunkt statistisch erfasst werden. Die PDFs werden auf die Anzahl der Werte sowie die Eingangskonzentration normiert. Somit beträgt an der Eindüsungsstelle die Wahrscheinlichkeit  $PDF(\bar{c}/c_{ref} = 1) = 1$ <sup>6</sup>. Eine breite PDF-Verteilung ist ein Indikator für starke Konzentrationsfluktuationen in einem Messpunkt, wohingegen ein hoher Peak für geringe Schwankungen steht.



**Abbildung 6.7:** Datenpunkte zur Auswertung der Mischungs-PDFs, mit mittlerer Staustromlinie ( $\bar{u}_{ax}/u_{ref} = 0$ ) in weiß und Stromlinien zur Kennzeichnung der äußeren Scherschichten in grau

Zunächst wird das Einmischverhalten der Kühlluft entlang der Brennermittelachse analysiert. Die Mischungs-PDFs entlang der Mittelachse (siehe Abbildung 6.7, Positionen 1-6) für die drei unterschiedlichen Eindüsuingsvarianten (mit  $J=0.31$ ) sind in Abbildung 6.8 präsentiert. Die Konzentrationsverteilung  $\bar{c}/c_{ref}$  ist ein direktes Maß für die Verdünnung der Hauptströmung mit Kühlluft. Die Konzentration der perfekten Mischung ergibt sich aus:

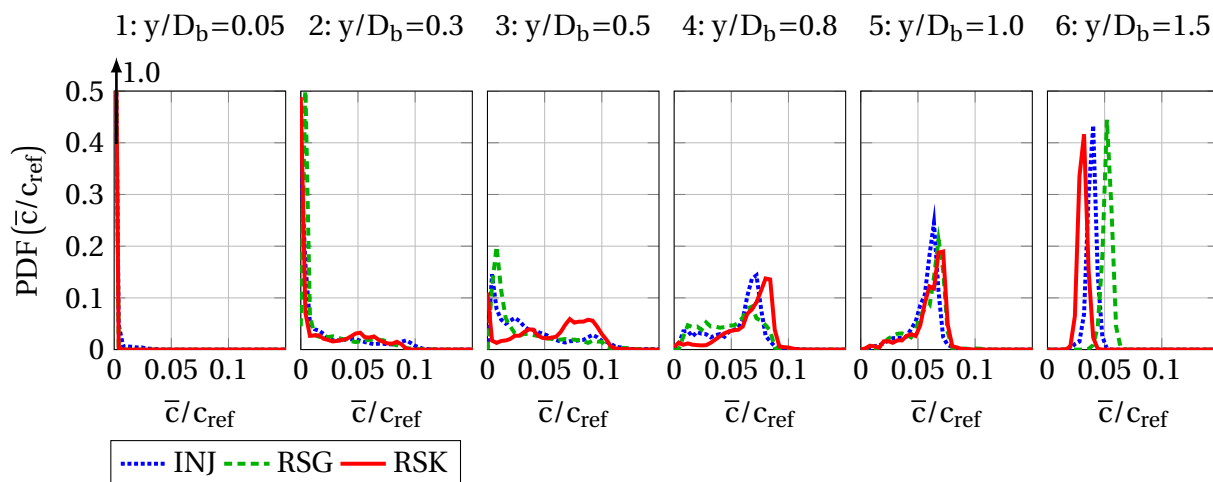
$$\frac{\bar{c}_{mix}}{c_{ref}} = \frac{\dot{m}_K}{\dot{m}_K + \dot{m}_B} \quad (6.1)$$

Die Kühlluftaufteilung der in Abbildung 6.8 aufgetragenen Messungen beträgt  $\dot{m}_K/\dot{m}_B = 0.052$ . Dies resultiert in einer perfekten Mischungskonzentration

<sup>5</sup> entspricht eine Fläche von  $2.56 \cdot 10^{-5} A_b$

<sup>6</sup> entspricht einer Wahrscheinlichkeit von 100%, dass eine Konzentration von 100% Kühlluft vorliegt

von  $\bar{c}_{mix}/c_{ref} = 0.0494$ . Es wird nachfolgend die Abhängigkeit der Mischungsschwankungen von der spezifischen Geometrie der Kühlluft eindüsung identifiziert.



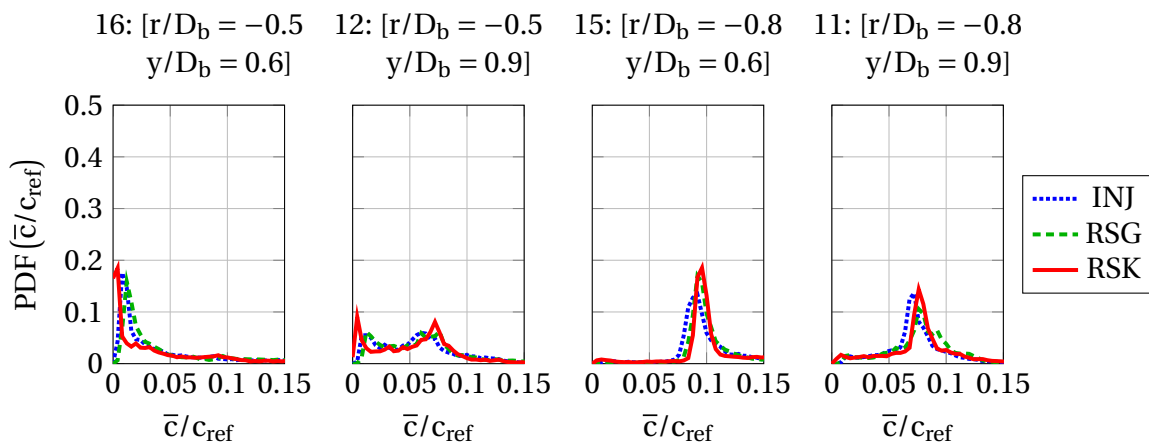
**Abbildung 6.8:** Normierte Mischungs-PDFs entlang der Brennermittellachse ( $r/D_b = 0$ ) für INJ, RSG und RSK, ( $J = 0.31$ ,  $\dot{m}_K/\dot{m}_B = 0.052$ ,  $\bar{c}_{mix}/c_{ref} = 0.0494$ )

Bis zu einer axialen Distanz von  $y/D_b = 0.3$  zur Brenneraustrittsebene dringt kaum Kühlluft in den Kernbereich der Hauptströmung ein. Die Mischungs-PDFs sind durch einen starken Peak im Bereich  $\bar{c}/c_{ref} = 0$  gekennzeichnet. Im Bereich der Rezirkulationszone ( $y/D_b = 0.5$ ) dominiert die Interaktion der Drallströmung mit der eingedüsten Kühlluft das Mischungsverhalten. Die Mischungs-PDFs weisen im Bereich der Rezirkulationszone keinen eindeutigen Peak auf, sondern haben eine flache Verteilung. Dies ist ein Indikator für starke Fluktuation des Mischungsbruches an dieser Position. Die Hauptströmung wird dabei um bis zu 10% verdünnt (PDF Verteilung bis zu  $\bar{c}/c_{ref} = 0.1$ ). Von einer axialen Distanz von  $y/D_b = 0.8$  bis  $y/D_b = 1.5$  sinken die Fluktuationen wieder und die Mischungskonzentration erreicht einen endgültigen Verdünnungsgrad von 5%. Dieser Wert stimmt mit dem erwarteten Wert der perfekten Mischungskonzentration von  $\bar{c}_{mix}/c_{ref} = 0.0494$  überein. Die Kühlluft hat sich demnach homogen mit der Brennerhauptströmung vermischt.

Der Einfluss der Injektorgeometrien auf die Mischungsschwankungen ist vernachlässigbar gering. Die PDFs stimmen in Form und Verteilung nahezu überein. Der Fall des kleinen Ringspalts (RSK) weist eine marginal geringere Eindringtiefe der Kühlluft in den Kernbereich der Hauptströmung auf. Die Fluktuationen im Bereich der Rezirkulationszone sind für den Fall RSK unerheblich stärker ausgeprägt als für die Fälle INJ und RSG. Die Form der PDFs

am Ende des Mischungsweges ( $y/D_b = 1.5$ ) stimmen für die unterschiedlichen Injektorgeometrien überein. Lediglich die endgültigen Mischungskonzentrationen unterscheiden sich geringfügig voneinander, was bereits in Abbildung 6.5 gezeigt wurde. Die Abweichungen liegen jedoch im Bereich der messtechnisch bedingten Unsicherheiten und sind vernachlässigbar.

In Abbildung 6.9 sind exemplarisch die normierten Mischungs-PDFs im Bereich der Scherschichten abgebildet. Es werden dabei die in Abbildung 6.7 markierten Messpunkte 11, 12, 15 und 16 dargestellt. Die Mischungs-PDFs der übrigen, hier nicht abgebildeten Messpunkte sind im Anhang in Abbildung B.1 zu finden.



**Abbildung 6.9:** Normierte Mischungs-PDFs in den Scherschichten für INJ, RSG und RSK, ( $J = 0.31$ ,  $\dot{m}_K/\dot{m}_B = 0.052$ ,  $\bar{c}_{mix}/c_{ref} = 0.0494$ )

Die Mischungskonzentrationen weisen erhöhte Fluktuationen auf, die insbesondere im Bereich der inneren Scherschicht am Messpunkt 12 [ $r/D_b = -0.5$ ,  $y/D_b = 0.9$ ] stark sind. In radialer Richtung (von  $r/D_b = -0.5$  zu  $r/D_b = -0.8$ ) verschiebt sich der Peak der Mischungs-PDFs zu höheren Konzentrationen. Ebenso steigt der Peak der PDFs, was ein Indikator für geringere Fluktuationen ist. Die äußeren Scherschichten werden demnach stärker mit Kühlluft verdünnt, wobei die Konzentrationsschwankungen geringer sind als in der inneren Scherschicht. Insgesamt werden die Scherschichten um bis zu 15% mit Kühlluft verdünnt. Auch in den Scherschichten ist kein eindeutiger Einfluss der Injektorgeometrie auf die zeitliche Mischungscharakteristik zu erkennen.

Insbesondere für den Designprozess der Frontplattenkühlung liefert die Analyse der Strömungsfelder, sowie der örtlichen und zeitlichen Mischungsfelder

wichtige Erkenntnisse. Es wurde kein signifikanter Einfluss der Geometrieparameter auf das Mischungsverhalten identifiziert. Die Kühlluftinjektoren können somit unabhängig von geometrischen Designvorgaben frei gestaltet werden. Die konstruktive Umsetzung kann optimiert werden, ohne dass das Einmischverhalten der Kühlluft dadurch beeinflusst wird.

## 6.2 Einfluss des Injektionsimpulses

Im vorangegangenen Abschnitt 6.1 wird die Abhängigkeit der Injektorgeometrie auf das Eindüsungsverhalten bei einem fixen Impulsstromdichteverhältnis der Eindüsung untersucht. In diesem Abschnitt wird nun der Einfluss des Injektionsimpulses auf das Mischungsverhalten studiert. Als Injektorgeometrie wird der große Ringspalt (RSG) gewählt. Um den Injektionsimpuls zu variieren, werden die Massenströme konstant gehalten und die Abmaße des Ringsspalts der Injektorgeometrie unter Einhaltung der Ähnlichkeitsbedingungen angepasst (siehe dazu Abschnitt 4.8). Es wird somit für jede Messreihe die gleiche Menge an Kühlluft eingedüst. Eine mögliche Abweichung in der Kühlluftverteilung ist dann allein auf den Einfluss des Injektionsimpulses zurückzuführen. Es werden drei unterschiedliche Ringspaltvariationen untersucht, deren geometrische Abmaße in Tabelle 6.2 aufgelistet sind.

**Tabelle 6.2:** Geometrische Abmaße der Ringspaltvariationen, RSG

Name	Ringspaltdicke	Einlassfläche
RSG	0.0160 $D_b$	$A_{RSG}$
RSG2	0.0224 $D_b$	1.394 $A_{RSG}$
RSG3	0.0104 $D_b$	0.653 $A_{RSG}$

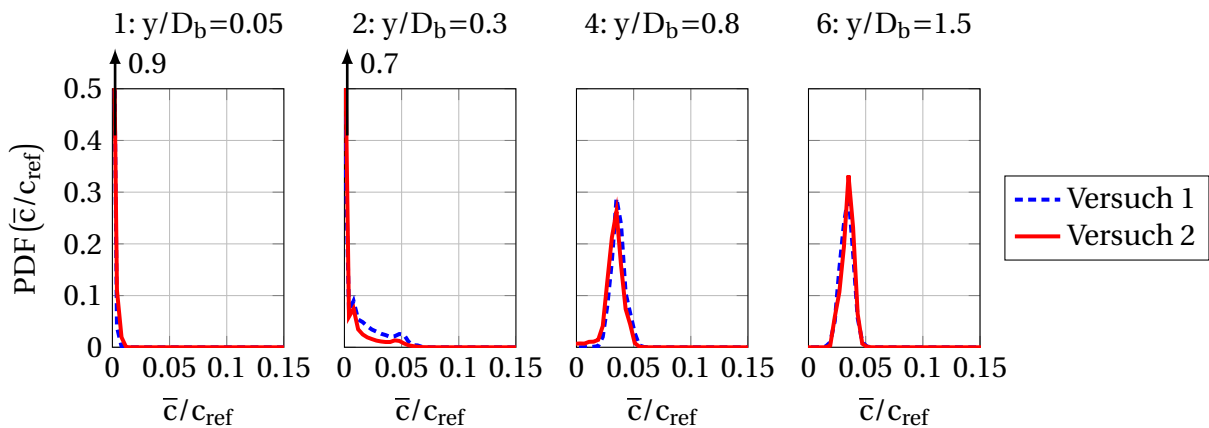
Es wurden zwei Messreihen mit unterschiedlichen Kühlluftmengen durchgeführt, um sicherzustellen, dass die beobachteten Effekte unabhängig von der Menge der eingedüsten Kühlluft sind. Dazu wurden im Gegensatz zu den vorherigen isothermen Studien sowohl Haupt- als auch Kühlluftmassenstrom nach Gleichung 2.3 variiert. Die Betriebsparameter sind in Tabelle 6.3 aufgelistet. Der Fokus der nachfolgenden Auswertung liegt auf den normierten Mischungs-PDFs, die sowohl die örtliche als auch die zeitliche Mischungsverteilung abbilden. Die mittleren Mischungsfelder und deren Standardabweichung

chung sind für diese Untersuchungen ähnlich zu der in Abbildung 6.4 dargestellten Verteilung und werden hier nicht extra abgebildet.

**Tabelle 6.3:** Variation des Impulsstromdichteverhältnisses durch Geometrieanpassung, RSG

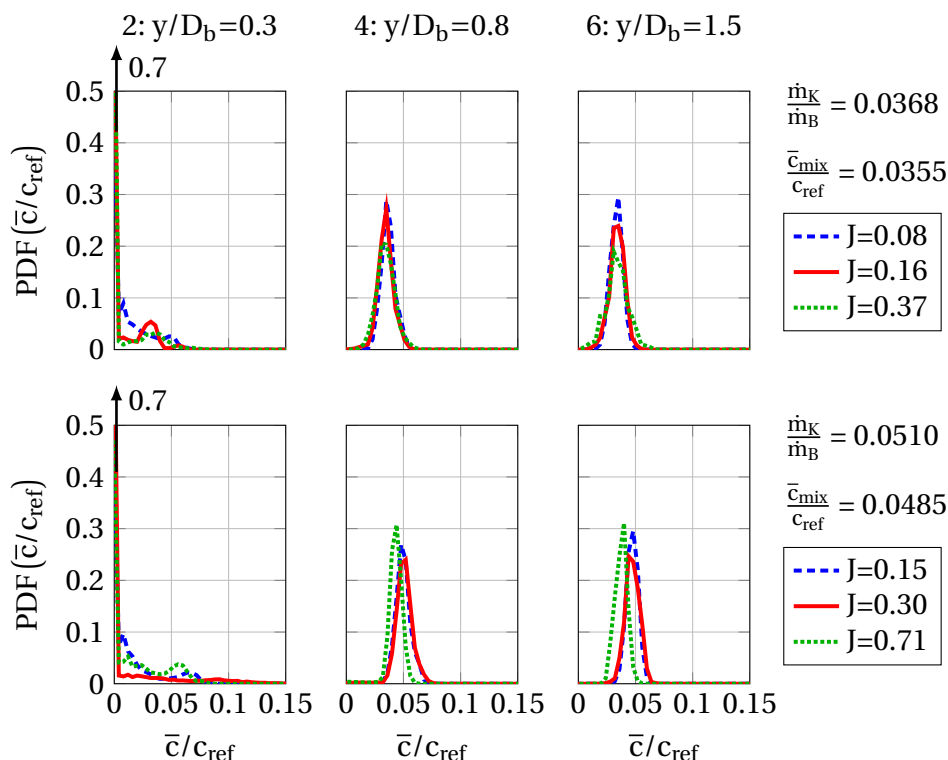
$\dot{m}_K/\dot{m}_B$	$\bar{c}_{mix}/c_{ref}$	Injektorgeometrie	$J$
0.0368	0.0355	RSG2	0.0812
		RSG	0.1577
		RSG3	0.3705
0.0510	0.0485	RSG2	0.1577
		RSG	0.3025
		RSG3	0.7106

Zunächst wird die Reproduzierbarkeit der Messungen überprüft. Dazu werden die Daten der Messreihe [RSG2,  $J = 0.0812$ ,  $\dot{m}_K/\dot{m}_B = 0.0368$ ,  $\bar{c}_{mix}/c_{ref} = 0.0355$ ] ausgewertet und die normierten Mischungs-PDFs entlang der Brennermittelachse in Abbildung 6.10 abgebildet. Es werden die Ergebnisse von zwei Versuchen, die mit identischen Messparametern durchgeführt wurden, exemplarisch gezeigt. Die Verteilungen der PDFs stimmen sehr gut miteinander überein, so dass von einer guten Reproduzierbarkeit ausgegangen werden kann.



**Abbildung 6.10:** Normierte Mischungs-PDFs entlang der Brennermittelachse ( $r/D_b = 0$ ) für RSG2 ( $J = 0.0812$ ,  $\dot{m}_K/\dot{m}_B = 0.0368$ ,  $\bar{c}_{mix}/c_{ref} = 0.0355$ ): Reproduzierbarkeit der Ergebnisse

In Abbildung 6.11 sind die normierten Mischungs-PDFs entlang der Brennermittelachse für variierende Injektionsimpulse für zwei unterschiedliche Kühlluftmengen abgebildet.

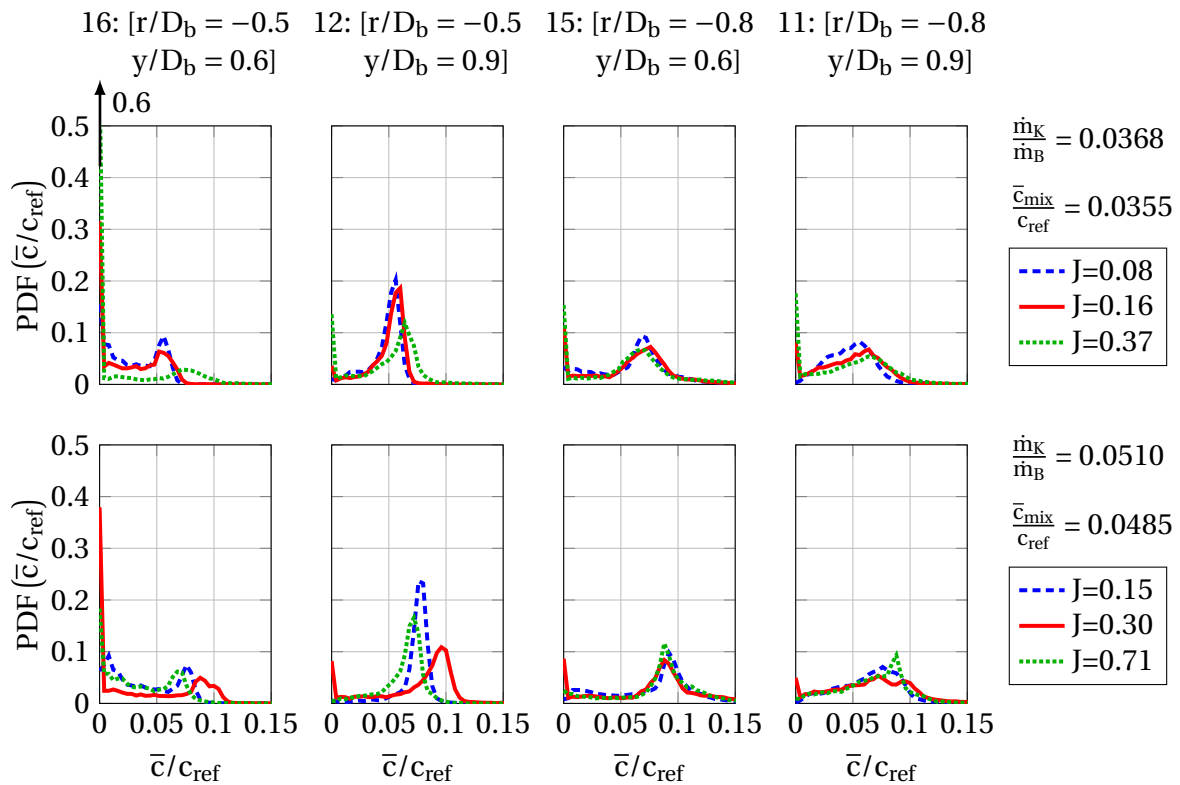


**Abbildung 6.11:** Normierte Mischungs-PDFs entlang der Brennermittelachse ( $r/D_b = 0$ ) für variierende Injektionsimpulse und unterschiedliche Kühlluftmengen

Für die geringere Kühlluftmenge (Abbildung 6.11-oben) ist die Übereinstimmung der PDF-Verteilung für unterschiedliche Injektionsimpulse sehr gut. Bei  $\dot{m}_K/\dot{m}_B=0.0510$  (Abbildung 6.11-unten) weicht der Graph der Schwankungsverteilung für den hohen Injektionsimpuls ( $J=0.71$ ) geringfügig vom niedrigeren ab. Dennoch zeigen die Ergebnisse deutlich, dass die Kühlluftverteilung unabhängig vom Eindüsungsimpuls ist. Mit höherer Kühlluftmenge steigt wie erwartet die Mischungskonzentration an: Die Peaks der PDFs, und somit die Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer bestimmten Konzentration, werden minimal höher und verschieben sich hin zu höheren Konzentrationen.

Die Mischungsverteilung in den Scherschichten ist in Abbildung 6.12 gezeigt. Auch hier ist die Übereinstimmung der PDFs unabhängig vom Injektionsimpuls sehr gut. Lediglich im Bereich  $[r/D_b = -0.5, y/D_b = 0.9]$  kommt es bei den untersuchten Kühlluftmengen zu Abweichungen im Kurvenverlauf. Eine höhere Kühlluftmenge reduziert die Fluktuationen geringfügig, was anhand der minimal schmaler verteilten Mischungsbrüche zu erkennen ist (vergleiche Abbildung 6.12-oben und Abbildung 6.12-unten).





**Abbildung 6.12:** Normierte Mischungs-PDFs in den Scherschichten für variierende Injektionsimpulse und unterschiedliche Kühlluftmengen

Der Einfluss des Injektionsimpulses auf das Mischungsfeld ist demnach vernachlässigbar. Wie bei der Geometrievariation sind die Auswirkungen der Variation des Injektionsimpulses auf den Nahbereich der Injektoröffnung beschränkt. Lediglich die Menge der eingedüsten Kühlluft beeinflusst wie erwartet die Höhe der Mischungskonzentration. Mit steigender Kühlluftmenge reduzieren sich zudem minimal die Kühlluftfluktuationen. Bei der Betrachtung der Ergebnisse muss jedoch berücksichtigt werden, dass die hier untersuchten Injektionsimpulse generell gering sind. Die Injektionsströme sind nicht mit einem Freistrahle, der durch einen deutlich höheren Injektionsimpuls gekennzeichnet ist, vergleichbar. Die hier variierten Strömungsparameter wurden bewusst in Anlehnung an den tatsächlichen Anwendungsfall gewählt (siehe Abschnitt 2.1.3). Die eingedüste Kühlluft soll dabei nicht das von der Brennerhauptströmung dominierte Strömungsfeld stören, sondern sich gut in die Hauptströmung einmischen.

### 6.3 Selbstähnlichkeit

Analog zu den atmosphärischen Verbrennungsversuchen in Kapitel 7 sind Untersuchungen mit dem Kühlluftinjektor INJ im Wasserkanal durchgeführt worden. Der Haupt- und Kühlluftmassenstrom wurde wie in den Verbrennungsversuchen nach Gleichung 2.3 variiert. Ziel ist es, den Einfluss der Kühlluftmenge auf das Mischungsverhalten zu bewerten. Es soll untersucht werden, ob die Menge an eingedüster Kühlluft die örtliche Verteilung beeinflusst. In Tabelle 6.4 sind für die einzelnen durchgeführten Variationen die eingestellten Werte für das Luftverhältnis ( $\dot{m}_K/\dot{m}_B$ ) sowie das Impulstromdichteverhältnis  $J$  aufgelistet.

**Tabelle 6.4:** Variation der Kühlluftmenge, INJ

$\dot{m}_K/\dot{m}_B$	0.0194	0.0256	0.0325	0.0395	0.0471	0.0510	0.0537	0.0610
$J$	0.0307	0.0538	0.0865	0.1276	0.1816	0.2125	0.2362	0.3044

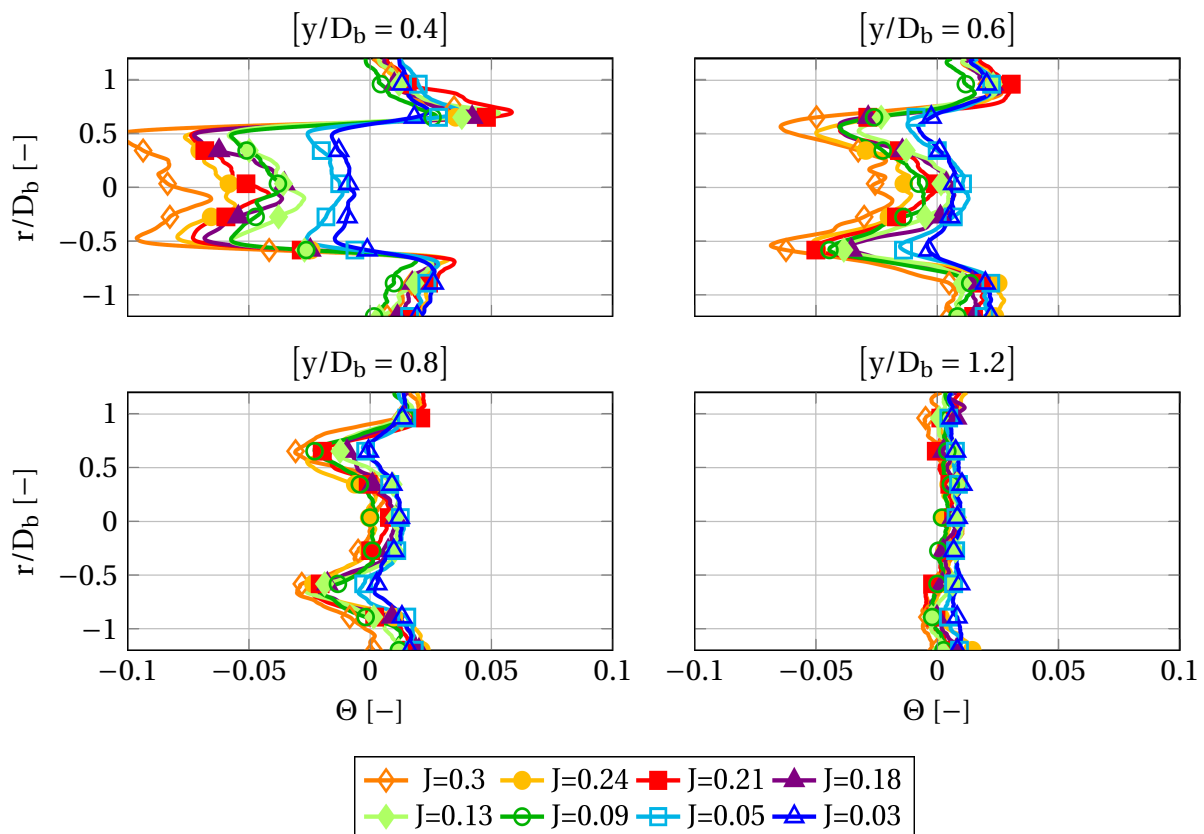
Die örtliche Verteilung der mittleren normierten Kühlluftkonzentrationen  $\bar{c}/c_{ref}$  ist ähnlich zu den Ergebnissen in Abbildung 6.4 und Abbildung 6.5, wobei die Höhe von  $\bar{c}/c_{ref}$  von der eingedüster Kühlluftmenge abhängt. Um zu identifizieren, wie die Menge an eingedüster Kühlluft die Verteilung beeinflusst, werden die einzelnen Messwerte mit der endgültigen Mischungskonzentration  $\bar{c}_{mix}$  bei  $y/D = 1.5$  nach Gleichung 6.2 normiert.

$$\Theta = \frac{c - \bar{c}_{mix}}{c_{ref} - \bar{c}_{mix}} \quad (6.2)$$

$\Theta$  beschreibt, inwieweit die vorliegende Mischungskonzentration von der Endmischungskonzentration  $\bar{c}_{mix}$  abweicht. In Abbildung 6.13 werden die Werte für  $\Theta$  der radialen Mischungsprofile an ausgewählten axialen Abständen zur Brenneraustrittsebene ( $y/D_b = 0.4, 0.6, 0.8, 1.2$ ) für die in Tabelle 6.4 aufgelisteten Betriebspunkte präsentiert. Im Bereich der Rezirkulationszone ( $y/D_b = 0.4$ ) sind die Mischungskonzentrationen im Außenbereich der Strömung ( $r/D_b > |0.5|$ ) höher als  $\bar{c}_{mix}$ . Die Unterschiede zwischen den Kühlluftmengen sind vernachlässigbar gering. Im Brennerzentrum ( $r/D_b < |0.5|$ ) sind die Konzentrationen deutlich geringer als  $\bar{c}_{mix}$ . In diesem Bereich ist eine Abhängigkeit der Verteilung vom Grad der Verdünnung zu erkennen: Je höher

die eingedüστε Kühlluftmenge, desto geringer ist der Wert für  $\Theta$ . Stromab (siehe  $y/D_b = 0.6 - 1.2$ ) sinken die Abweichungen zu  $\bar{c}_{mix}$  und die Unterschiede zwischen den einzelnen Kühlluftmengen reduzieren sich stark.

Es zeigt sich, dass die örtliche Mischungsverteilung weitgehend unabhängig von der Menge der eingedüsten Kühlluft ist. Die Verteilung der radialen Profile ist selbstähnlich. Unabhängig von der Kühlluftmenge zeigen die radialen Profile den gleichen charakteristischen Verlauf: Der Bereich der Rückstromzone ist durch niedrige Mischungskonzentrationen gekennzeichnet und die Scherschichten weisen deutlich erhöhte Konzentrationen auf. Stromab vergleichmäßigen sich die Profile in radialer Richtung bis sich die endgültige Mischungskonzentration einstellt. Die Menge der eingedüsten Kühlluft beeinflusst somit lediglich den Grad der Verdünnung, nicht jedoch die örtliche Mischungsverteilung. Der Grad der Verdünnung ist direkt an die Menge der eingedüsten Kühlluft gekoppelt.



**Abbildung 6.13:** Mittlere normierte Kühlluftkonzentration (radiale Verteilung) bei unterschiedlichen axialen Positionen für verschiedene Kühlluftmengen, INJ

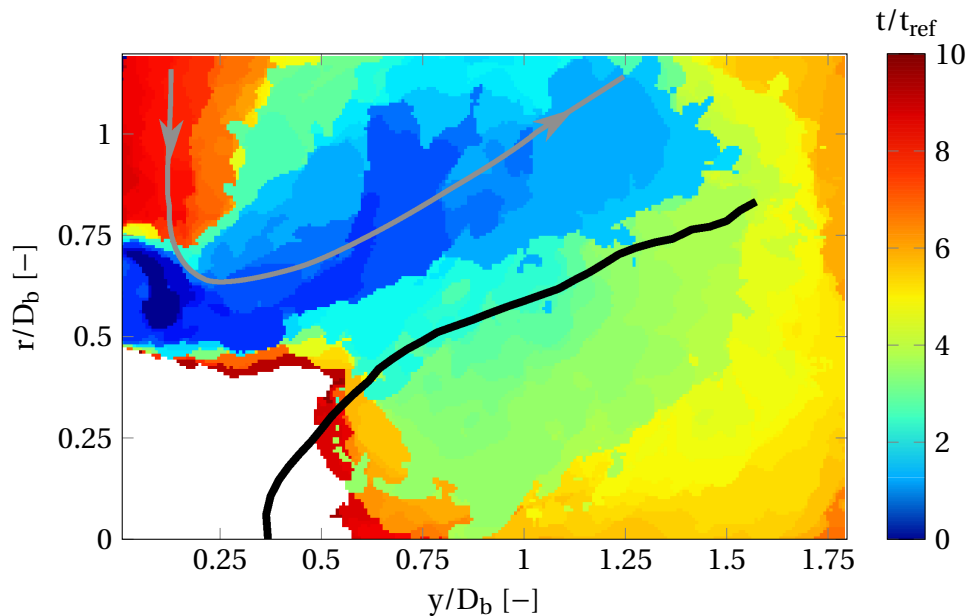
Diese Untersuchungen wurden unter Berücksichtigung der Ergebnisse der atmosphärischen Verbrennungsversuche (siehe Kapitel 7) durchgeführt. Im Gegensatz zur Selbstähnlichkeit bei der isothermen Kühlluftmischung, treten im reagierenden Fall signifikante Veränderungen der Flammencharakteristik mit steigender Kühlluftmenge auf. Es wurde hier gezeigt, dass diese Unterschiede nicht auf das allgemeine Mischungsverhalten zurückzuführen sind, sondern durch den Verbrennungsprozess induziert sind. In Abschnitt 7.1 wird dieses Phänomen im Detail untersucht.

## 6.4 Einmischverhalten

Um den Einfluss der Kühlluftindüsung auf die Flammenstabilität im reagierenden Fall beurteilen zu können, wurde in HSPLIF-Messungen der Mischungspfad der Kühlluft sowohl zeitlich als auch örtlich aufgelöst ermittelt. Ziel ist es, die Einmischzeit sowie die Wege der Kühlluftausbreitung zu bestimmen, um Rückschlüsse auf das Verhalten mit Verbrennung ziehen zu können.

Für die Untersuchungen wurde exemplarisch die Kühlluftgeometrie mit großen Ringspalt gewählt ( $J = 0.3$ ,  $\dot{m}_K / \dot{m}_B = 0.051$ ). Für die Messungen wurde als erstes der konstant fließende Hauptmassenstrom eingestellt. Der Kühlluftstrom wurde zunächst mittels eines Dreiwegeventils im Kreis geführt (siehe dazu das Fließschema in Abbildung 3.6, Ventil H<sub>3</sub>), so dass die Kühlluftinjektion vom Hauptstrom entkoppelt wurde. Der Volumenstrom der Kühlluft wurde dabei bereits auf den späteren Messwert eingestellt. Die unterschiedlichen Druckverluste zwischen Kreislaufbetrieb und Messbetrieb wurden berücksichtigt, indem in Vorversuchen der notwendige Wert für den Volumenstrom der Kühlluft im Messbetrieb ermittelt wurde. Sofort nach Beginn der Messaufzeichnung mit einer Kamerafrequenz von 250 Hz wurde das Ventil H<sub>3</sub> des Kühlluftstroms schlagartig geöffnet und die Kühlluftindüsung gestartet. 2048 Bilder wurden aufgenommen und bezüglich der zeitlichen Verteilung der eingedüsten Kühlluft ausgewertet. Es wurde eine Auswerterroutine entwickelt, die für jeden Bildpunkt den Zeitpunkt registriert, bei dem die Farbstoffkonzentration einen bestimmten Schwellwert überschreitet. Dies markiert das erste Eintreten von Verdünnung des Hauptmassenstroms mit eingefärbter Kühlluft. Die zeitliche Verteilung ist mit der Gesamtaufnahmezeit normalisiert. Insgesamt wurden zehn Zeitschritte aufgenommen, die in normierter Zeit  $t / t_{ref}$  dargestellt werden. Das in Abbildung 6.14 präsentierte Ergebnis

zeigt den Weg der Kühlluftpartikel, die die Hauptströmung verdünnen, in Abhängigkeit von der Einmischzeit der eingedüsten Kühlluft. Zusätzlich wurden die mittlerer Staustromlinie ( $\bar{u}_{ax}/u_{ref} = 0$ ) aus Abbildung 5.1-a in schwarz sowie eine Stromlinie zur Kennzeichnung der äußeren Scherschichten in grau eingezeichnet.



**Abbildung 6.14:** Mischungspfad der Kühlluft eindüsten, normierter Zeitpunkt der ersten Verdünnung mit Kühlluft, mit mittlerer Staustromlinie ( $\bar{u}_{ax}/u_{ref} = 0$ ) in schwarz und Stromlinie zur Kennzeichnung der äußeren Scherschichten in grau, (RSG,  $J = 0.3$ ,  $\dot{m}_K/\dot{m}_B = 0.051$ )

Die Kühlluft, die in die Primärzone eintritt, rezirkuliert zunächst in einem kleinen Bereich nahe der Brennerfrontplatte. Die Kühlluft wird dann in die äußeren Scherschichten transportiert und breitet sich weiter stromab aus. Die Verteilung in den Scherschichten erfolgt parallel zur Staustromlinie. Es dauert einen Zeitschritt um die Region der Frontplatte zu verdünnen. Nach zwei Zeitschritten sind die äußeren Scherschichten verdünnt. Die Kühlluft breitet sich nach fünf Zeitschritten in die inneren Scherschichten aus. Es dauert zehn Zeitschritte bis die eingedüste Kühlluft den Kernbereich des Wirbelaufplatzens sowie die äußere Rezirkulationszone nahe der Brenneraustrittsebene verdünnt hat. In den inneren Bereich der Strömung dringt keine Kühlluft ein, so dass diese Region in Abbildung 6.14 weiß bleibt.

## **6.5 Zusammenfassung der isothermen Untersuchungen zur Kühlluftindüsung**

Abschließend werden die in den isothermen Untersuchungen gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst. Im anschließenden Abschnitt 6.6 werden die Erkenntnisse auf den Betrieb mit Verbrennung übertragen und diskutiert. Die isothermen Untersuchungen zur Kühlluftindüsung weisen eine sehr gute Reproduzierbarkeit auf. Die örtliche und zeitliche Mischungsverteilung ist unabhängig von der Gestaltung der Injektorgeometrie sowie des Injektionsimpulses. Lediglich im Nahbereich der Eindüsung sind Unterschiede, basierend auf der Injektorgeometrie, zu beobachten, die sich jedoch schnell in radialer und axialer Richtung ausgleichen. Die LES und HSPLIF Ergebnisse zeigen, dass ein Teil der Kühlluft stromauf in den Bereich der Rezirkulationszone konvektiv transportiert wird. Das Mischungsverhalten ist von der Aerodynamik der Hauptströmung dominiert. Die Hauptströmung induziert einen starken Ansaugeneffekt, welcher zu einem direkten Entrainment der Kühlluft in die Scherschichten führt. Die eingedüste Kühlluft folgt der Brennerhauptströmung und wird durch die rezirkulierende instationäre Strömung und deren großskaligen Wirbeltransport eingemischt. Im Bereich der Scherschichten, der Rezirkulationszone und im Nahbereich der Eindüsungsstelle treten die höchsten Mischungsfluktuationen auf. Die Scherschichten weisen, neben der Eindüsungsregion nahe der Frontplatte, die höchste Verdünnung mit Kühlluft auf. Die starke axiale Konvektion der Brennerhauptströmung wirkt als natürliche Barriere, so dass die Kühlluft nicht in den Kernbereich der Hauptströmung eindringen kann. Durch den rezirkulierenden Strom wird die Kühlluft bis in den Bereich des Wirbelaufplatzens transportiert, an dem im reagierenden Fall die Flammenstabilisierung erfolgt. Der Weg der Einmischung zeigt, dass vorwiegend die äußeren Scherschichten stark verdünnt werden. Die örtliche Kühlluftverteilung ist selbstähnlich, wobei die Menge der eingedüsten Kühlluft nur den Grad der Verdünnung, nicht jedoch die örtliche Verteilung beeinflusst. Mit steigender Kühlluftmenge sinkt die Mischungskonzentration, während die Fluktuationen geringfügig abnehmen.

Für die technische Umsetzung der Kühlluftindüsung ergibt sich somit, dass die Kühlluftinjektoren der Frontplattenkühlung unabhängig von konstruktiven Vorgaben gestaltet werden können. Das Mischungsverhalten der eingedüsten Kühlluft ist unempfindlich gegenüber geometrischen Änderungen der

Injektoren. Solange die eingedüste Kühlluft das Hauptströmungsfeld nicht verändert, beeinflusst eine Erhöhung der eingedüsten Kühlluftmenge nur den Grad der Verdünnung, nicht jedoch das Einmischverhalten. Dies gilt für die hier gewählten, anwendungsorientierten Luftverteilungen.

Basierend auf den experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit zur Kühlluftindüsung bei einem Einzelbrenner, wurden das Strömungsfeld sowie die Mischungsverteilung der Kühlluftindüsung in einer Mehrbrenneranordnung einer Silogasturbine (siehe Abbildung 2.7) in numerischen Studien analysiert. Dies wurde im Rahmen des Forschungsprojektes KW21 II – BY17GV durchgeführt und die Erkenntnisse wurden zusammenfassend in [SMS<sup>+</sup>13, MSS13a] veröffentlicht. Die Ergebnisse werden im Detail in der zweiten, im Rahmen des Forschungsprojektes entstehenden Dissertation [Sei14], präsentiert.

## 6.6 Schlussfolgerungen für den Betrieb mit Verbrennung

Mit Hilfe der isothermen Untersuchungen konnte das Mischungsverhalten der eingedüsten Kühlluft umfassend beschrieben werden. Basierend darauf werden nachfolgend die möglichen Auswirkungen der Kühlluft auf die Verbrennungsstabilität im reaktiven Fall diskutiert. Es wurden Zonen mit erhöhten Mischungsfluktuationen identifiziert, die im Betrieb mit Verbrennung zu lokalen Fluktuationen des Äquivalenzverhältnisses führen können. Im Bereich der Rückstromzone wird die Konzentration der Hauptströmung im isothermen Fall um bis zu 10% reduziert. Somit werden die Verbrennungsprodukte und zu einem geringen Grad auch die Reaktanden in der Rückstromzone stark verdünnt. Die stromab strömenden unverbrannten Reaktanden vermischen sich dabei mit den stromauf in die Rezirkulationszone strömenden Verbrennungsprodukten. Die Temperatur reduziert sich jedoch durch die Verdünnung der Verbrennungsprodukte. Durch die eingedüste Kühlluft treten Mischungsfluktuationen im Gasgemisch auf. Nimmt man ein typisches Äquivalenzverhältnis eines Vormischbrenners nahe der mageren Löschgrenze in der technischen Anwendung an, so schwankt dieses aufgrund der Mischungsfluktuationen im Bereich von  $\phi=0.45$  bis  $\phi=0.5$ . Da sich die Flamme am Stagnationspunkt der Rezirkulationszone stabilisiert, haben diese Fluktuationen vermutlich genug Potential, die Verbrennungsstabilität zu beeinflussen.

Die Scherschichten werden im isothermen Betrieb um bis zu 15% mit Kühlluft verdünnt. Die Kühlluft wird durch den großskaligen Wirbeltransport von den äußeren Scherschichten bis in die innere Scherschicht und die Rezirkulationszone transportiert. Dabei werden vor allem die äußeren Scherschichten stark verdünnt. Neben den erhöhten Mischungsfluktuationen im Bereich des Stagnationspunktes weist auch die innere Scherschicht starke Konzentrationsschwankungen auf, die im Betrieb mit Flamme destabilisierend wirken. In den Scherschichten, die von der Flammenfront durchkreuzt werden, induziert diese Ungemischtheit ebenfalls Schwankungen im Äquivalenzverhältnis und somit eine Destabilisierung der Flammenfront. Die erhöhte Konzentration an Kühlluft verursacht vor allem in den äußeren Scherschichten ein Flammenlöschen<sup>7</sup>.

Im reagierenden Fall mischt sich die eingedüστε Kühlluft entlang ihres Mischungspfadés sowohl mit dem vorgemischten Gas der eintretenden Brennerhauptströmung, als auch mit den entstandenen Verbrennungsprodukten. Die Kühlluft, welche in die Brennkammerprimärzone eintritt, hat in den hier durchgeführten Untersuchungen die Vorheiztemperatur der Brennerhauptströmung (siehe Abschnitt 3.3). Diese ist geringer als die Temperatur des reagierenden Brennerstromes. Die Kühlluft wird zunächst in die äußeren Scherschichten transportiert (siehe Abbildung 6.14) und verursacht dort Quenching aufgrund der Temperaturunterschiede zwischen Haupt- und Kühlluftströmung. Die Gemischtemperatur sinkt mit zunehmender Verdünnung der Kühlluft mit Verbrennungsprodukten. Die äußeren Scherschichten sind stark verdünnt mit frischer Kühlluft und weisen somit große Unterschiede im Mischungsbruch auf. Dies verursacht Schwankungen im lokalen Äquivalenzverhältnis und induziert möglicherweise Verbrennungsinstabilitäten. Die Unterschiede in Temperatur und Mischungskonzentration zwischen eingedüster Kühlluft und Brennerströmung reduzieren sich mit dem steigenden Grad der Verdünnung. Das mit Kühlluft verdünnte rezirkulierende Luftgemisch, welches die Zone des Wirbelaufplatzens erreicht, weist eine ähnliche Mischungskonzentration und Temperatur wie die des Brennerstromes auf. Dennoch wird das Verbrennungsverhalten in dieser Region durch die Kühlluft stark beeinflusst. Insbesondere bei einer mageren Vormischflamme nahe der mageren Löschgrenze ist die Toleranz gegenüber Schwankungen im Äquivalenzverhältnis sehr gering. Die Flamme ist an der Rezirkulationszone verankert, so

---

<sup>7</sup> engl.: quenching - Stoppen der Reaktion



dass schon geringe Schwankungen in Gastemperatur und -zusammensetzung erhebliche Auswirkungen auf die Flammenstabilität haben.

Im nachfolgenden Kapitel 7 wird nun unter Berücksichtigung der hier gewonnenen Erkenntnissen der Einfluss der Kühlluftindüsung im reagierenden Fall untersucht. Bei den isothermen Mischungsstudien waren die Auswirkungen der Kühlluftindüsung gering. Im Gegensatz dazu wird sich nachfolgend zeigen, dass die Kühlluftindüsung im Betrieb mit Verbrennung einen signifikanten Einfluss auf den Verbrennungsprozess ausübt.



---

## 7 Kühlluftindüsung: Untersuchungen mit Verbrennung

Basierend auf den in Kapitel 6 präsentierten Ergebnissen der isothermen Untersuchungen wurde der Einfluss der Kühlluftindüsung auf das Verbrennungsverhalten studiert. Dazu wurden atmosphärische Verbrennungsversuche unter möglichst realistischen Bedingungen durchgeführt. Dabei wurden insbesondere der relative Brennerdruckverlust, die Vorwärmung sowie das Äquivalenzverhältnis nach Maschinenbetriebsdaten gewählt. Durch die Konstruktion der Brennkammer mit konvektiv gekühlten Wänden konnten die Wandtemperaturen ebenfalls in einem für den Maschinenbetrieb typischen Bereich realisiert werden, so dass die relativen Wärmeverluste reduziert waren. Der Messaufbau wurde in Abschnitt 3.3 beschrieben. Die eingesetzte Messtechnik wurde in Kapitel 4 vorgestellt. Die Hauptströmungsrichtung verläuft in allen Abbildungen von links nach rechts. Es wurde untersucht, inwieweit die eingedüste Kühlluft die Flammencharakteristik verändert. Insbesondere die Bedingungen für einen destabilisierenden Einfluss wurden genauer studiert. In Abschnitt 7.1 werden die Flammenform und -stabilität in Abhängigkeit vom Betriebsbereich anhand der aufgenommenen Intensität der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz ermittelt. Pulsationsmessungen wurden durchgeführt, um das akustische Verhalten in Abhängigkeit von der Kühlluftindüsung beschreiben zu können. Die zugehörigen Ergebnisse werden in Abschnitt 7.2 präsentiert. Es werden sowohl die Änderungen der globalen als auch der lokalen Emissionen in einem Betrieb mit Kühlluftindüsung studiert (siehe Abschnitt 7.3). Basierend auf den Abgasmessungen kann die Menge der Kühlluft, welche an der Verbrennung teilnimmt, bestimmt werden (siehe Abschnitt 7.4). Die Ergebnisse werden in Abschnitt 7.5 am Ende des Kapitels zusammengefasst.

Die Verbrennungsversuche mit Kühlluftindüsung wurden sowohl mit dem generischen Brenner (Aufbau siehe Abschnitt 3.1.2) als auch mit dem Referenzbrenner (Aufbau siehe Abschnitt 3.1.1) durchgeführt. Um den Einfluss der Kühlluftmischung von der Brennstoff-Luft-Einmischung der technischen

Vormischung zu trennen, wurde der generische Brenner perfekt vorgemischt betrieben (siehe Abschnitt 3.3). Auftretende Ungemischtheiten basieren somit allein auf der Kühlluftmischung. Die Menge der Kühlluft wurde nach Gleichung 2.3 variiert. Demnach ist der Gesamtmassenstrom konstant. Mit steigendem Kühlluftanteil  $\dot{m}_K$  sinkt die Luftmenge  $\dot{m}_B$ , die durch den Brenner geführt wird. Somit ist die Brennerströmung im Fall hoher Kühlluftmengen fetter als im Betrieb mit geringer Menge an eingedüster Kühlluft (vergleiche Abschnitt 2.1.3). Bei den Untersuchungen zur Kühlluftmischung wurden sowohl der prozentuale Anteil der Kühlluft  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges}$  als auch das globale Äquivalenzverhältnis  $\phi_{ges}$  variiert. Die gewählten Betriebspunkte lagen im mageren Bereich bei schrittweiser Annäherung an die magere Löschgrenze, die hier bei  $\phi_{ges} = 0.435$  lag. Das Äquivalenzverhältnis des Brenners ergibt sich nach

$$\phi_B = \phi_{ges} \frac{\dot{m}_K}{\dot{m}_{ges}} \quad (7.1)$$

Die verschiedenen Äquivalenzverhältnisse wurden durch Anpassung des Brennstoffmassenstromes bei gleichbleibender Luftmenge von  $\phi_{ges} = 0.500$  bis hin zu  $\phi_{ges} = 0.435$  eingestellt. Da die Massenstrommessungen von Luft und Brennstoffanteil ungenau sind, wurde das globale Äquivalenzverhältnis mit der Emissionsmessung kalibriert: Die Werte für  $\phi_{ges}$  wurden dabei in Vorversuchen jeweils mittels Messung des globalen Äquivalenzverhältnisses im Abgas nach Abschnitt 4.4.4 beim Betrieb ohne Kühlluftindüsung bestimmt. Dazu wurde der Gesamtluftmassenstrom für alle Untersuchungen konstant gehalten. Je nach Höhe des Wertes von  $\phi_{ges}$  wurde der notwendige Brennstoffmassenstrom bis zur Übereinstimmung des geforderten  $\phi_{ges}$  mit dem tatsächlichen Messwert der Abgasmessung eingestellt. Der Wert, der für ein bestimmtes Äquivalenzverhältnis  $\phi_{ges}$  notwendigen Brennstoffmassenstroms beim Betrieb ohne Kühlluft, wurde notiert und bei den Untersuchungen mit Kühlluftindüsung als feste Größe eingestellt. Der prozentuale Anteil der Kühlluft am Gesamtmassenstrom wurde schrittweise von  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 0\%$  bis 10.7% erhöht. Während der Variation der Kühlluftmenge für ein bestimmtes Äquivalenzverhältnis  $\phi_{ges}$  war der eingestellte Brennstoffmassenstrom jeweils konstant.

Der Großteil der Untersuchungen wurde mit dem generischen Brenner durchgeführt. Die Ergebnisse des Referenzbrenners wurden zum Vergleich

herangezogen. Der Referenzbrenner konnte aufgrund seiner konstruktiven Ausführung nur technisch vorgemischt betrieben werden. Die Menge an Kühlluft konnte im verwendeten Messaufbau für den Referenzbrenner zudem nicht variiert werden. In Tabelle 7.1 sind die durchgeführten Untersuchungen und deren Messparameter zusammengefasst.

**Tabelle 7.1:** Zusammenfassung der Verbrennungsversuche zur Kühlluftindüsung, Messparameter

Untersuchungsfokus	Äquivalenzverhältnis $\phi_{ges}$	Kühlluftanteil $\dot{m}_K / \dot{m}_{ges}$ [%]
<b>Generischer Brenner (GB)</b>		
Flammenstabilität	0.500, 0.475, 0.455, 0.435	0, 3.0, 4.3, 5.6, 6.8, 9.4, 10.7
akustische Pulsationen	0.500, 0.475, 0.455, 0.435	0, 3.0, 4.3, 5.6, 6.8, 9.4, 10.7
globale Emissionen	0.500, 0.475, 0.455, 0.435	0, 3.0, 4.3, 5.6, 6.8, 9.4, 10.7
lokale Emissionen	0.500, 0.435	3.0, 10.7
lokale Temperaturen	0.500, 0.435	3.0, 10.7
<b>Referenzbrenner (RB)</b>		
Flammenstabilität	0.500, 0.475, 0.455, 0.435	mit, ohne
akustische Pulsationen	0.500, 0.475, 0.455, 0.435	mit, ohne

Wie in Abschnitt 6.1 gezeigt wurde, ist der Einfluss der Injektorgeometrie auf das Strömungs- und Mischungsfeld vernachlässigbar. Deshalb wurde für die Verbrennungsuntersuchungen auf eine Geometrievariation verzichtet. Aus Gründen der einfacheren Fertigung und Implementierung wurde der Kühlluftinjektor mit Injektorbohrungen (INJ) gewählt. Die Abmaße der verwendeten Geometrie INJ wurden in Abbildung 6.2 gegeben. Beim Referenzbrenner wurde die Kühlluft durch einen konzentrischen Ringspalt am Brenneraustritt eingedüst. Die Abmaße entsprachen dem Fall RSG in Abbildung 6.2.

Basierend auf den beobachteten Verbrennungseigenschaften können in Abhängigkeit von der Menge der eingedüsten Kühlluft drei generelle Betriebsbereiche identifiziert werden: Eine geringe Menge eingedüster Kühlluft ( $\dot{m}_K / \dot{m}_{ges} = 0-3\%$ ) hat keinen detektierbaren Effekt auf Flammenstabilität oder Emissionswerte. Eine moderate Kühlluftmenge ( $\dot{m}_K / \dot{m}_{ges} = 4.3-6.8\%$ ) beeinflusst das Verbrennungsverhalten. Ein großer Anteil an Kühlluft ( $\dot{m}_K / \dot{m}_{ges} = 9.4-10.7\%$ ) hat einen signifikanten Effekt sowohl auf die Flam-

menstabilität als auch auf die Verbrennungseigenschaften im Vergleich zum Betrieb ohne Kühlluftindüsung. In den nachfolgenden Abschnitten werden die einzelnen Verbrennungscharakteristiken der unterschiedlichen Betriebsbereiche präsentiert.

## 7.1 Flammenstabilität

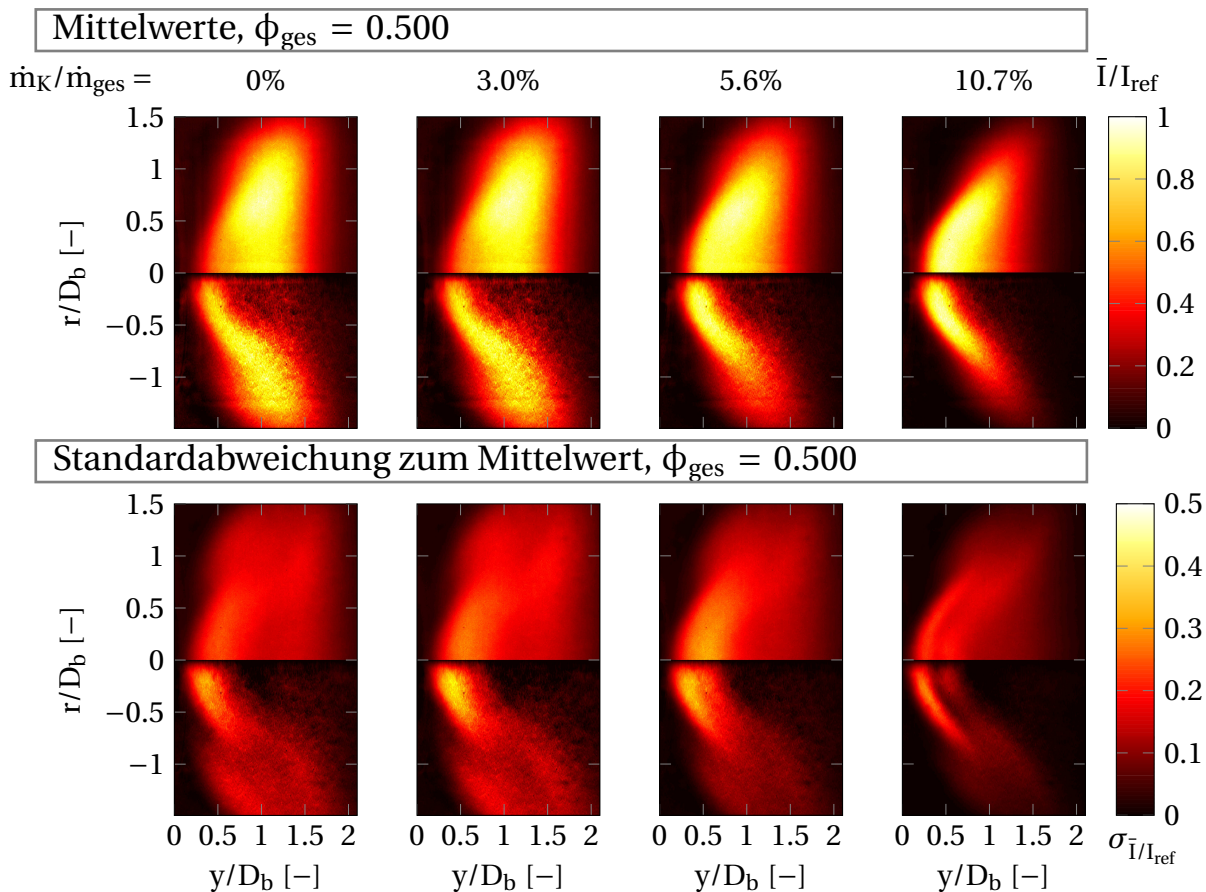
Die aufgenommene Intensität der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz werden bezüglich Flammenform, -position und -stabilität ausgewertet, um die zeitlichen und örtlichen Änderungen der Flamme in Abhängigkeit von den einzelnen Betriebspunkten aufzuzeigen. Es werden zunächst der zeitliche Mittelwert und dessen Standardabweichung der normierten Intensität betrachtet. Die Intensität der Flammenbilder ist mit der Maximalintensität des jeweiligen Flammenbildes normiert. Die Aufnahmeeinstellungen der bildverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera sind für alle Messungen gleich. Lediglich der Grad der Bildverstärkung wurde je nach Helligkeitsintensität der beobachteten Flamme für die einzelnen Betriebspunkte angepasst und im Rahmen der Auswertung korrigiert.

### 7.1.1 Stationäres Flammenverhalten

In Abbildung 7.1 und Abbildung 7.2 sind der zeitliche Mittelwert und die Standardabweichung zum Mittelwert der Abel-transformierten sowie der tiefenintegrierten Flammenbilder abgebildet. Es werden drei unterschiedliche Kühlluftmengen mit dem Betrieb ohne Kühlluftindüsung verglichen. Abbildung 7.1 zeigt die Ergebnisse für ein Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{ges} = 0.500$ , wohingegen in Abbildung 7.2 die Ergebnisse für einen Betrieb an der mageren Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.435$ ) abgebildet sind.

Für einen quantitativen Vergleich der Flammenbilder sind in Abbildung 7.3 die normierte Intensität der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz (Abel-transformiert) in axialer Richtung entlang der Achse  $r/D_b = 0.3$  in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis und der Kühlluftmenge für alle hier untersuchten Fälle präsentiert. Abbildung 7.3-oben zeigt dabei den zeitlichen Mittelwert und Abbildung 7.3-unten die zugehörige Standardabweichung. Die Intensitätskurven in Abbildung 7.3 sind aus den bereits normierten Abel-transformierten

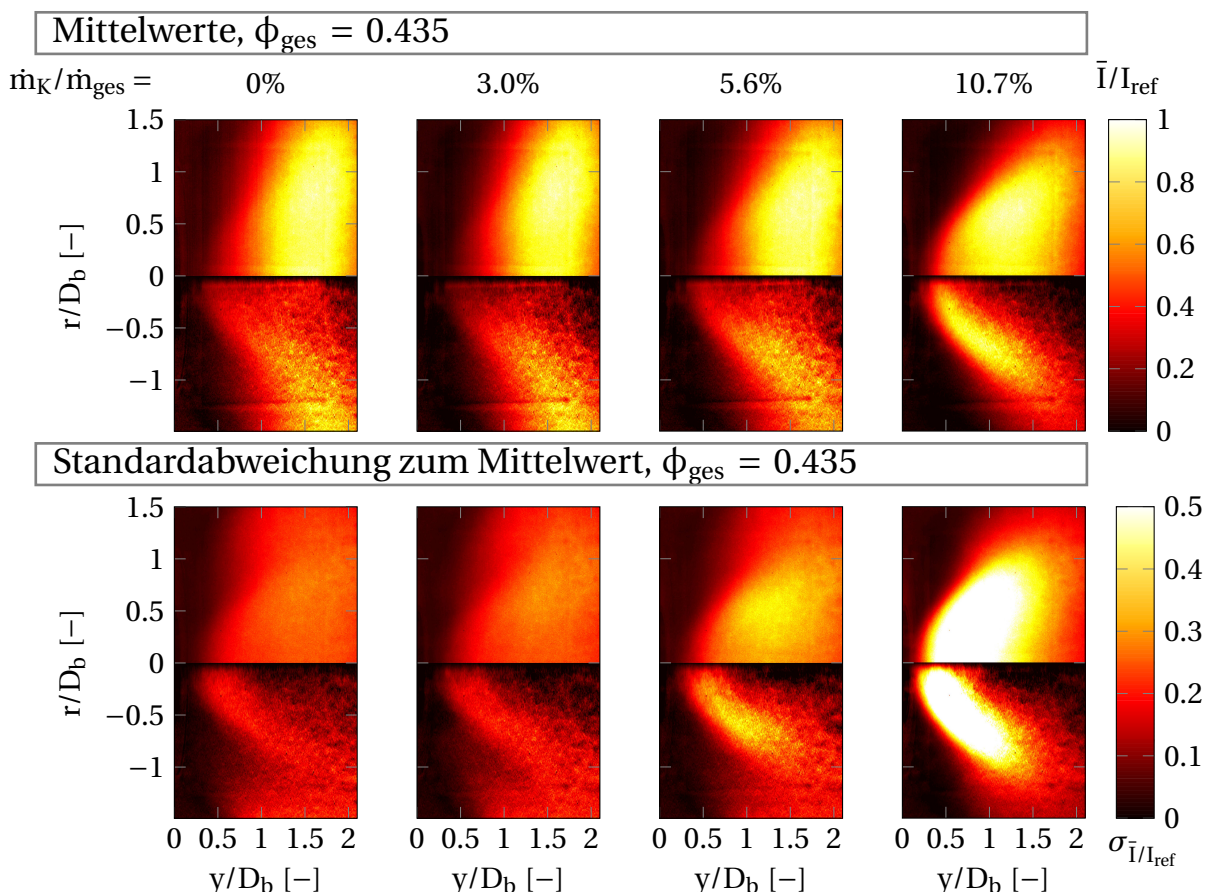
Flammenbilder ermittelt, wobei die Normierung mit der Maximalintensität des gesamten aufgenommenen Flammenbilds erfolgt. Da sich das Intensitätsmaximum der Flamme nicht auf der Achse  $r/D_b = 0.3$  befindet, sind die Werte in Abbildung 7.3  $\bar{I}/I_{ref} < 1$ . Weitere Messwerte für  $\phi_{ges} = 0.475$  und  $\phi_{ges} = 0.455$  sind der Vollständigkeit halber im Anhang B aufgelistet.



**Abbildung 7.1:** tiefenintegriertes (oben) und Abel-transformiertes Flammenbild (unten) des normierten Mittelwerts und der Standardabweichung des normierten Mittelwerts für verschiedene Kühlluftkonzentration bei  $\phi_{ges} = 0.500$

Flammencharakteristiken wie Flammenvolumen, Abhebedistanz der Flamme und Flammenlänge werden nach Bade et al. [BWH<sup>+</sup>13] ermittelt: Das normierte mittlere Flammenvolumen  $\bar{V}_{Flamme}/D_b^3$  in Abbildung 7.4 wird durch Integration der radiusgewichteten Abel-transformierten Flammenbilder der zeitlichen Mittelwerte bestimmt. Zur Identifikation der Flammenfront werden nur Werte oberhalb eines fixen Schwellwerts von  $i_{OH^*,SW} = 0.18$  (nach [BWH<sup>+</sup>13]) der normierten mittleren OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenz berücksichtigt. In Abbildung 7.5 ist die normierte mittlere Abhebedistanz der Flamme  $\bar{y}_{AD}/D_b$ , welche ein Indikator für die Position des Wirbelaufplatzens ist, dar-

gestellt. Die Abhebedistanz wird bestimmt als der axiale Abstand zwischen Brenneraustrittsebene und der Position des ersten detektierten Wertes oberhalb von  $i_{OH^*,SW}$ . Eine weitere Vergleichsgröße ist die Flammenlänge (siehe Abbildung 7.6), die durch die Ermittlung der normierten mittleren axialen Position maximaler  $OH^*$ -Chemilumineszenzintensität  $\bar{y}_{OH^*,max}/D_b$  bestimmt wird.



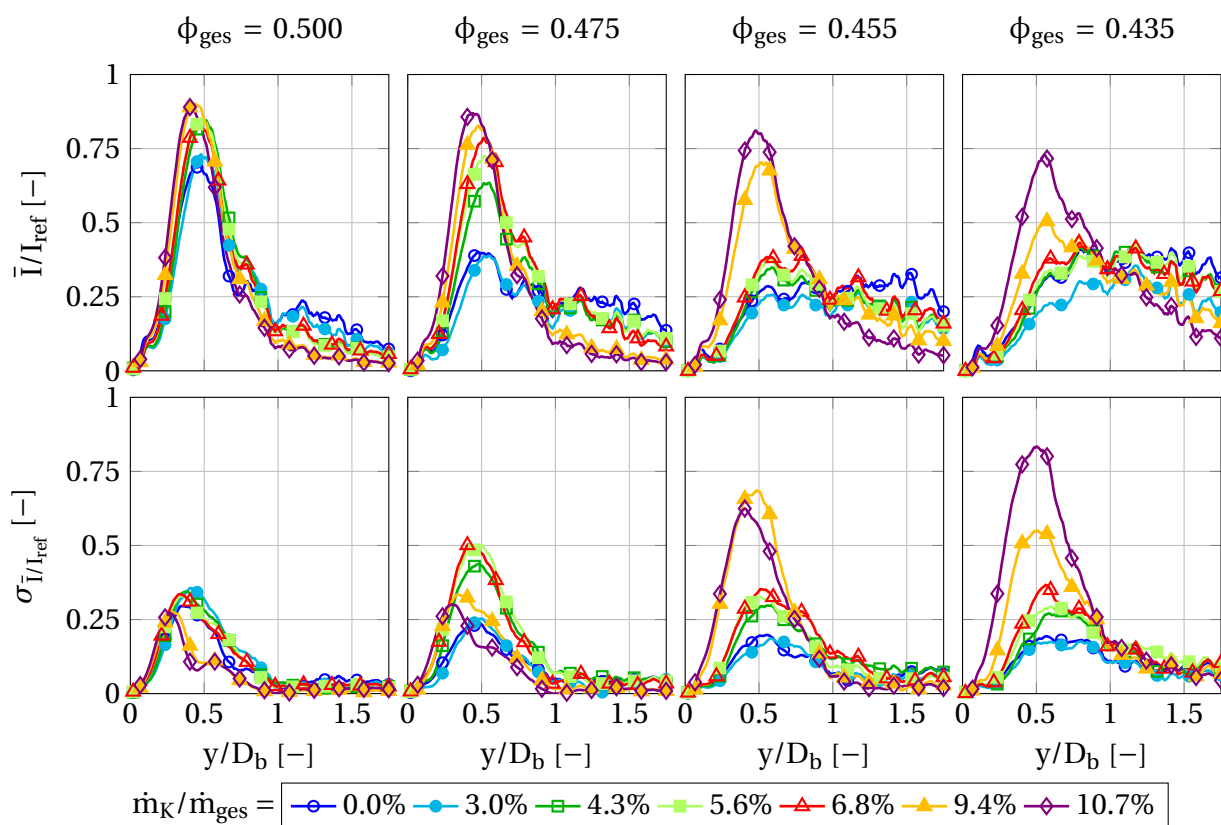
**Abbildung 7.2:** tiefenintegriertes (oben) und Abel-transformiertes Flammenbild (unten) des normierten Mittelwerts und der Standardabweichung des normierten Mittelwerts für verschiedene Kühlluftkonzentration bei  $\phi_{ges} = 0.435$

### Geringe Kühlluftmenge

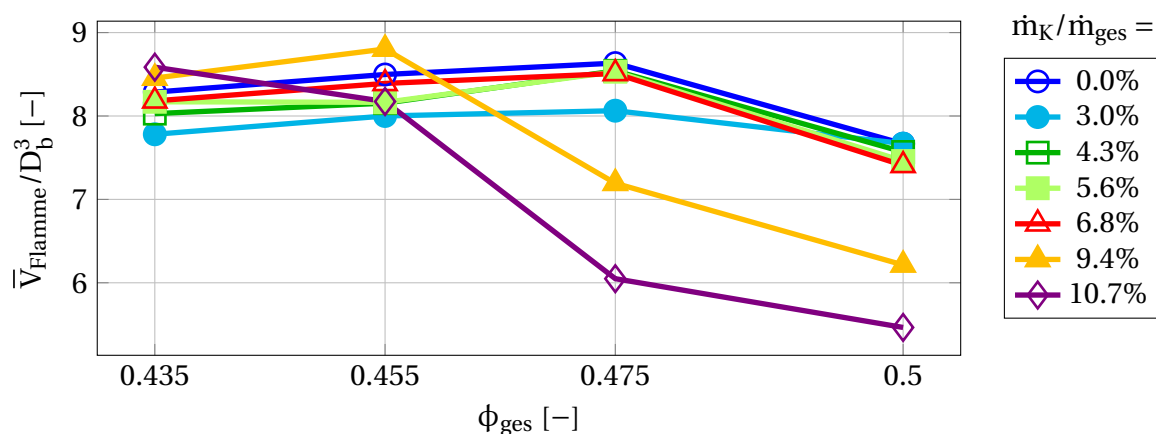
Unabhängig vom Äquivalenzverhältnis zeigt der Fall mit 3% Kühlluftanteil im Vergleich zum Betrieb ohne Kühlluftindüsung keine Unterschiede in der Flammencharakteristik. Bei vorgemischt betriebenen Drallbrennern stabilisiert sich die Flamme üblicherweise in den Scherschichten [May12]. Die Reaktionszone in den Scherschichten ist in den hier präsentierten Flammenbil-



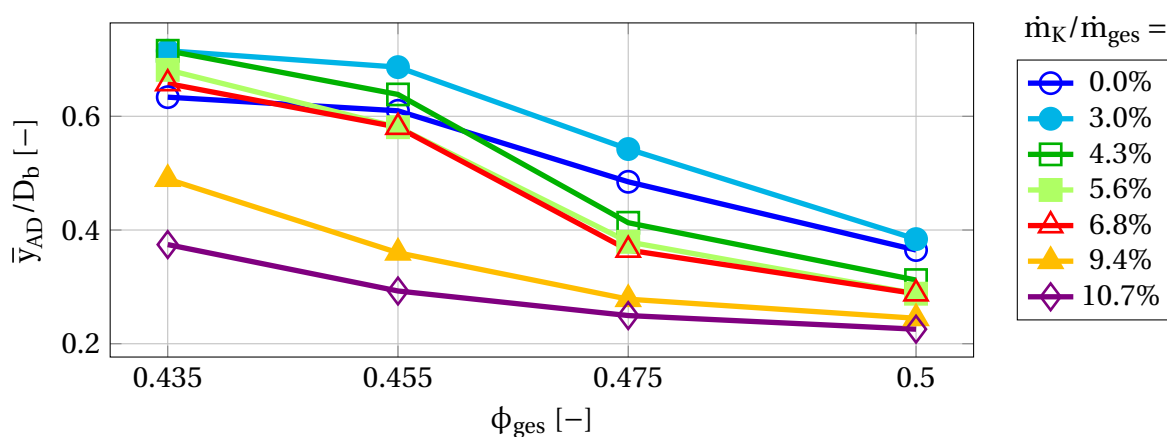
dern anhand erhöhter  $\text{OH}^*$ -Intensität identifizierbar. Der stabile magere Betriebspunkt ( $\phi_{ges} = 0.500$ , Abbildung 7.1) weist eine breit verteilte Reaktionszone mit gleichmäßig verteilter  $\text{OH}^*$ -Intensität auf. Neben den geringen Fluktuationen treten vor allem im Bereich des Brenneraustritts Schwankungen des Mittelwertes um ca. 40% auf. Bei der Annäherung an die magere Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.435$ ) hebt die Flamme ab (siehe Abbildung 7.5) und die mittlere axiale Position der maximalen  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz verschiebt sich stromab (siehe Abbildung 7.1, Abbildung 7.2 und Abbildung 7.6). Die Fluktuationen sind aufgrund der zerissenen Flammenstruktur flächenmäßig breiter verteilt, nehmen jedoch entlang der Achse  $r/D_b$  mit sinkendem Äquivalenzverhältnis ab (vergleiche Abbildung 7.3-unten). Das mittlere Flammenvolumen steigt geringfügig bei der Annäherung an die magere Löschgrenze an (siehe Abbildung 7.4).



**Abbildung 7.3:** Normierte Intensität der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz (Abel-transformiert) in axialer Richtung entlang  $r/D_b = 0.3$  in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis und der Kühlluftmenge: Mittelwert (oben) und Standardabweichung des Mittelwerts (unten)



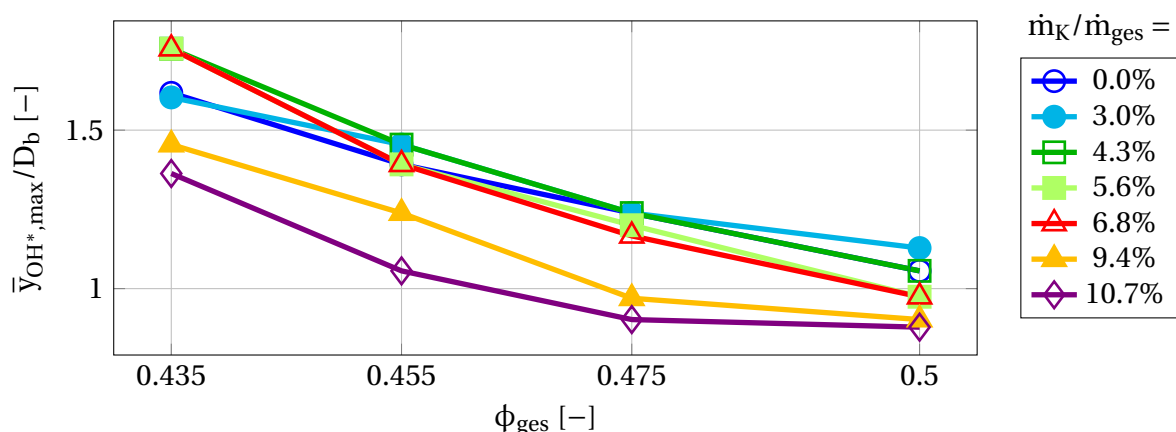
**Abbildung 7.4:** Normiertes mittleres Flammenvolumen in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis und der eingedüsten Kühlluftmenge (Abel-transformiert)



**Abbildung 7.5:** Normierte mittlere Abhebedistanz der Flamme in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis und der eingedüsten Kühlluftmenge (Abel-transformiert)

### Moderate Kühlluftmenge

Ein Betrieb mit höheren Äquivalenzverhältnissen ( $\phi_{\text{ges}} = 0.500, 0.475$ ) und moderater Kühlluftmenge ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{\text{ges}} = 4.3\text{-}6.8\%$ ) produziert eine stabile Flammenfront mit einem Fluktuationsmaximum im Zentrum (siehe Abbildung 7.1). Die Eindüsung einer moderaten Kühlluftmenge verzögert das Flammenabheben im Vergleich zu einem Betrieb mit weniger Kühlluft. Die quantitativen Größen wie Flammenvolumen (Abbildung 7.4), Abhebedistanz (Abbildung 7.5) und axiale Position der maximalen  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz (Abbildung 7.6) sind geringfügig kleiner als für den Fall mit geringer Kühlluftmenge. Die Intensität sowie auch die Fluktuationen der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz sind jedoch deutlich erhöht (siehe Abbildung 7.3). Der Betrieb mit einer moderaten Kühlluftmenge ist der Übergangsbereich zwischen stabilem und instabilem Betrieb nahe der mageren Löschgrenze.



**Abbildung 7.6:** Normierte mittlere axiale Position maximaler  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzintensität (Abel-transformiert) in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis und der eingedüsten Kühlluftmenge

### Hohe Kühlluftmenge

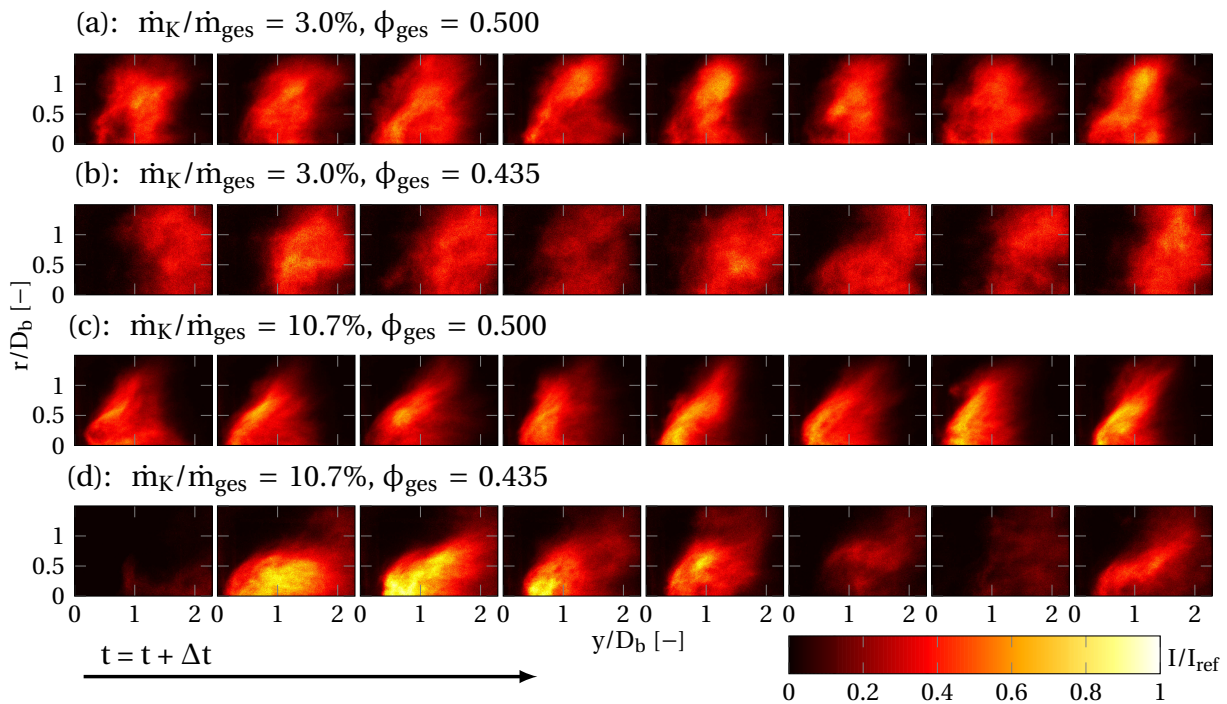
Ein großer Kühlluftanteil ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 9.4\text{-}10.7\%$ ) hat einen erheblichen Einfluss auf die Flammencharakteristiken. Mit steigender Kühlluftmenge wird das Verbrennungsregime der Brennerhauptströmung fetter (vergleiche Abschnitt 2.1.3). Für höhere Äquivalenzverhältnisse ( $\phi_{ges} = 0.500, 0.475$ ) wird die Flamme stabiler und kompakter. Das normierte Flammenvolumen ist deutlich reduziert im Vergleich zu geringeren Kühlluftmengen (siehe Abbildung 7.4). Die Intensität der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz steigt deutlich an und die Höhe der Fluktuationen sinkt (siehe Abbildung 7.1, Abbildung 7.3). Insbesondere die Scherschichtfluktuationen nehmen ab (siehe Abbildung 7.1), da die äußeren Scherschichten durch die eingedüster Kühlluft stark gequenchet werden und die Reaktionszone somit ins Zentrum gezwungen wird. Wie bei den isothermen Untersuchungen zum Einmischverhalten in Abschnitt 6.4 gezeigt, wird die Kühlluft zunächst in die äußeren Scherschichten transportiert. Die äußeren Scherschichten sind demzufolge stark mit Kühlluft verdünnt, was in der reduzierten Intensität an  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz erkennbar ist. Dennoch verschlechtert dies nicht die Verbrennungsstabilität, da die Flamme durch den fetten Kern im Zentrum stabilisiert wird. Im Mittel sinken die normierte Abhebedistanz (Abbildung 7.5) sowie die normierte axiale Position maximaler  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzintensität (Abbildung 7.6) mit steigender Kühlluftmenge. Die Flamme stabilisiert sich demzufolge näher am Brenneraustritt. Bei Annäherung an die magere Löschgrenze verschieben sich im Mittel die Abhebedistanz und  $\bar{y}_{\text{OH}^*,max}/D_b$  stromab.

Ein sinkendes Äquivalenzverhältnis verursacht substantielle Unterschiede des instationären Verbrennungsverhaltens zwischen den Fällen mit einer geringen Kühlluftmenge und den Betriebspunkten mit erhöhter Kühlluftmenge. Bei der Annäherung an die magere Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.455 - 0.435$ ) verschiebt eine hohe Kühlluftmenge den Betriebsbereich in ein instabiles Regime. Insbesondere in Abbildung 7.3-unten sieht man deutlich, wie die Fluktuationen bei sinkendem  $\phi_{ges}$  und steigender Kühlluftmenge zunehmen. Die Flammenposition fluktuiert zwischen brennernahe und -ferner Position. Die Flamme wird stochastisch stromab transportiert und wieder zurück in den Kernbereich nahe der Brenneraustritssebene gezwungen. Die Fluktuationen im Kernbereich der Strömung betragen bis zu 80% bezogen auf den Mittelwert der OH\*-Intensität (siehe Abbildung 7.3). Zwar steigt das Brenneräquivalenzverhältnis  $\phi_B$  mit größer werdender Kühlluftmenge an, jedoch kann auch das fettere Verbrennungsregime die Flamme nicht ausreichend stabilisieren. Die äußeren Scherschichten werden wie bei höheren Äquivalenzverhältnissen stark gequench, aber der Kernbereich ist nun nicht fett genug, um die Reaktionszone zu verankern. Die Effekte von Quenching und Ungemischtheit dominieren, so dass die starken Fluktuationen die Flammenstabilität vermindern. Der Brenner kann demnach mit viel Kühlluft unter sehr mageren Bedingungen nicht verlässlich betrieben werden.

### 7.1.2 Instationäres Flammenverhalten

Der transiente Prozess der alternierenden Flammenposition ist in Abbildung 7.7 illustriert. Dabei werden charakteristische Zeitsequenzen exemplarisch für die Kühlluftmengen  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$  und  $10.7\%$  bei Äquivalenzverhältnissen von jeweils  $\phi_{ges} = 0.435$  und  $0.500$  miteinander verglichen. Der gewählte Zeitabstand der in Abbildung 7.7 abgebildeten Einzelbilder ist  $\Delta t = 16$  ms bei einer Aufnahmefrequenz von  $f_{kam} = 250$  Hz. Da eine Abel-Transformation nur für ein zeitliches Mittel sinnvoll ist, werden die tiefenintegrierten normierten Flammenbilder gezeigt. Für eine geringe Kühlluftmenge ist die Flammenposition unabhängig vom Äquivalenzverhältnis stabil. Bei fetterer Verbrennung befindet sich die Flammenwurzel nahe der Brenneraustrittsebene (Abbildung 7.7-(a)), wohingegen bei Annäherung an die magere Löschgrenze die Flamme abhebt und die Flammenposition sich stromab verschiebt (Abbildung 7.7-(b)). Ein Be-

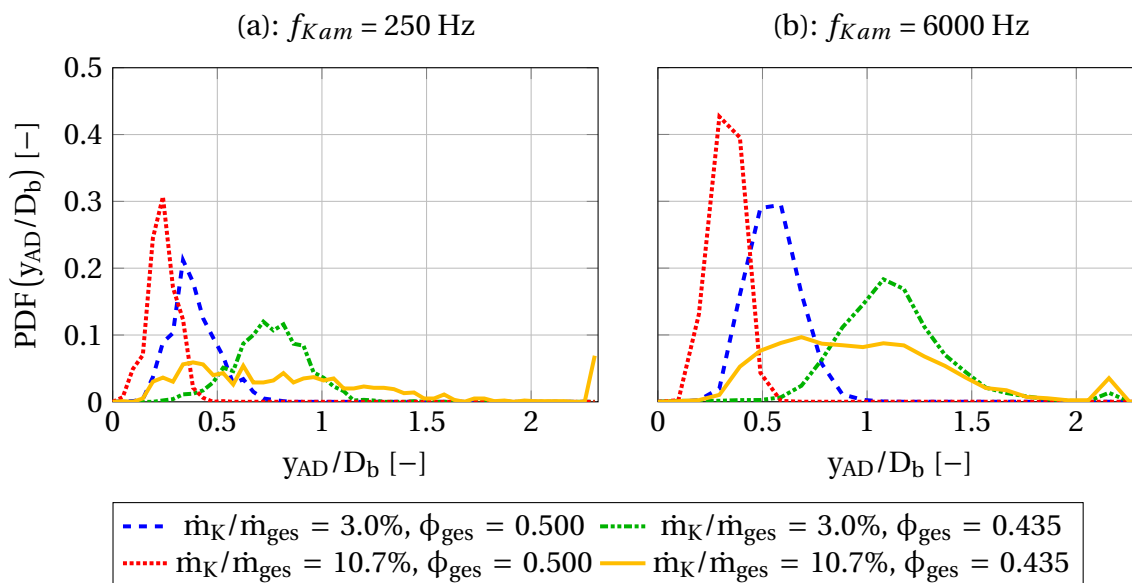
trieb mit  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 10.7\%$  und  $\phi_{ges} = 0.500$  weist hohe Intensitäten an  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz mit einer stabilen Flammenfront nahe der Brenneraustrittsebene auf (Abbildung 7.7-(c)). Bei Annäherung an die magere Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.435$ ) treten starke Fluktuationen auf: Die Flamme wird nahezu ausgeblasen wenn sie stromab transportiert wird. Entlang der Brennermittelachse wird die Flamme wieder zurück zur Brenneraustrittsebene gezwungen (Abbildung 7.7-(d)).



**Abbildung 7.7:** Normierte Intensität der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz (tiefenintegriert): Charakteristische Zeitsequenzen für  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$  und  $10.7\%$  bei  $\phi_{ges} = 0.435$  und  $0.500$ ,  $\Delta t = 16\text{ms}$ ,  $f_{kam} = 250\text{ Hz}$

Um den beobachteten Effekt statistisch auszuwerten, wurden die PDFs (siehe Abschnitt 2.2) der normierten Abhebedistanz der Flamme bestimmt und in Abbildung 7.8 aufgetragen. Dabei wird, wie bei der Auswertung der zugehörigen Abel-transformierten Mittelwertbilder in Abbildung 7.5, für jedes einzelne tiefenintegrierte Flammenbild der axiale Abstand zwischen Brenneraustrittsebene und dem ersten Überschreiten des Schwellwerts  $i_{\text{OH}^*,\text{SW}}$  ermittelt. Je Betriebspunkt wird ein Datensatz von 1000 Flammenbildern, die mit einer Frequenz von  $f_{kam} = 250\text{ Hz}$  aufgenommen worden sind, ausgewertet (Abbildung 7.8-(a)). Um die Qualität der PDFs zu verbessern, wurden die Messungen mit einer Aufnahme Frequenz von  $f_{kam} = 6000\text{ Hz}$  wiederholt.

Die Auflösung wurde verringert, so dass insgesamt 8192 Einzelbilder je Betriebspunkt aufgenommen wurden. Da sich die Bildqualität durch die geringere Belichtungszeit und Auflösung verschlechtert, wurde der Schwellwert zur Bestimmung der normierten Abhebedistanz bei den Messungen mit 6000 Hz auf  $i_{OH^*,SW} = 0.21$  gesetzt. Aufgrund der höheren Aufnahmezeit konnten die Schwankungen der Flammenposition zeitlich feiner aufgelöst aufgenommen werden.



**Abbildung 7.8:** PDFs der normierten Abhebedistanz der Flamme (tiefenintegriert) für  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$  und  $10.7\%$  bei  $\phi_{ges} = 0.435$  und  $0.500$ , (a):  $f_{Kam} = 250$  Hz, (b):  $f_{Kam} = 6000$  Hz

Beide Messreihen in Abbildung 7.8 zeigen eine ähnliche statistische Verteilung. Die PDFs der höheren Aufnahmezeit (Abbildung 7.8-(b)) sind gleichmäßiger und stärker ausgeprägt, was vor allem auf die höhere Anzahl an auswertbaren Daten zurückzuführen ist. Die geringfügigen Abweichungen der Werte für  $y_{AD}/D_b$  basieren auf den oben erwähnten, nicht vermeidbaren minimalen Unterschieden in Messaufbau und Auswerterroutine. Das charakteristische Schwankungsverhalten der Flamme konnte demnach bereits mit einer niedrigen zeitlichen Auflösung aufgenommen werden. Durch eine Erhöhung der zeitlichen Auflösung konnten keine weiteren charakteristischen Strukturen identifiziert werden. Beide Analysen zeigen, dass der Betriebspunkt  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 10.7\%$ ,  $\phi_{ges} = 0.500$  die geringsten Fluktuationen der Flammenposition aufweist. Eine geringere Kühlluftmenge ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$ ,  $\phi_{ges} = 0.500$ ) verschiebt die Flamme geringfügig stromab. Trotz erhöhter Schwankungen nahe der mageren Löschgrenze lässt sich beim

Betrieb mit  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$ ,  $\phi_{ges} = 0.435$  eine eindeutige Flammenposition stromab detektieren. Die PDF für den Fall  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 10.7\%$ ,  $\phi_{ges} = 0.500$  ist breit verteilt, was ein guter Indikator für die starken Schwankungen der Flammenposition innerhalb des gesamten ausgewerteten Messgebietes ist. Eine Frequenzanalyse mittels Fast Fourier Transformation (FFT) der zeitlichen Daten hat keine Vorzugsfrequenz der Fluktuationen gezeigt. Die Fluktuationen sind stochastisch verteilt und unterliegen somit keinem eindeutigen Mechanismus.

Um einen Zusammenhang zwischen den Schwankungen der Flammenintensität und den in Abschnitt 7.2 gezeigten Ergebnissen der Pulsationsmessungen aufzuzeigen, wurden die Schwankungen der flächenintegrierten OH\*-Chemilumineszenzintensität ermittelt. Dazu wurde für jedes tiefenintegrierte Einzelmessbild ( $f_{Kam} = 250$  Hz,  $n = 1000$ ) die Intensität der OH\*-Chemilumineszenz über die Messebene nach Gleichung 7.2 aufintegriert, wobei  $Y_{max}$  und  $R_{max}$  die Koordinaten der maximalen Ausdehnung der aufgenommenen Messebene in axialer bzw. radialer Richtung sind:

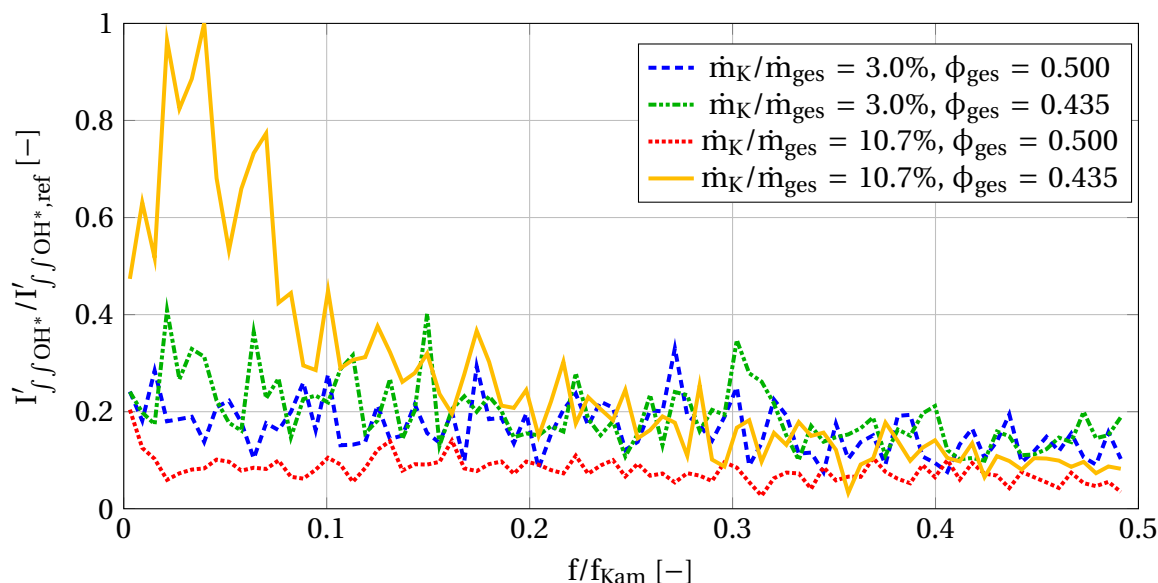
$$I_{\int \int OH^*} = \int_0^{Y_{max}} \int_0^{R_{max}} \frac{I}{I_{ref}}(r, y) dr dy . \quad (7.2)$$

Um die zeitlichen Schwankungen der integrierten OH\*-Chemilumineszenzintensität zu ermitteln, wird die Differenz zum zeitlichen Mittelwert bestimmt:

$$I'_{\int \int OH^*} = I_{\int \int OH^*} - \overline{I_{\int \int OH^*}} . \quad (7.3)$$

Es wird nun eine FFT der Daten für  $I'_{\int \int OH^*}$  durchgeführt und die Ergebnisse für die vier Betriebspunkte [ $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$  und  $10.7\%$  bei  $\phi_{ges} = 0.435$  und  $0.500$ ] in Abbildung 7.9 aufgetragen. Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit der Darstellung wurden die Frequenzen jeweils über 100 Werte gemittelt und mit der Aufnahme Frequenz  $f_{Kam}$  normiert. Die Amplitude ist auf den Referenzwert  $I'_{\int \int OH^*,ref}$  normiert. Die höchsten Werte und Schwankungen für  $I'_{\int \int OH^*}/I'_{\int \int OH^*,ref}$  werden beim Betrieb mit  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 10.7\%$ ,  $\phi_{ges} = 0.435$  beobachtet. Die niedrigsten Werte und Schwankungen hingegen beim Betriebspunkt  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 10.7\%$ ,  $\phi_{ges} = 0.500$ . Für den Betrieb mit  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$  sind die Unterschiede

zwischen  $\phi_{ges} = 0.500$  und  $0.435$  vernachlässigbar. Die Diskussion dieser Ergebnisse erfolgt im Zusammenhang mit der Analyse des Pulsationsspektrums (siehe Abbildung 7.12) in Abschnitt 7.2.



**Abbildung 7.9:** FFT der integrierten OH\*-Chemilumineszenzintensität (normiert, tiefenintegriert) für  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$  und  $10.7\%$  bei  $\phi_{ges} = 0.435$  und  $0.500$ ,  $f_{Kam} = 250\text{Hz}$

### 7.1.3 Vergleich zum Referenzbrenner: Flammenstabilität

Im vorangegangenen Abschnitt 7.1.1 wurde die Flammenstabilität des generischen Brenners unter dem Einfluss von Kühlluftindüsung bewertet. Zum Vergleich werden nachfolgend nun die Flammencharakteristiken des Referenzbrenners mit und ohne Kühlluftindüsung ausgewertet. Wie bereits am Anfang dieses Abschnitts beschrieben, kann der Kühlluftmassenstrom beim Betrieb des Referenzbrenners in dem hier verwendeten Messaufbau nicht gesondert zugeführt werden. Die Gesamtströmung teilt sich erst vor dem Eintritt in die Brennkammer in Kühlluftmassenstrom und Brennerstrom auf. Von daher kann der genaue Massenstrom der Kühlluftindüsung nicht wie beim generischen Brenner gemessen werden (siehe Abschnitt 3.3) sondern lediglich abgeschätzt werden. Die Injektorfläche des Referenzbrenners beträgt ungefähr 4.7% der Brenneintrittsfläche  $A_{RB}$ . Im Vergleich dazu beträgt die Injektorfläche des generischen Brenners 11.1% der Brenneintrittsfläche  $A_{GB}$ . Wie bereits in Abschnitt 3.1.2 erwähnt, gleichen sich der Druckverlust über den Brenner für beide Brenner. Von daher kann die eingedüsete Kühlluftmen-

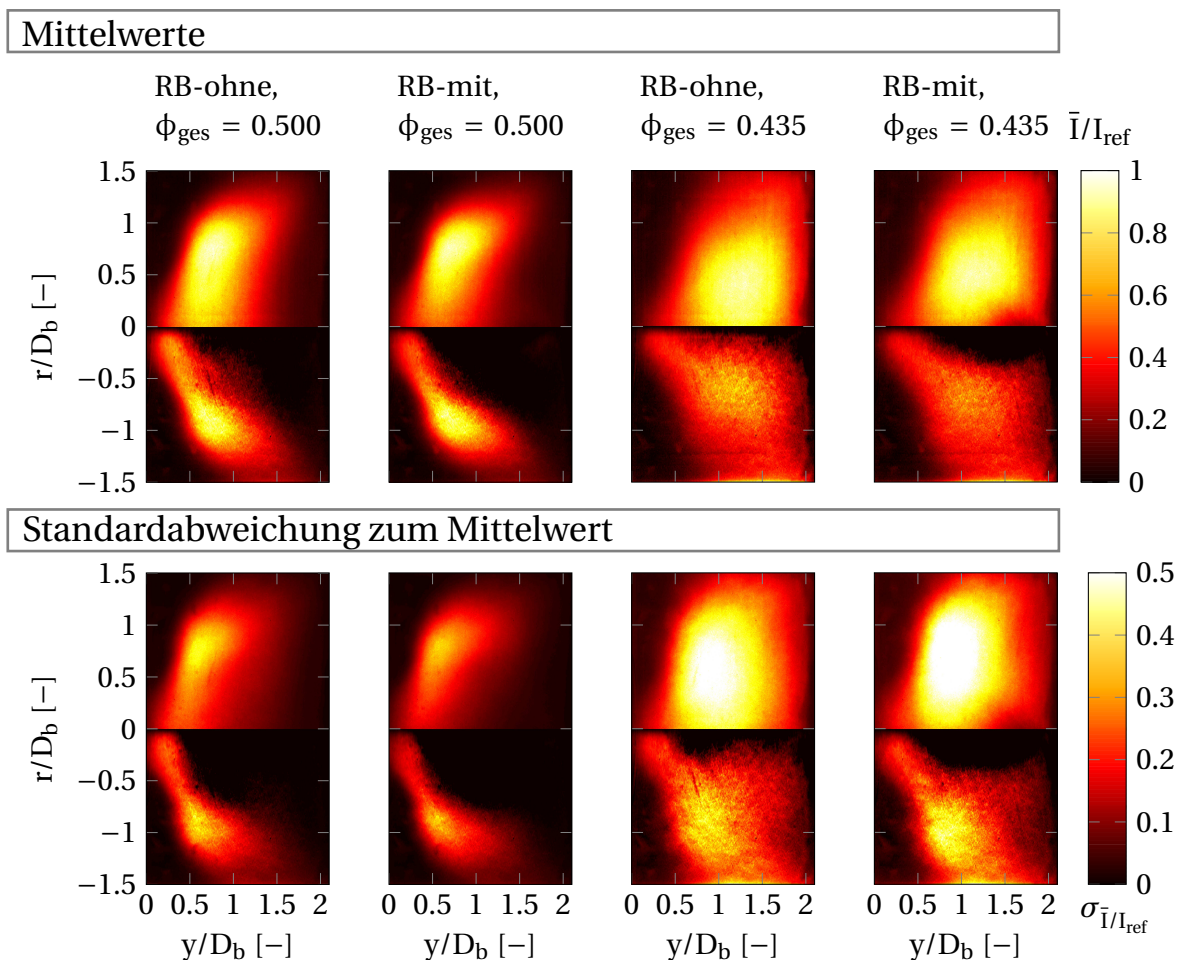


ge als gering angenommen werden. Die Betriebsweise der Verbrennungsversuche unterscheidet sich für beide Brenner voneinander, was insbesondere bei der Bewertung der Fluktuationen berücksichtigt werden muss. Der generische Brenner wird perfekt vorgemischt betrieben. Der Referenzbrenner kann nur technisch vorgemischt betrieben werden, so dass zusätzlich Mischungsfuktuationen im Brennstoff-Luft-Gemisch auftreten.

In Abbildung 7.10 sind der zeitliche Mittelwert und die Standardabweichung zum Mittelwert der Abel-transformierten und tiefenintegrierten Flammenbilder für die Äquivalenzverhältnisse  $\phi_{ges} = 0.500$  und  $0.435$  abgebildet. Weitere Ergebnisse für  $\phi_{ges} = 0.475$  und  $0.455$  sind im Anhang B in Abbildung B.4 dargestellt. Analog zur Auswertung der Flammenbilder des generischen Brenners wird in Abbildung 7.11 die normierte Intensität der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz (Abel-transformiert) in axialer Richtung entlang der Achse  $r/D_b = 0.3$  in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis gezeigt.

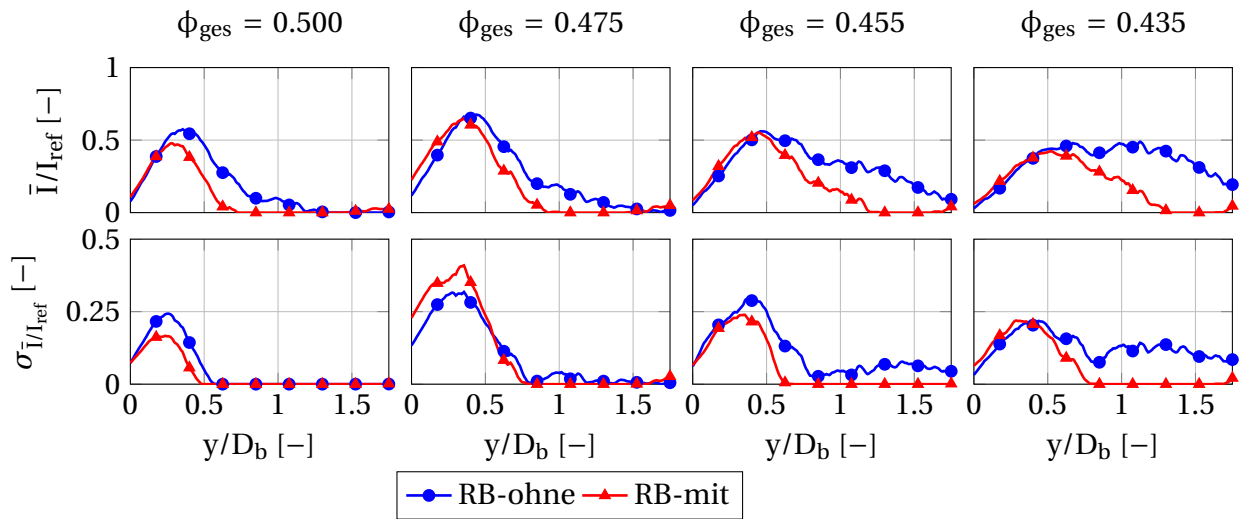
Die Flammenbilder des Referenzbrenners weichen aufgrund der Unterschiede im aerodynamischen Strömungsfeld (siehe Abschnitt 5.1) von denen des generischen Brenners ab. Der generische Brenner weist einen weiten Wirbelkernradius mit einer Flamme außerhalb des Brenners auf. Der Wirbelkernradius des Referenzbrenners ist deutlich schmaler mit einer stärkeren Rezirkulationszone und einer Flamme, die in den Brennermund hineinreicht. Die Unterschiede sind besonders bei einem direkten Vergleich von Abbildung 7.3 mit Abbildung 7.11 deutlich zu sehen. Während die Intensitätsniveaus der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz für den generischen Brenner an der Brenneraustrittsebene ( $y/D_b = 0$ ) gleich null sind, zeigen sie beim Referenzbrenner einen positiven Wert auf. Die Abhebedistanz der Flamme und das normierte Flammenvolumen sind somit aus den Flammenbildern des Referenzbrenners nicht eindeutig bestimmbar.

Die Bereiche mit erhöhter  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz befinden sich beim Referenzbrenner auf größeren Radien beim Betrieb mit höherem Äquivalenzverhältnis ( $\phi_{ges} = 0.500$ ). Die Scherschichten befinden sich damit auf einem größeren Radius als beim generischen Brenner. Die Bereiche der äußeren Scherschichten weisen eine hohe Intensität auf, wohingegen das Zentrum entlang der Brennermittellachse deutlich geringere Intensität zeigt. Diese Beobachtungen gelten sowohl für das mittlere Verhalten als auch für die Verteilung der Fluktuationen und sind ein Indikator für die stark ausgeprägte Rezirkulationszone. Bei Annäherung an die magere Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.435$ ) verstärken



**Abbildung 7.10:** tiefenintegriertes (oben) und Abel-transformiertes (unten) Flammenbild des normierten Mittelwerts und der Standardabweichung des normierten Mittelwerts für den Referenzbrenner mit (RB-mit) und ohne Kühlluftzündung (RB-ohne) für  $\phi_{ges} = 0.500$  und  $0.435$ )

sich die Fluktuationen deutlich. Die mittlere Intensitätsverteilung vergleichmäßig sich über den Radius, wobei sich der Bereich erhöhter Intensität zur Brennermittellachse verschiebt. Die Unterschiede der mittleren Flammenbilder zwischen einem Betrieb mit und ohne Kühlluftzündung sind, wie beim Betrieb des generischen Brenners mit niedriger Kühlluftmenge, gering.



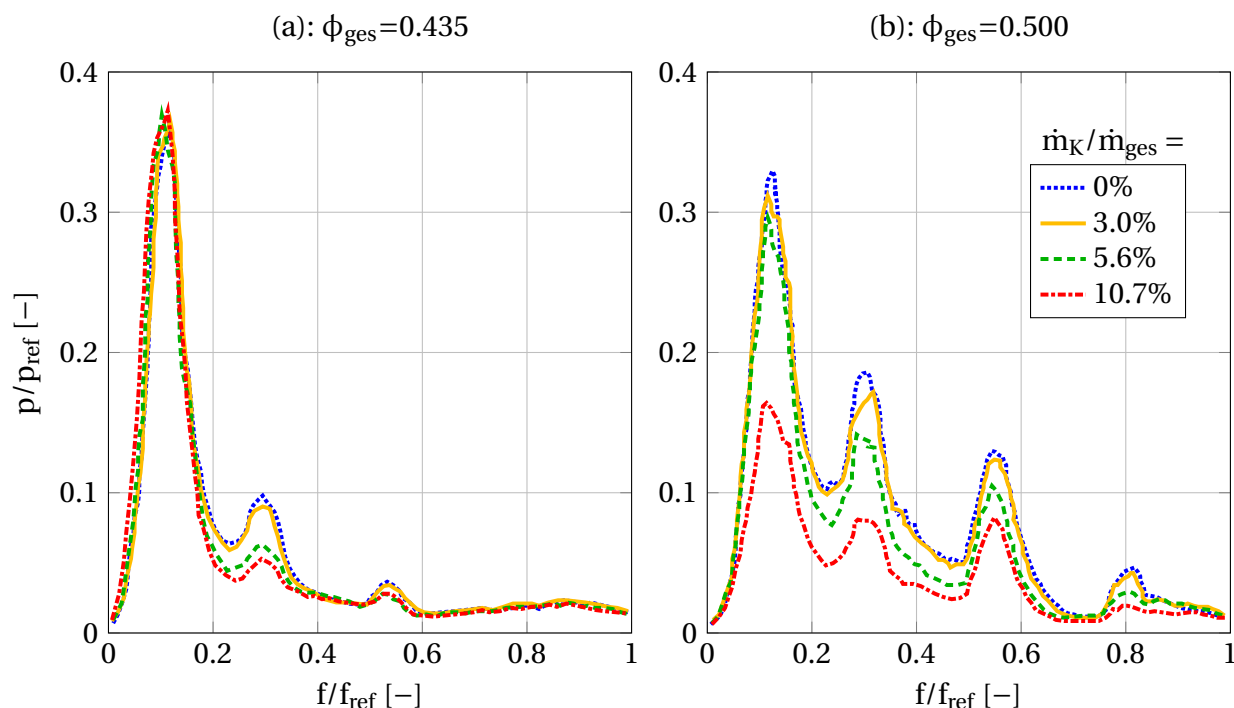
**Abbildung 7.11:** Normierte Intensität der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz (Abel-transformiert) in axialer Richtung entlang  $r/D_b = 0.3$  in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis für den Referenzbrenner mit (RB-mit) und ohne Kühlluftindüsung (RB-ohne): Mittelwert (oben) und Standardabweichung des Mittelwerts (unten)

## 7.2 Akustische Pulsationen

Im Rahmen der Veröffentlichungen von Marosky et al. [MSS<sup>+</sup>13b, MSS13a] wurden die akustischen Pulsationen im atmosphärischen Verbrennungsprüfstand sowohl für den generischen Brenner als auch für den Referenzbrenner mit und ohne Kühlluftindüsung für unterschiedliche Betriebsbedingungen nahe der mageren Löschgrenze bestimmt. In Abschnitt 4.7 ist die verwendete Messtechnik beschrieben. Das akustische Pulsationsniveau wurde simultan zu den Untersuchungen zur Flammenstabilität (siehe Abschnitt 7.1) gemessen. Da für den Referenzbrenner zum einen die Kühlluftmenge nicht variiert werden kann und zum anderen der Brenner nur technisch vorgemischt betrieben werden kann, wurden die nachfolgenden Erkenntnisse vorwiegend aus den Untersuchungen am generischen Brenner gewonnen. Das akustische Verhalten des Referenzbrenners mit und ohne Kühlluftindüsung wurde aber dennoch zum Vergleich ausgewertet. Die Ergebnisse werden in Abschnitt 7.2.2 präsentiert.

Zur Normierung der Messdaten sind die Frequenzen auf die Referenzfrequenz  $f_{ref}=1000$  Hz bezogen. Die Amplitude des dynamischen Druckes ist mit dem Referenzdruck  $p_{ref}$  normiert. Der Referenzdruck ist dabei der Ma-

ximaldruck aller Messreihen (hier: RB-ohne, bei  $\phi_{ges} = 0.475$ ,  $p_{ref}=7480$  Pa). In Abbildung 7.12 sind die Pulsationsspektren des generischen Brenners mit variierender Menge an eingedüster Kühlluft von  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 0\%$ , 3.0%, 5.6% und 10.7% für die Äquivalenzverhältnisse  $\phi_{ges} = 0.435$  und  $\phi_{ges} = 0.500$  abgebildet.

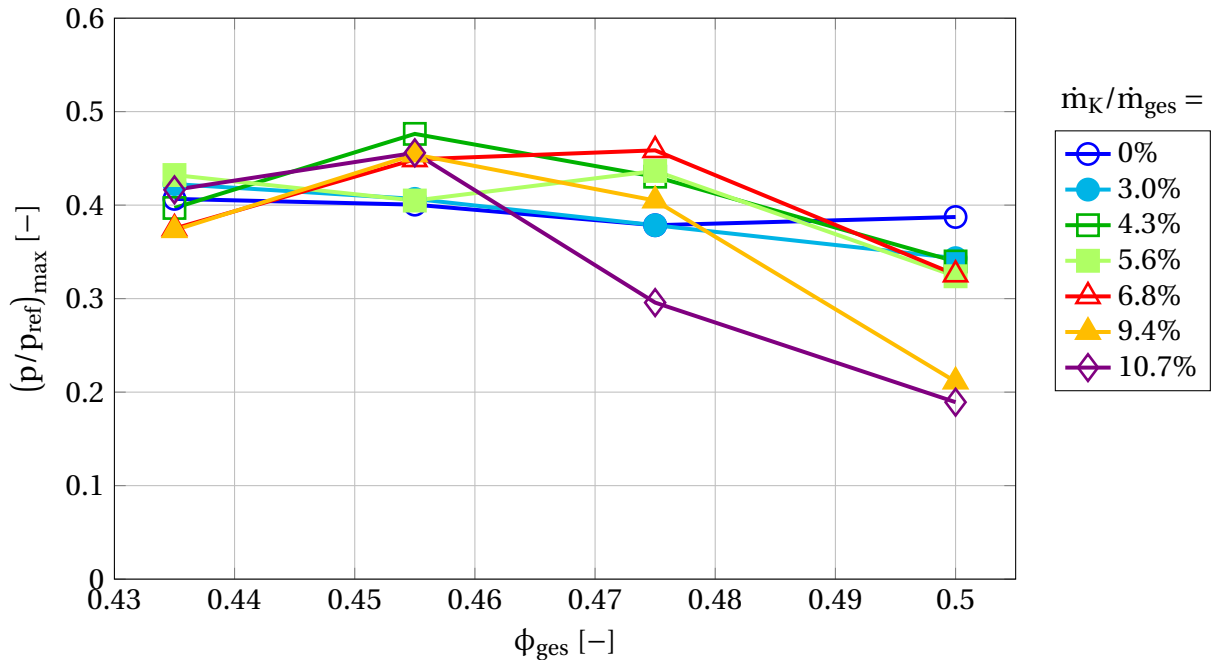


**Abbildung 7.12:** Pulsationsspektren des generischen Brenners für variierende Mengen an eingedüster Kühlluft ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 0\%$ , 3.0%, 5.6% und 10.7%) für verschiedene Äquivalenzverhältnisse, (a):  $\phi_{ges} = 0.435$  und (b):  $\phi_{ges} = 0.500$

Um einen Zusammenhang zwischen Kühlluftindüsung, Äquivalenzverhältnis und Höhe des Pulsationsniveaus aufzudecken, werden die Maximalwerte der Druckpulsationen für alle untersuchten Betriebspunkte miteinander verglichen. In Abbildung 7.13 sind dazu jeweils die Werte des maximalen Pulsationsniveaus des gesamten Frequenzspektrums für alle gemessenen Betriebspunkte des generischen Brenners abgebildet. Die Menge an eingedüster Kühlluft wird dabei für Äquivalenzverhältnisse von  $\phi_{ges} = 0.435$  bis 0.500 im Bereich von  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 0\%$  bis 10.7% variiert.

Das normierte Pulsationsniveau  $p/p_{ref}$  ist in Abbildung 7.12, unabhängig von den untersuchten mageren Äquivalenzverhältnissen, am höchsten für niedrige normierte Frequenzen (im Bereich  $f/f_{ref} = 0 - 0.2$ ). Dies stimmt mit den Erkenntnissen aus [MNS<sup>+</sup>05, CGTM89, SLS96] überein. Dort wurde gezeigt,

dass mageres Flammenlöschen starke Pulsationen bei tiefen Frequenzen erzeugt.



**Abbildung 7.13:** Maximales normiertes Pulsationsniveau des generischen Brenners (für variierende Mengen an eingedüster Kühlluft ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 0\% - 10.7\%$ ) für verschiedene Äquivalenzverhältnisse ( $\phi_{ges} = 0.435 - 0.500$ ))

### Höhere Äquivalenzverhältnisse ( $\phi_{ges} = 0.500$ )

Die Verteilung der aufgenommenen akustischen Pulsationen korreliert mit den beobachteten Flammenfluktuationen in Abschnitt 7.1. Wie dort gezeigt wurde, führt eine höhere Kühlluftmenge bei höheren Äquivalenzverhältnissen zu einem stabilen, fetten Kernbereich der Flamme. Die Flammenfluktuationen werden reduziert und verursachen dadurch ein geringeres Niveau an akustischen Pulsationen. Demzufolge ist in Abbildung 7.12-(b) ein starker Einfluss der Kühlluftmischung auf das akustische Pulsationsniveau für den Betrieb bei einem Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{ges} = 0.500$  erkennbar. Eine hohe Menge an eingedüster Kühlluft ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 10.7\%$ ) reduziert das Pulsationsniveau im Vergleich zu geringeren Kühlluftmengen deutlich. Das fettere Zentrum stabilisiert dabei die Flamme, da die Mischung im Kernbereich weit von den notwendigen Bedingungen für ein mageres Flammenlöschen entfernt ist. Das dynamische Druckniveau ist über die gesamte Frequenzbreite für den Betrieb mit  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 10.7\%$  um ungefähr 50% geringer im Vergleich

zu den anderen untersuchten Fällen. Die Unterschiede im Pulsationsverhalten zwischen den Kühlluftfällen  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 0\%$ ,  $3.0\%$  und  $5.6\%$  sind zwar gering, aber dennoch sichtbar im gesamten aufgenommenen Frequenzspektrum. Eine Erhöhung der Kühlluftmenge reduziert das Pulsationsniveau, was vor allem im höherfrequenten Bereich ( $f/f_{ref} > 0.2$ ) deutlich ist.

Die in Abbildung 7.13 gezeigten Werte des normierten Pulsationsmaximums  $(p/p_{ref})_{max}$  der einzelnen Messreihen für die untersuchten Kühlluftmengen weisen eine breite Streuung von ungefähr 50% auf. Die Fälle mit höherer Kühlluftmenge ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 9.4\%$ ,  $10.7\%$ ) weisen ein reduziertes Niveau an Peakpulsationen für die fetteren Äquivalenzverhältnisse von  $\phi_{ges} = 0.475$  und  $0.500$  auf. Das kompakte Flammenzentrum reduziert hier die akustischen Pulsationen und Flammenfluktuationen. Die Betriebspunkte mit geringer und moderater Kühlluftmenge ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 0\% - 6.8\%$ ) erreichen für alle vier gemessenen Äquivalenzverhältnisse ein ähnliches maximales Pulsationsniveau. Es treten vermutlich magere Löschpulsationen auf, die sich bei gleichem lokalen Äquivalenzverhältnis einstellen.

### Äquivalenzverhältnis nahe der mageren Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.435$ )

Ein Betrieb nahe der mageren Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.435$ ) lässt das Pulsationsniveau im tieffrequenten Bereich ( $f/f_{ref} = 0 - 0.2$ ) für alle untersuchten Kühlluftfälle ansteigen (siehe Abbildung 7.12-a), so dass es über den gemessenen Amplituden für  $\phi_{ges} = 0.500$  (siehe Abbildung 7.12-b) liegt. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Kühlluftfällen verschwinden bei niedrigen Frequenzen. Die Amplitude der tieffrequenten Schwingungen ist somit unabhängig von der Kühlluftkonzentration. Nur bei höheren Frequenzen um  $f/f_{ref} = 0.3$  kann, vergleichbar zum Betrieb mit  $\phi_{ges} = 0.500$ , eine Abhängigkeit des Pulsationsniveaus von der Menge der eingedüsten Kühlluft detektiert werden. Im höherfrequenten Bereich sind die gemessenen Amplituden für  $\phi_{ges} = 0.435$  deutlich niedriger als für ein Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{ges} = 0.500$ . Eine Reduktion des Äquivalenzverhältnisses hat den größten Effekt auf den Betrieb mit einer hohen Kühlluftmenge von  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 10.7\%$ . Die Stabilisierung durch den fetten Flammenkern kann die Fluktuationen, die durch Quenching der Scherschichten und lokale Ungemischtheiten hervorgerufen werden, nicht kompensieren (siehe dazu Abschnitt 7.1). Die infolgedessen induzierte Schwankung der Flammenposition (siehe Abbildung 7.7) sorgt

für ein deutliches Ansteigen des Pulsationsniveaus für  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 10.7\%$ , so dass die Amplitudenwerte sich den Werten für den Betrieb mit geringeren Kühlluftmengen angleichen.

Bei mageren Bedingungen ist die Bandbreite des maximalen Pulsationspeaks deutlich schmaler als für höhere Äquivalenzverhältnisse (siehe Abbildung 7.13). Nahe der mageren Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.435$ ) ist das Pulsationsniveau beim Betrieb mit hoher Kühlluftmenge ähnlich zum Betrieb mit niedrigerer Kühlluftmenge. Die auf den Kühlluftmengen basierenden Unterschiede verschwinden. Die Werte der maximalen Pulsationshöhen zeigen für alle Kühlluftmengen eine Streuung um ungefähr 14%. Gründe für den verschwindenden Einfluss der Kühlluftinjektion auf das akustische Verhalten nahe der mageren Löschgrenze werden gesondert in Abschnitt 7.2.1 diskutiert.

Die in Abbildung 7.12 gezeigten Pulsationsspektren korrelieren mit den in Abbildung 7.9 präsentierten Ergebnissen der FFT der integrierten normierten OH\*-Chemilumineszenzintensität  $I'_{f \text{ OH}^*}/I'_{f \text{ OH}^*,ref}$ . Dort ist die gleiche Verteilung in Abhängigkeit von den Betriebspunkten ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$  und  $10.7\%$  bei  $\phi_{ges} = 0.435$  und  $0.500$ ) zu beobachten: Bei einem Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{ges} = 0.500$  sind die Fluktuationen für die Kühlluftmenge  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 10.7\%$  deutlich geringer, als für die anderen drei abgebildeten Betriebspunkte. Die integrierte OH\*-Intensität ist deutlich niedriger und unterliegt, wie die akustischen Pulsationen, deutlich niedrigeren Schwankungen. Für die kleine Kühlluftmenge von  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$  sind die vom Äquivalenzverhältnis abhängigen Unterschiede im Schwankungsverhalten unerheblich. Zwar ändert sich in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis die Flammenposition, da die Flamme im mageren Betrieb nach stromab verlagert wird, doch die Werte von  $I'_{f \text{ OH}^*}/I'_{f \text{ OH}^*,ref}$  und deren Schwankungen sind gleichbleibend. Nahe der mageren Löschgrenze bei  $\phi_{ges} = 0.435$  zeigt der Betrieb mit einer hohen Kühlluftmenge  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 10.7\%$  signifikant höhere Werte für  $I'_{f \text{ OH}^*}/I'_{f \text{ OH}^*,ref}$  im niederfrequenten Bereich ( $f/f_{Kam} = 0-0.1$ ). Das akustische Pulsationsspektrum ist nahe der mageren Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.435$ ) unabhängig von der Kühlluftmenge, jedoch höher, als für höhere Äquivalenzverhältnisse. Wie in Abschnitt 2.1.1 gezeigt, liegt ein Zusammenhang zwischen akustischen Pulsationen und Wärmefreisetzungsschwankungen vor. Die Schwankungen können je nach Überlagerung von Druck- und Wärmefreisetzungsmaximum die Flammendynamik anfachen.

### 7.2.1 Diskussion des fehlenden Kühlluftinflusses bei Löschpulsationen

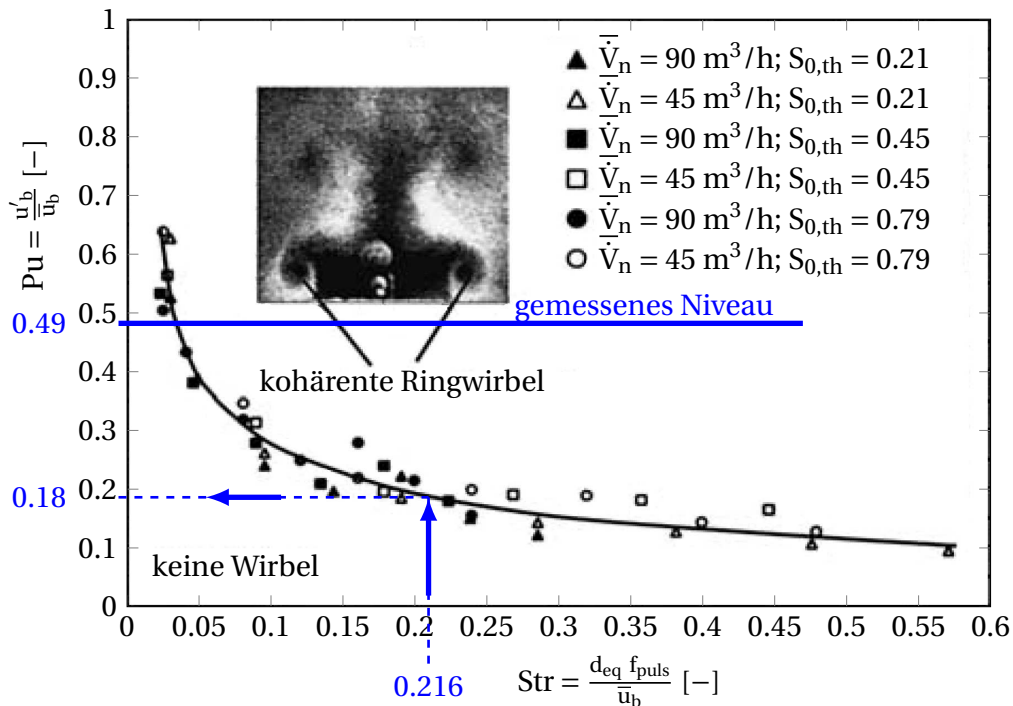
In diesem Abschnitt werden nun Gründe für das Verschwinden des Kühlluftinflusses auf das akustische Pulsationsniveau bei Löschpulsationen (siehe Abbildung 7.12-a) diskutiert. Die Diskussion stützt sich auf die in Anhang A präsentierten Ergebnisse zur Brennkammerakustik nach Hirsch [Hir13].

Bei einer bestimmten Kombination von Amplitude und Frequenz der Druckschwankungen bilden sich große kohärente Ringwirbel, die das stationäre Mischungsverhalten ganz erheblich beeinflussen. Die Ringwirbel verstärken die Mischungsschwankungen, da das Brennstoff-Luft-Gemisch der Hauptströmung durch ein Aufrollen der äußeren Scherschichten vermehrt mit der Umgebungsströmung vermischt wird [Het06]. Die Auswirkungen von kohärenten Ringwirbeln auf die Verbrennungsstabilität wurde in zahlreichen experimentellen und numerischen Arbeiten [LT89, SEP<sup>+</sup>89, BHL93] studiert. Külsheimer et al. [KB02] zeigen, dass sich die Struktur des Strömungsfeldes von Drallbrennern beim Überschreiten einer frequenzabhängigen Amplitude komplett ändert. Külsheimer et al. haben in ihrer Arbeit [KB02] den Einfluss einer periodischen Anregung des Volumenstroms  $\bar{V}_n$  für unterschiedliche Drallintensitäten<sup>1</sup>  $S_{0,th}$  auf das isotherme Strömungsfeld und die Flammendynamik eines Drallbrenners untersucht. Neben dem Volumenstrom wurden auch Amplitude und Frequenz der Anregung variiert. Basierend auf den Messergebnissen geben Külsheimer et al. die Grenze für die Entstehung von kohärenten Wirbelstrukturen in Abhängigkeit vom Pulsationslevel  $Pu$  und der Strouhal-Zahl  $Str$  an (siehe Abbildung 7.14).

Die in dieser Arbeit gemessenen Löschpulsationen bei  $\phi_{ges} = 0.435$  bewirken erhebliche Brennkammerdruckamplituden (siehe Abbildung 7.12-(a)). Dabei ist jedoch die Höhe der Druckamplituden bei  $\phi_{ges} = 0.435$  unabhängig von der Menge der eingedüsten Kühlluft. Es wurde daher in Anhang A untersucht, ob die bei Külsheimer et al. [KB02] bestimmte Grenze (siehe Abbildung 7.14) überschritten wird und sich somit das Strömungsfeld nahe der Löschgrenze komplett ändert. Damit ließe sich das in Abbildung 7.12-(a) beobachtete Fehlen des Kühlluftinflusses auf das Pulsationsniveau erklären. Um einen Zusammenhang zwischen den gemessenen Pulsationsamplituden und der Brennerschnelle herzustellen, wurde in Anhang A die Schnelleamplitude am Brenneraustritt in Abhängigkeit von der Druckamplitude am

<sup>1</sup> theoretische Drallzahl am Brenneraustritt  $S_{0,th}$  nach Gupta et al. [GLS84] berechnet





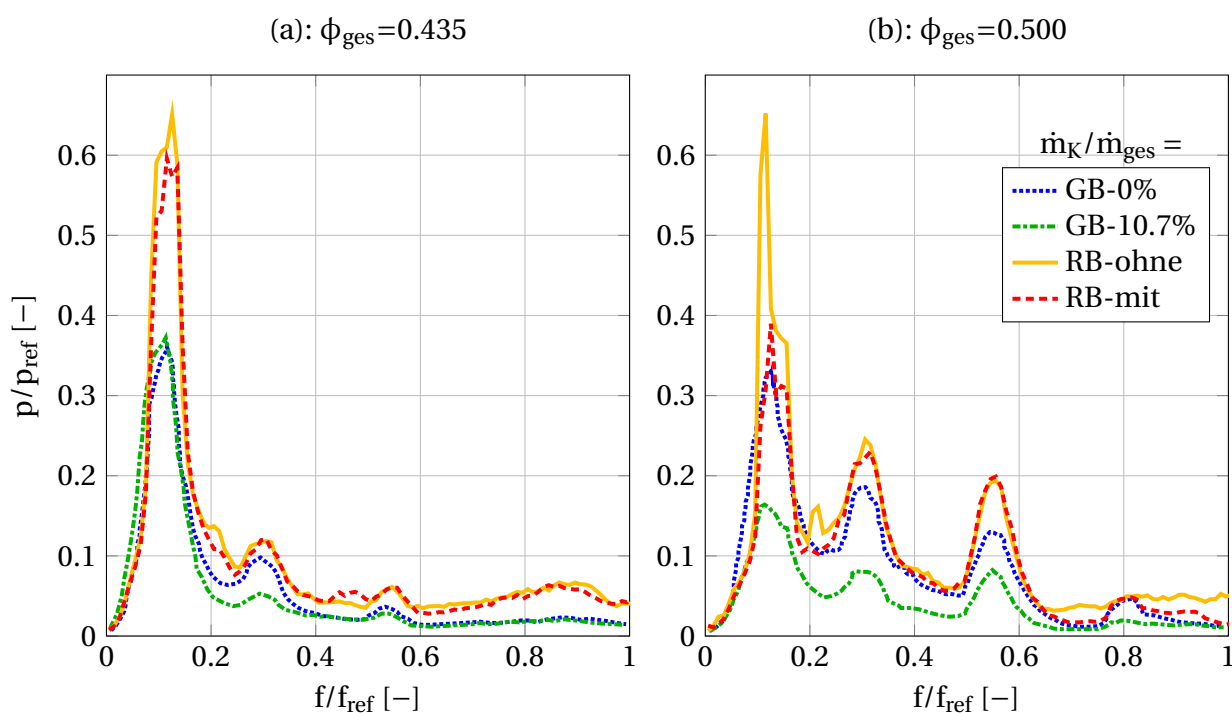
**Abbildung 7.14:** Wirbelbildung als Funktion von Pulsationsamplitude und Frequenz nach [KB02] mit Strouhalzahl der dominanten Pulsation sowie das Niveau der gemessenen Prüfstandsdaten

Ort des dynamischen Druckaufnehmers für die maximale Pulsationsamplitude im Frequenzbereich  $0 \leq f/f_{\text{ref}} \leq 0.2$  bestimmt. Mit dieser Beziehung und der gemessenen Druckamplitude von etwa  $p/p_{\text{ref}} = 0.4$  bei  $\phi_{ges} = 0.435$  (siehe Abbildung 7.13) ergibt sich eine Schnelleamplitude am Brenner von  $u'_b/\bar{u}_b = 0.49$  bei einer Strouhalzahl von  $Str = (D_b f_{puls})/\bar{u}_b = 0.216$ . Diese Werte werden in Abbildung 7.14 eingetragen, um sie mit den Ergebnissen von Kulsheimer et al. [KB02] zu vergleichen. Dabei sind die Strouhal-Zahl der dominanten Pulsation sowie das Niveau der gemessenen Prüfstandsdaten dieser Arbeit in blau eingezeichnet. Zur eingezeichneten Strouhal-Zahl ergibt sich nach Kulsheimer et al. ein Grenzwert der Pulsationen von  $u'_b/\bar{u}_b = 0.18$ . Dieser liegt deutlich unter dem gemessenen Niveau, so dass im Prüfstand die Bildung kohärenter Ringwirbel stattfindet. Die kohärenten Ringwirbel verändern signifikant das Strömungsfeld und somit die Einmischung der eingedüsten Kühlluft. Das Strömungsfeld mit Löschpulsationen (bei  $\phi_{ges} = 0.435$ ) ist somit nicht mehr mit dem der isothermen Mischungsuntersuchungen (siehe Kapitel 6) vergleichbar. Durch die nun intensivere Mischung in den äußeren Scherschichten geht der bei höheren Äquivalenzverhältnissen beobachte-

te positive Einfluss der Kühlluftmenge auf die Brennerstabilität beim Betrieb mit  $\phi_{ges} = 0.435$  verloren.

### 7.2.2 Vergleich zum Referenzbrenner: Akustische Pulsationen

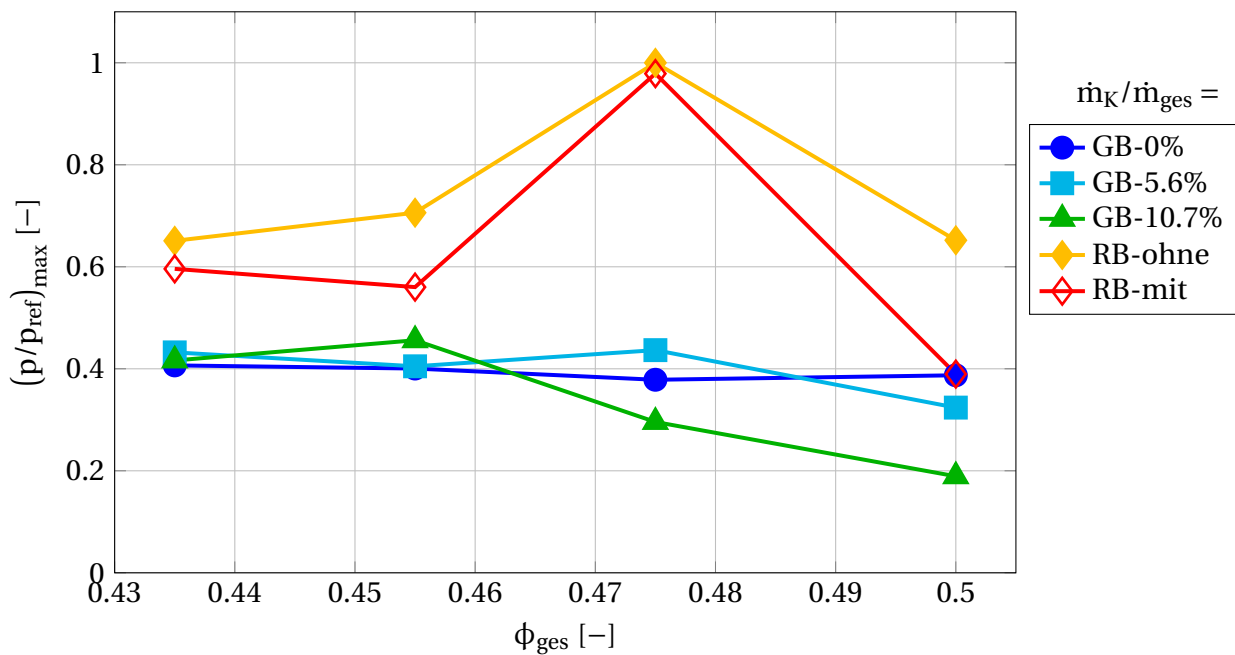
Zum Vergleich der Messdaten des generischen Brenners werden der Vollständigkeit halber die akustischen Pulsationen des Referenzbrenners untersucht. Dazu wird in Abbildung 7.15 das Pulsationsspektrum des Referenzbrenners mit und ohne Kühlluftindüsung mit den Ergebnissen des generischen Brenners bei einem Betrieb mit einer Kühlluftmenge von  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 0\%$  und 10.7% für die Äquivalenzverhältnisse  $\phi_{ges} = 0.500$  und 0.435 verglichen.



**Abbildung 7.15:** Pulsationsspektren des generischen Brenners (GB) sowie des Referenzbrenners (RB) mit und ohne Kühlluftindüsung für verschiedene Äquivalenzverhältnisse, (a):  $\phi_{ges}=0.435$  und (b):  $\phi_{ges}=0.500$

Ähnlich wie beim generischen Brenner reduziert die Kühlluftindüsung beim Referenzbrenner für den Betrieb mit einem Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{ges} = 0.500$  das Pulsationsniveau im tieffrequenten Bereich ( $f/f_{ref} = 0-0.2$ ) um bis zu 40% (siehe Abbildung 7.15-(b)). Bei höheren Frequenzen ist der Einfluss der Kühlluftindüsung auf die akustischen Pulsationen des Referenzbrenners vernachlässigbar. Nahe der mageren Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.435$ ) hat

die Kühlluftindüsung des Referenzbrenners für die gesamte Frequenzbreite keinen Einfluss. Wie beim generischen Brenner treten die stärksten Pulsationen im tieffrequenten Bereich von  $f/f_{ref} = 0 - 0.2$  auf. In Abbildung 7.16 werden die Werte des maximalen Pulsationsniveaus des Referenzbrenners (mit und ohne Kühlluftindüsung) mit den Werten des generischen Brenners (mit  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 0\%$ ,  $5.6\%$  und  $10.7\%$ ) für alle vier untersuchten Äquivalenzverhältnisse verglichen.



**Abbildung 7.16:** Maximales normiertes Pulsationsniveau des generischen Brenners (GB) sowie des Referenzbrenners (RB) mit und ohne Kühlluftindüsung für verschiedene Äquivalenzverhältnisse ( $\phi_{ges} = 0.435 - 0.500$ )

Der generische Brenner zeigt für alle untersuchten Fälle, unabhängig von der Kühlluftindüsung, ein deutlich reduziertes Pulsationsniveau im Vergleich zum Referenzbrenner. Die Amplituden liegen im Mittel um ungefähr 40% niedriger. Bei einem Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{ges} = 0.475$  zeigt der Referenzbrenner ein deutlich höheres Pulsationsniveau. Die Kühlluftindüsung reduziert für alle gemessenen Betriebspunkte des Referenzbrenners die Pulsationen. Diese Reduktion ist, wie auch beim generischen Brenner, für ein Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{ges} = 0.475$  signifikant.

Die Unterschiede in den Pulsationsniveaus der Brenner sind auf die Unterschiede in Flammenposition und Mischungsgüte in der Flammenfront zurückzuführen. Die Flamme sitzt beim Referenzbrenner im Brennermund,

während sich beim generischen Brenner die Flamme stromab der Brenneraustrittsebene befindet. Bei der Bewertung der Ergebnisse muss zudem berücksichtigt werden, dass der generische Brenner perfekt vorgemischt betrieben wird, wohingegen der Referenzbrenner technisch vorgemischt betrieben wird und somit zusätzliche Mischungsfluktuationen im Brennstoff-Luft-Gemisch auftreten. Es wurde jedoch in Abschnitt 5.2 gezeigt, dass der generische Brenner bei der technischen Vormischung im Vergleich zum Referenzbrenner vernachlässigbare Mischungsfluktuationen im Brennstoff-Luft-Gemisch erzeugt. Von daher ist auszugehen, dass das akustische Pulsationsniveau des generischen Brenners auch bei der technischen Vormischung mit Kühlluftindüsung deutlich geringer ist als das des Referenzbrenners.

### 7.3 Emissionen

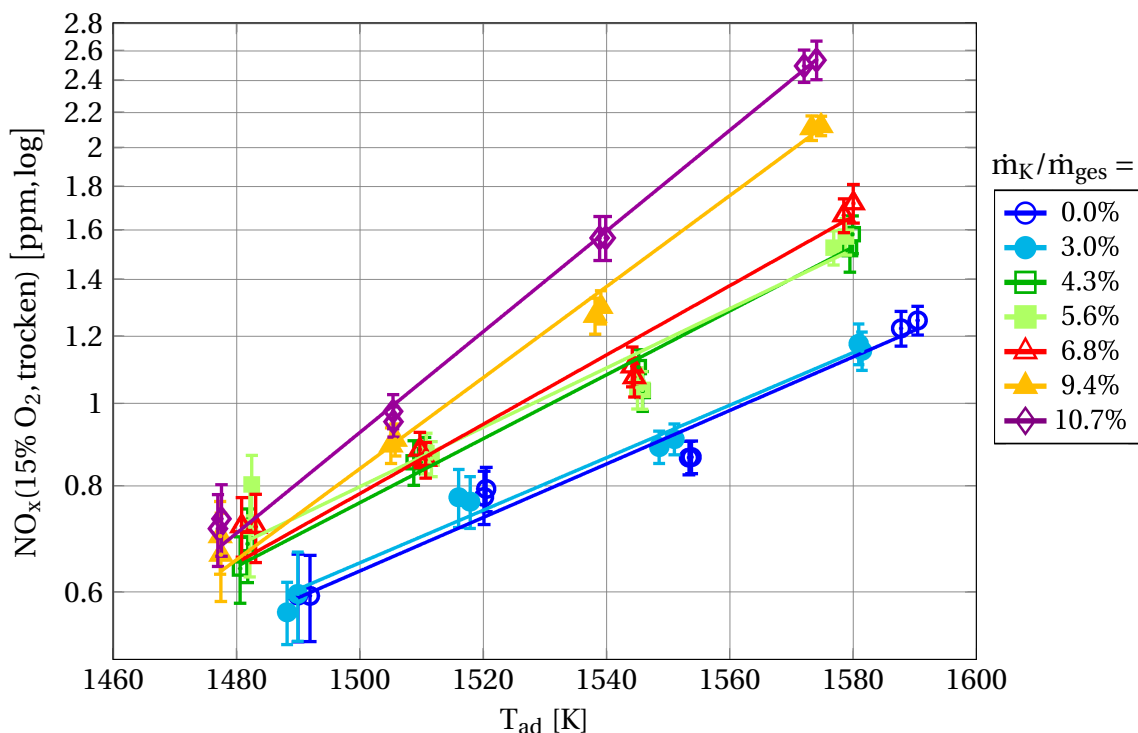
Simultan zu den Flammenbildern und den akustischen Pulsationen wurden die globalen Emissionen für  $O_2$ , CO,  $CO_2$ , NO und  $NO_2$  am Brennkammeraustritt gemessen. Die verwendete Messtechnik ist in Abschnitt 4.4.1 beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit soll vor allem geklärt werden, inwiefern die Eindüsung von Kühlluft in die Primärzone einen positiven Effekt auf die  $NO_x$ -Emissionen hat. Der Einfluss der Kühlluftindüsung auf die Emissionen wird vorrangig anhand des generischen Brenners untersucht. Der generische Brenner wird perfekt vorgemischt betrieben und die Menge der eingedüsten Kühlluft wird variiert. Der Betrieb ohne Kühlluftindüsung dient bei der Bewertung der Emissionswerte als Basislinie. Zum Vergleich wird auch der Referenzbrenner untersucht. Dieser kann jedoch nur technisch vorgemischt betrieben werden, wobei nur in den Betrieb mit bzw. ohne Kühlluftindüsung unterschieden werden kann.

#### 7.3.1 Globale Emissionen

Das globale Verbrennungsregime in dieser Arbeit war bei allen Versuchen mager, so dass eine vollständige Verbrennung vorausgesetzt werden kann. Dies wird durch die Abwesenheit von globalem CO bestätigt.

## Globale NO<sub>x</sub>-Emissionen des generischen Brenners beim Betrieb mit Kühlluftindüsung

In Abbildung 7.17 sind die globalen NO<sub>x</sub>-Emissionen des generischen Brenners (trocken, bezogen auf 15% O<sub>2</sub>) in Abhängigkeit von der adiabaten Flammentemperatur abgebildet. Wie in den vorangegangenen Abschnitten variiert die Kühlluftmenge von  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$  bis  $10.7\%$  und die eingestellten globalen Äquivalenzverhältnisse betragen  $\phi_{ges} = 0.435$  bis  $0.500$ . Die adiabate Flammentemperatur wurde aus den gemessenen Werten der O<sub>2</sub>-Konzentrationen nach Abschnitt 4.4.5 berechnet. Bei der Auswertung der globalen Emissionswerte wurden für jeden Betriebspunkt zwei Messreihen über jeweils 120 Sekunden gemittelt. In Abbildung 7.17 sind die Messergebnisse mit ihren dazugehörigen Fehlerbalken aufgetragen. Die Messdaten zeigen eine gute Reproduzierbarkeit mit geringer Messwertschwankung.



**Abbildung 7.17:** Globale NO<sub>x</sub>-Emissionen des generischen Brenners nahe der mageren Löschgrenze für verschiedene Kühlluftmengen

Auch bei der Auswertung der NO<sub>x</sub>-Emissionen sind drei generelle Betriebsbereiche in Abhängigkeit von der eingedüsten Kühlluftmenge identifizierbar: Eine geringe Kühlluftmenge ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$ ) verursacht im Vergleich zum Fall ohne Kühlluftindüsung nur eine vernachlässigbar kleine Änderungen der Emissionen. Mit steigender Kühlluftmenge werden die ge-

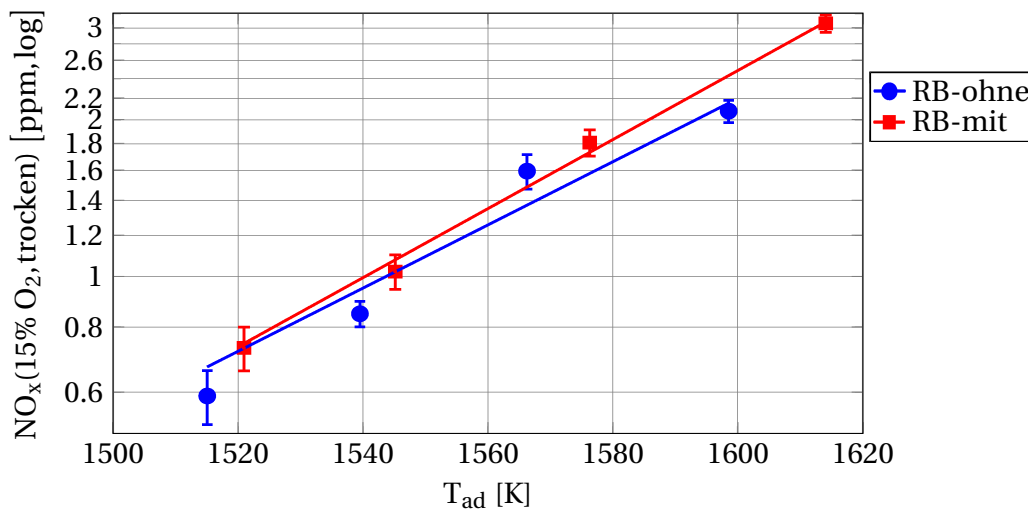
messenen  $\text{NO}_x$ -Konzentrationen größer. Dabei lässt sich anhand der Kurven aus Abbildung 7.17 eine Unterteilung in moderate Kühlluftmenge ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 4.3 - 6.8\%$ ) und hohe Kühlluftmenge ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 9.4 - 10.7\%$ ) vornehmen. Eine Erhöhung der Kühlluftmenge induziert ein fetteres Verbrennungsregime im Brenner und verursacht damit einen Anstieg der globalen  $\text{NO}_x$ -Konzentrationen. Obwohl die Gesamtluftmenge für alle Betriebspunkte konstant ist, steigen die Emissionswerte mit zunehmender, in die Primärzone eingedüster Kühlluftmenge. Dieses beobachtete Verhalten ist ein Indikator dafür, dass nicht die komplette zur Verfügung stehende Luft an der Verbrennung teilnimmt. Die quantitative Teilnahme der Kühlluft an der Verbrennung wird im Detail in Abschnitt 7.4 untersucht.

### **Globale $\text{NO}_x$ -Emissionen des Referenzbrenners beim Betrieb mit Kühlluftindüsung**

In Abbildung 7.18 sind die globalen  $\text{NO}_x$ -Emissionen des Referenzbrenners beim Betrieb mit und ohne Kühlluftindüsung abgebildet. Die Messungen werden entsprechend den oben beschriebenen Untersuchungen des generischen Brenners durchgeführt. In Abschnitt 5.2 wurde gezeigt, dass die  $\text{NO}_x$ -Emissionen des Referenzbrenners deutlich über denen des generischen Brenners beim Betrieb mit technischer Vormischung liegen. Beim Referenzbrenner im technisch vorgemischten Betrieb ist wie in Abbildung 7.17 ein Anstieg der globalen  $\text{NO}_x$ -Emissionen aufgrund der Kühlluftindüsung zu erkennen. Wie in Abschnitt 7.1.3 erläutert, ist die Menge der eingedüster Kühlluft beim Referenzbrenner gering. Dies zeigt sich auch in den nur marginalen Unterschieden der  $\text{NO}_x$ -Werte beim Betrieb mit und ohne Kühlluftindüsung.

#### **7.3.2 Lokale Emissionsverteilung**

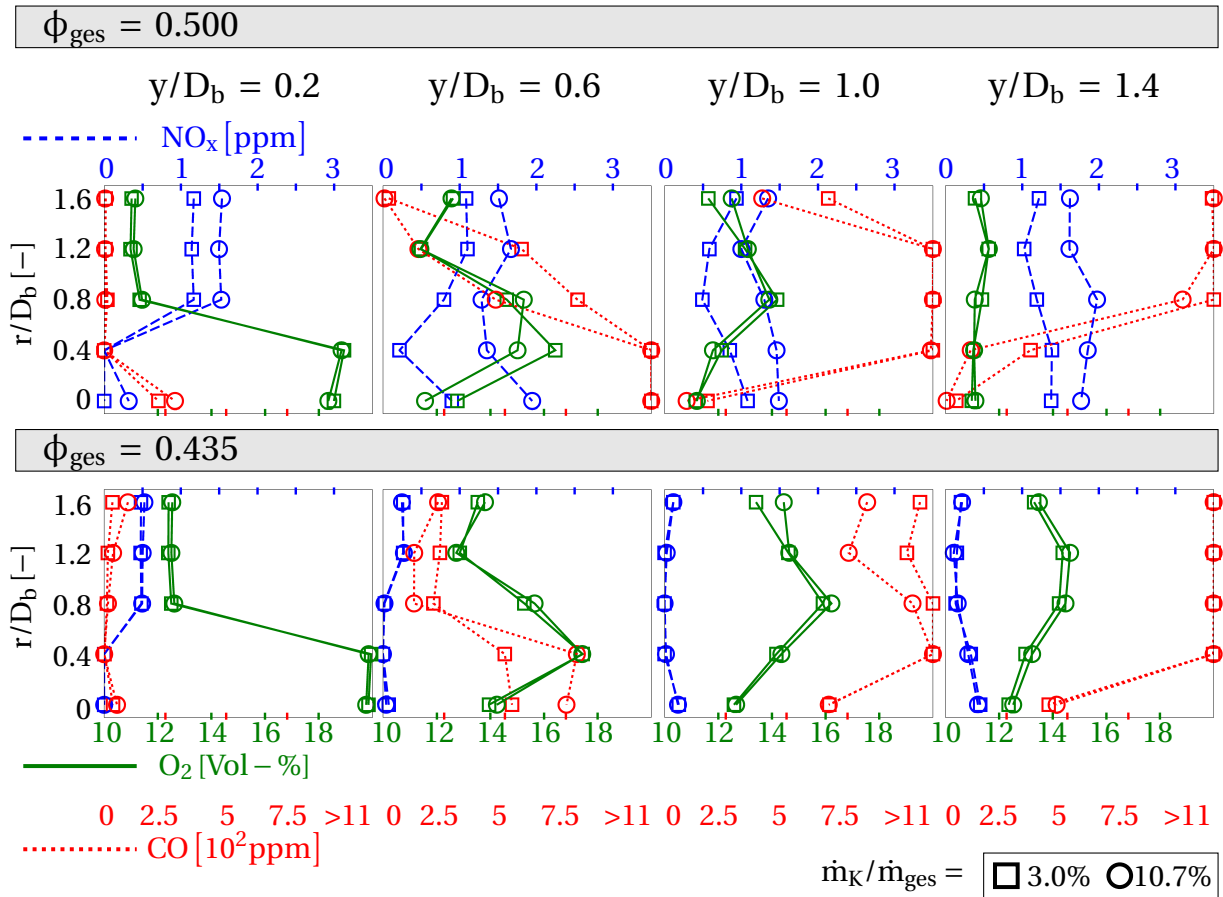
Um die Reaktionszone zu charakterisieren, wurden die lokalen Emissionen des generischen Brenners im Bereich der Flammenfront mit einer traversierbaren Sonde vermessen. Der Messaufbau ist in Abschnitt 4.4.2 beschrieben. Das Messfeld mit den Positionen der einzelnen Messpunkte ist in Abbildung 4.13 abgebildet. In Abbildung 7.19 werden die lokalen Emissionsfelder von vier Betriebspunkten miteinander verglichen: Für zwei Kühlluftmengen ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%, 10.7\%$ ) werden jeweils die Emissionen bei einem Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{ges} = 0.500$  (Abbildung 7.19-oben) und



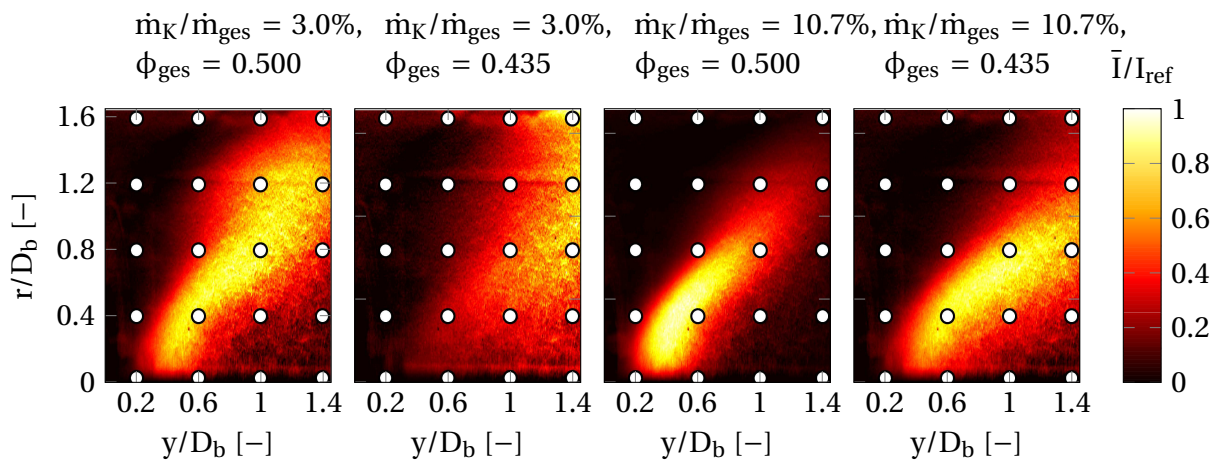
**Abbildung 7.18:** Globale  $NO_x$ -Emissionen des Referenzbrenners nahe der mageren Löschgrenze mit und ohne Kühlluftindüsung

$\phi_{ges} = 0.435$  (Abbildung 7.19-unten) bestimmt. Es werden die simultan gemessenen Konzentrationen von  $CO$ ,  $O_2$  und  $NO_x$  dargestellt. In der betrachteten Messebene ist die Verbrennungsreaktion noch nicht abgeschlossen, so dass keine vollständige Verbrennung vorliegt. Demzufolge ist die Messwertkorrektur aus Abschnitt 4.4.3 nicht anwendbar und die Messwerte werden in Abbildung 7.19 unkorrigiert dargestellt. Für jeden Messpunkt in axialer Richtung [ $y/D_b = 0.2 - 1.4$ ] ergibt sich eine Messreihe in radialer Richtung von der Brennermittelachse [ $r/D_b = 0$ ] bis nahe zur Brennkammerwand [ $r/D_b = 1.6$ ]. In Abbildung 7.19 ist für jeden axialen Messpunkt [ $y/D_b$ ] ein Unterdiagramm abgebildet. In jedem Unterdiagramm werden die  $NO_x$ -Konzentrationen auf der oberen x-Achse (blau) eingetragen. Die Werte für  $O_2$  werden auf der ersten unteren x-Achse (grün) eingetragen und die  $CO$ -Konzentrationen auf der zweiten unteren x-Achse (rot) markiert.

Zur besseren Orientierung werden in Abbildung 7.20 für die vier untersuchten Betriebspunkte die Abel-transformierten Flammenbilder (aus Abbildung 7.1 und Abbildung 7.2) mit den Messpositionen der lokalen Emissionsmessung abgebildet.



**Abbildung 7.19:** Lokale Emissionen ( $NO_x$ ,  $O_2$ ,  $CO$ ) bei unterschiedlichen Kühlluftmengen ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%, 10.7\%$ ) und Äquivalenzverhältnissen ( $\phi_{ges} = 0.500, 0.435$ ), generischer Brenner



**Abbildung 7.20:** Positionen der lokalen Emissionsmessung und Abel-transformierte Flammenbilder (Mittelwert) für die Betriebspunkte  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$  und  $10.7\%$  bei  $\phi_{ges} = 0.435$  und  $0.500$ , generischer Brenner



### Lokale CO-Emissionen

Die lokalen CO-Emissionen sind ein Indikator für den Reaktionsfortschritt und kennzeichnen die noch nicht vollständig abgeschlossene Verbrennungsreaktion. Hohe Werte für CO zeigen somit die Position der Reaktionszone an. Wie anhand der erhöhten CO-Emissionen mit Werten über 1100 ppm<sup>2</sup> bei  $[y/D_b = 1.4]$  ersichtlich ist, wird nicht die gesamte Reaktionszone aufgenommen. Weiter stromab liegende Zonen wurden aufgrund der begrenzten Zugänglichkeit nicht vermessen. Es wird nur ein Ausschnitt der Mittelebene vermessen, so dass keine quantitativen Schlüsse über die globale Emissionsentstehung gezogen werden können. Der Fokus der Studie liegt allerdings ohnehin auf der Emissionsentstehung im vorderen Bereich der Flammenfront. Die Abhängigkeit der lokalen Emissionsverteilung von den Betriebspunkten wird dort genauer untersucht. Für geringe Äquivalenzverhältnisse nahe der mageren Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.435$ ) ist die Reaktionszone breiter verteilt und erstreckt sich weiter stromab im Vergleich zum fetteren Betrieb bei  $\phi_{ges} = 0.500$ . Das Flammenabheben nahe der mageren Löschgrenze ist deutlich anhand der Verteilung der CO-Emissionen zu identifizieren. Eine höhere Kühlluftmenge reduziert das Flammenvolumen. Insbesondere die Bereiche der Scherschichten, in denen die Verbrennungsreaktion stattfindet, sind kompakter. Diese durch die Kühlluftvariation hervorgerufenen Unterschiede sind vor allem bei den axialen Messpunkten  $[y/D_b = 0.6, 1.0]$  deutlich zu erkennen.

### Lokale O<sub>2</sub>-Emissionen

Die O<sub>2</sub>-Werte sind in der Region nahe der Brenneraustrittsebene  $[r/D_b = 0 - 0.4, y/D_b = 0.2]$  hoch. Die erhöhten Werte zeigen den eintretenden Massenstrom des unverbrannten Gasmisches an. Stromab vergleichmäßigen sich die O<sub>2</sub>-Profile in radialer Richtung und es ist nur ein leicht erhöhter Konzentrationswert in den äußeren Scherschichten erkennbar  $[y/D_b = 1.4]$ . Die höheren O<sub>2</sub>-Werte zeigen dabei die Bereiche auf, in denen die Verbrennungsreaktion noch nicht abgeschlossen ist und noch unverbranntes Brennstoff-Luft-Gemisch vorliegt. Stromab verschieben sich diese Bereiche vom Strömungszentrum  $[r/D_b = 0 - 0.4, y/D_b = 0.2]$  auf größere Radien zu  $[r/D_b = 0.4 - 0.8, y/D_b = 0.6]$  bis in die Scherschichten bei  $[r/D_b = 0.8, y/D_b = 1.0]$  und  $[r/D_b = 1.2, y/D_b = 1.4]$ . Anhand der

<sup>2</sup> Messbereich 0-1000 ppm

niedrigeren  $O_2$ -Konzentrationen ist deutlich die Region der Rückstromzone in der Messebene [ $y/D_b = 0.6$ ] identifizierbar. Auf der Brennermittelachse [ $r/D_b = 0$ ] ist ab einer axialen Distanz von [ $y/D_b = 1.0$ ] die Reaktion abgeschlossen und es stellt sich die endgültige Abgaskonzentration für  $O_2$  ein. Die stromauf rezirkulierenden Reaktionsprodukte verdünnen das unverbrannte Gemisch, so dass die  $O_2$ -Konzentrationen deutlich reduziert werden. Im Bereich der Rezirkulationszone [ $r/D_b = 0 - 0.4$ ,  $y/D_b = 0.6$ ] ist für höhere Äquivalenzverhältnisse deutlich ein Einfluss der Kühlluftindüsung auf die  $O_2$ -Konzentrationen zu erkennen. Eine hohe Kühlluftmenge verursacht geringere  $O_2$ -Konzentrationen im Brennerzentrum. Bei Annäherung an die mageren Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.435$ ) verschwinden die Unterschiede zwischen den Kühlluftmengen und die  $O_2$ -Konzentrationen sind gleich.

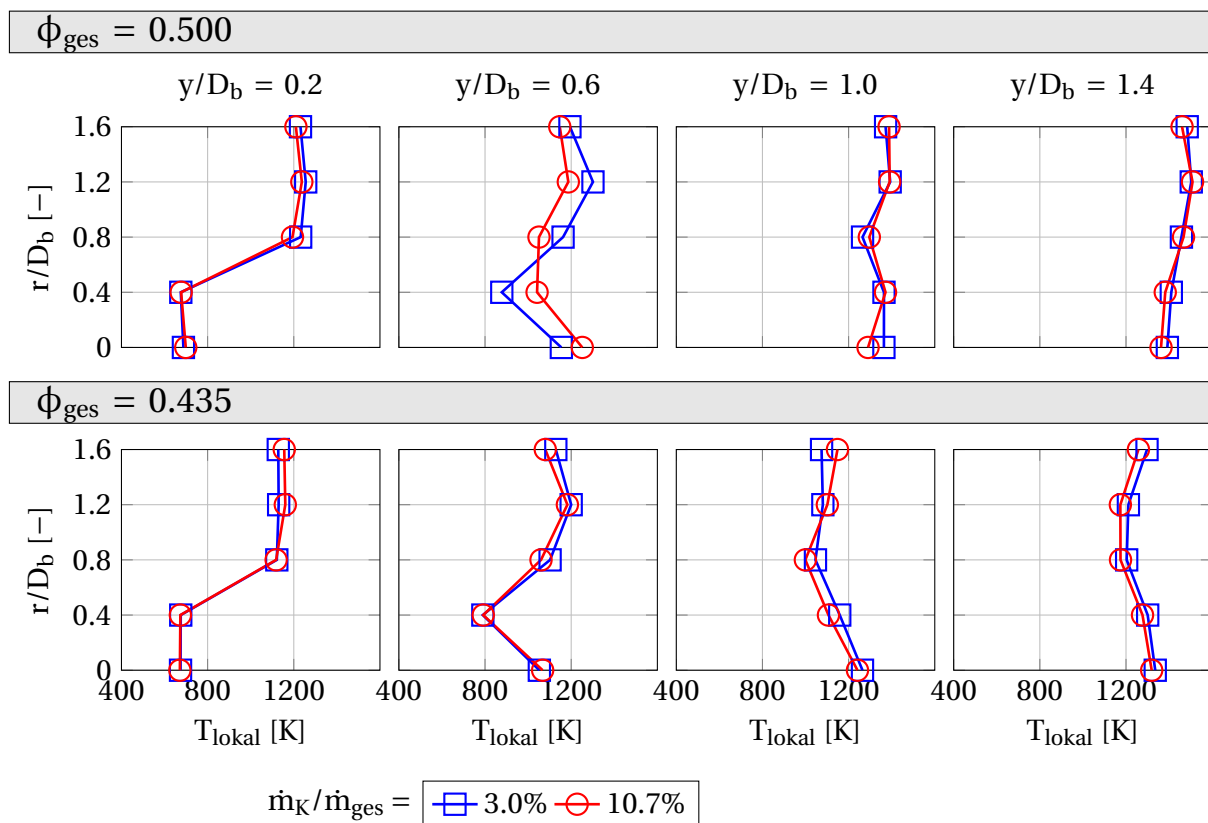
### Lokale $NO_x$ -Emissionen

Bei geringem Äquivalenzverhältnis ( $\phi_{ges} = 0.435$ ) variieren die lokalen  $NO_x$ -Emissionen kaum für unterschiedliche Kühlluftmengen. Aufgrund der starken Fluktuationen nahe der mageren Löschgrenze wird eine verbesserte Feinmischung erzielt, was die lokalen  $NO_x$ -Emissionen deutlich reduziert. Das Verbrennungsregime ist sehr mager, so dass nur geringe Mengen an  $NO_x$  gebildet werden. Bei fetterer Verbrennung ( $\phi_{ges} = 0.500$ ) sind die Werte der Emissionen für  $NO_x$  höher, wobei die Menge an eingedüster Kühlluft eindeutig Auswirkungen auf die Konzentrationsverteilung hat. Wie auch bei den globalen Messungen, verursacht eine höhere Kühlluftmenge höhere  $NO_x$ -Konzentrationen bei  $\phi_{ges} = 0.500$ . Die radiale Verteilung ist nahe der Brenneraustrittsebene [ $y/D_b = 0.2 - 0.6$ ] aufgrund der einströmenden Brennerhauptströmung bzw. der Rückstromzone noch ungleichmäßig. Mit steigender axialer Position  $y/D_b$  vergleichmäßigen sich die radialen  $NO_x$ -Profile. Es lässt sich ein Zusammenhang zwischen höheren  $O_2$ -Konzentrationen bei gleichzeitig niedrigeren  $NO_x$ -Werten erkennen. In Regionen, die lokal magerer sind, bilden sich demnach geringere Mengen an  $NO_x$ .

Insgesamt bestätigen die hier gemachten Beobachtungen die Erkenntnisse der globalen Emissionsanalyse und der vorangegangenen Auswertung zur Flammenstabilität.

### 7.3.3 Lokale Temperaturverteilung

Parallel zu den lokalen Emissionen wurden die lokalen mittleren Temperaturen im Nahbereich der Messgasentnahmestelle gemessen. Der Messaufbau sowie die Berechnung der strahlungskorrigierten lokalen Gastemperatur  $T_{\text{lokal}}$  sind in Abschnitt 4.5 präsentiert. Die Messpositionen und Betriebspunkte der lokalen Temperaturmessung sind die gleichen wie in Abbildung 7.19. Zur Berechnung der strahlungskorrigierten Temperaturen müssen Vereinfachungen getroffen werden (siehe Abschnitt 4.5), die unter Umständen die quantitative Aussage bzgl. der tatsächlich vorherrschenden Temperatur verfälschen<sup>3</sup>. Dennoch lassen sich aus einem Vergleich der Ergebnisse für verschiedene Betriebspunkte (Abbildung 7.21) qualitative Schlüsse ziehen.



**Abbildung 7.21:** Lokale Temperaturen bei unterschiedlichen Kühlluftmengen ( $\dot{m}_K/\dot{m}_{\text{ges}} = 3.0\%, 10.7\%$ ) und Äquivalenzverhältnissen ( $\phi_{\text{ges}} = 0.500, 0.435$ ), generischer Brenner

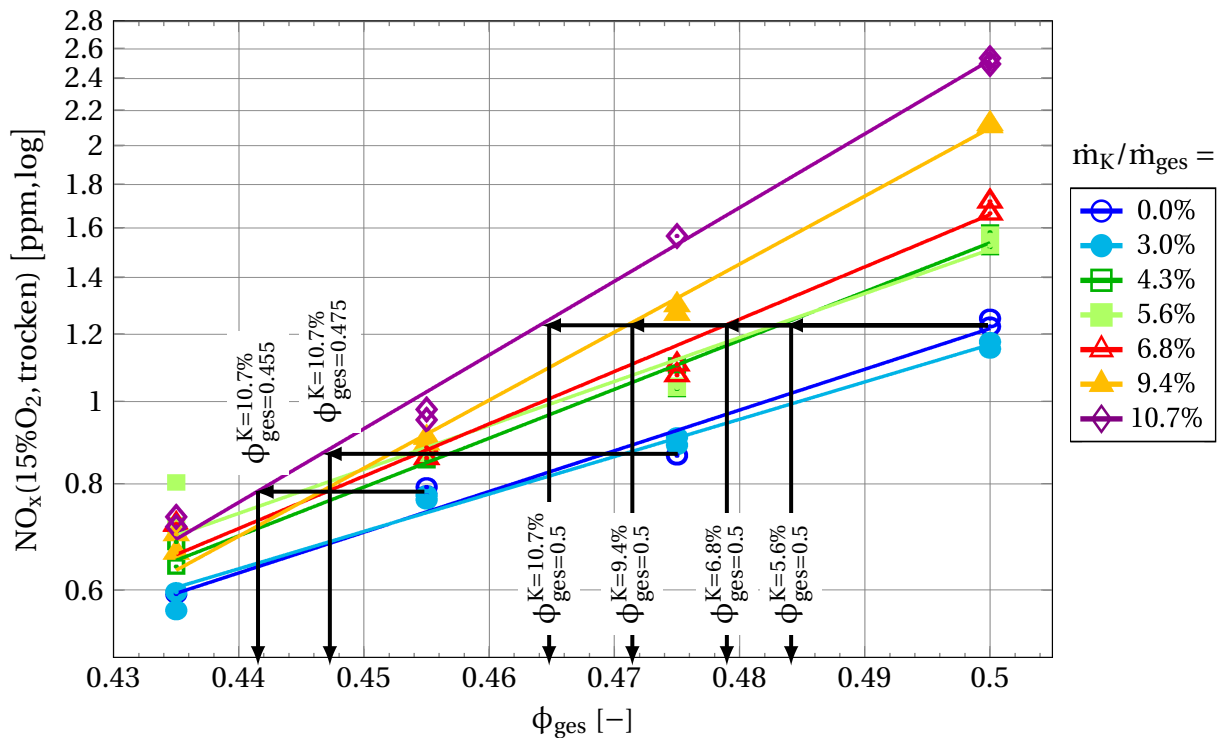
<sup>3</sup> Der thermische Messfehler beträgt ungefähr  $\pm 10K$  [Ras12]

Abbildung 7.21 zeigt die erwartete Abhängigkeit der lokalen Gastemperaturen vom Betriebspunkt. Bei magerer Verbrennung sinken die Verbrennungstemperaturen. Bei Annäherung an die magere Löschgrenze ( $\phi_{ges} = 0.435$ ) sind die Gastemperaturen, insbesondere stromab der Brenneraustrittsebene (ab  $y/D_b = 1.0$ ), geringer als für den Betrieb mit  $\phi_{ges} = 0.500$ . Im Nahbereich der Brenneraustrittsebene ( $y/D_b = 0.2$ ) ist ein deutlicher Einfluss des einströmenden Frischgases ( $T_{ein} = 673K$ ) auf die Temperaturverteilung zu erkennen. Das rezirkulierende heiße Verbrennungsgas ist eindeutig bei einer axialen Position von  $y/D_b = 0.6$  auf der Brennermittelachse ( $r/D_b = 0$ ) zu erkennen. Stromab vergleichmäßigen sich die radialen Unterschiede der Temperaturprofile. Der Einfluss der Kühlluftmenge auf die lokale mittlere Temperatur ist minimal. Bei einem axialen Abstand von  $y/D_b = 1.4$  zur Brenneraustrittsebene liegen die Temperaturen für eine Kühlluftmenge von  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 10.7\%$  geringfügig, aber eindeutig unter denen für  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 3.0\%$ . Zwar ist der Einfluss der Kühlluftmenge auf die mittlere Temperaturverteilung klein, dennoch reduziert eine größere Menge an eingedüster Kühlluft die mittlere Verbrennungstemperatur.

Bei der lokalen Temperaturmessung können Temperaturschwankungen nicht zeitlich aufgelöst gemessen werden. Daher ist ein Einfluss der Flammenfluktuation (siehe Abbildung 7.7) in Abhängigkeit von der Kühlluftindüsung auf die Ergebnisse in Abbildung 7.21 nicht eindeutig detektierbar. Generell bestätigen die Ergebnisse, dass in Regionen mit höheren Verbrennungstemperaturen auch höhere  $NO_x$ -Emissionen zu erwarten sind (vergleiche mit Abbildung 7.19).

## 7.4 Teilnahme der Kühlluft an der Verbrennung

Wie bereits bei der Auswertung der globalen Emissionen beobachtet (siehe Abschnitt 7.3.1), nimmt nicht die gesamte Menge der eingedüsten Kühlluft an der Verbrennung teil. Nachfolgend wird quantitativ beurteilt, in welchem Umfang die Kühlluft in Abhängigkeit vom Verbrennungsregime und der eingedüsten Kühlluftmenge an der Verbrennung teilnimmt. Die Bestimmung erfolgt basierend auf den gemessenen globalen Abgasemissionen. Dazu werden die globalen  $NO_x$ -Emissionen in Abhängigkeit von dem vorab bestimmten und eingestellten globalen Äquivalenzverhältnis  $\phi_{ges}$  in Abbildung 7.22 aufgetragen. Die Bestimmung von  $\phi_{ges}$  ist am Anfang dieses Kapitels erläutert.



**Abbildung 7.22:** Bestimmung der Kühlluftmenge, die nicht an der Verbrennung teilnimmt, basierend auf der Abhängigkeit der globalen  $\text{NO}_x$ -Emissionen vom Äquivalenzverhältnis  $\phi_{ges}$

Die in die Brennkammer eintretenden Massenströme sind für die Kühlluftvariationen bei jedem  $\phi_{ges}$  jeweils gleich. Der Brennstoffmassenstrom ist konstant und der Luftstrom teilt sich in Brennerhauptstrom und Kühlluftstrom auf. Bei gleichem Luft- und Brennstoffangebot sollte also das globale Äquivalenzverhältnis sowie die gemessenen Emissionen am Ende der Brennkammer nach Abschluss der Reaktion, unabhängig von der Kühlluftvariation, gleich sein. Wie in Abbildung 7.22 zu sehen ist, steigen jedoch die  $\text{NO}_x$ -Emissionen mit steigender Kühlluftmenge an. Der Reaktionsablauf und somit die Entstehung der Reaktionsprodukte sind demzufolge abhängig von der Menge der eingedüsten Kühlluft. Die steigende  $\text{NO}_x$ -Konzentration mit steigender Kühlluftmenge lässt auf ein fetter werdendes Verbrennungsregime und somit eine Reduktion der Menge an Kühlluft, die an der Verbrennung teilnimmt, schließen. Die eingedüste Kühlluft mischt sich folglich nicht komplett mit den Verbrennungsgasen.

Um dieses Verhalten zu beschreiben, wird nachfolgend ein Modell entwickelt, bei dem sich die eingedüste Kühlluft unterteilen lässt in einen Anteil, der an

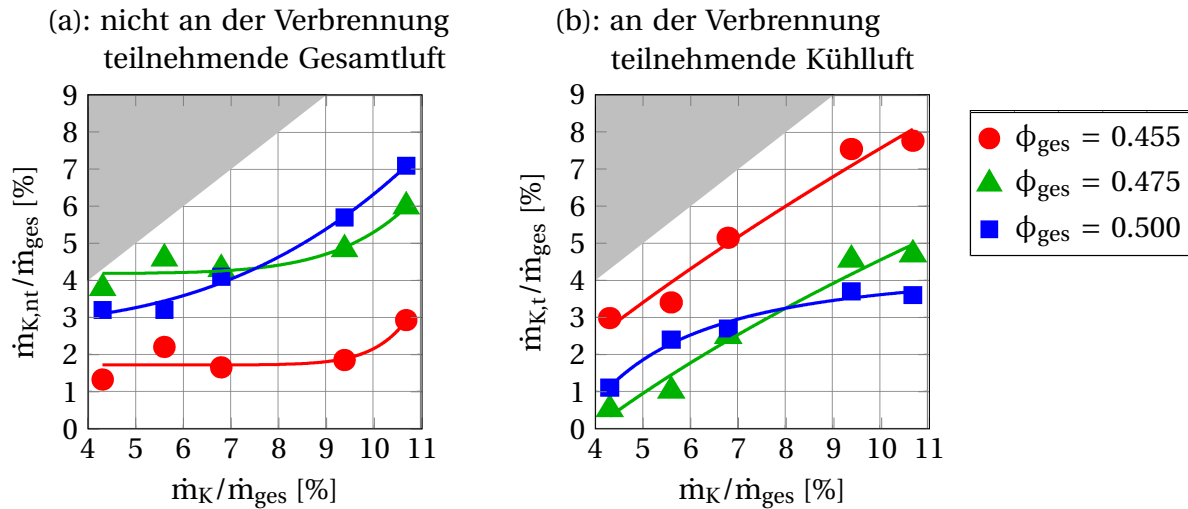
der Verbrennung teilnimmt, sowie in einen Anteil, der nicht teilnimmt. Um den Anteil der Gesamtluft, die nicht an der Verbrennung teilnimmt, zu bestimmen, wird die Differenz zwischen tatsächlichem ( $\phi_{ges}^K$ ) und erwartetem ( $\phi_{ges}$ ) Äquivalenzverhältnis bestimmt. Die Ermittlung der Abweichung zum Basisfall ohne Kühlluftindüsung ist beispielhaft in Abbildung 7.22 für ausgewählte Betriebspunkte gezeigt. In Gleichung 7.4 ist exemplarisch die Bestimmung der prozentualen Menge der nicht an der Verbrennungsreaktion teilnehmenden Luft für den Betrieb bei  $\phi_{ges}$  und  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 5.6\%$  gezeigt. Der prozentuale Anteil an Luft am Gesamtmassenstrom, der nicht an der Verbrennung teilnimmt, berechnet sich als:

$$\frac{\dot{m}_{K,nt}}{\dot{m}_{ges}} = 1 - \frac{\phi_{ges=0.500}^{K=5.6\%}}{\phi_{ges}} = 1 - \frac{0.484}{0.500} = 3.2\% \quad . \quad (7.4)$$

Dies bedeutet, dass bei einer eingedüsten Kühlluftmenge von 5.6% und einem voreingestellten Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{ges} = 0.500$ , nur 96.8% der zur Verfügung stehenden Gesamtluft an der Verbrennung teilnehmen bzw. sich 3.2% der Gesamtluft nicht mit den Verbrennungsgasen mischen um zu reagieren. Die Auswertung für die einzelnen Messpunkte ( $\phi_{ges} = 0.455, 0.475, 0.500$  und  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges}=4.3-10.7\%$ ) resultiert in Abbildung 7.23-(a), in der der prozentuale Anteil der Luft am Gesamtmassenstrom, der nicht an der Verbrennung teilnimmt, in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis und der eingedüsten Kühlluftmenge dargestellt wird. Um den Zusammenhang besser zu verdeutlichen, werden in Abbildung 7.23-(b) der Anteil der Kühlluft am Gesamtmassenstrom, der tatsächlich an der Verbrennung teilnimmt, in Abhängigkeit von der eingedüsten Kühlluftmenge dargestellt. In beiden Abbildungen sind die Grenzbereiche in grau eingezeichnet. Der teilnehmende Kühlluftmassenstrom berechnet sich als:

$$\frac{\dot{m}_{K,t}}{\dot{m}_{ges}} = \frac{\dot{m}_K - \dot{m}_{K,nt}}{\dot{m}_{ges}} \quad . \quad (7.5)$$

Dies bedeutet für das vorangegangene Beispiel in Gleichung 7.4, dass von der eingedüsten Kühlluftmenge von  $\dot{m}_K/\dot{m}_{ges} = 5.6\%$  nur eine Menge von  $\dot{m}_{K,t}/\dot{m}_{ges} = 2.4\%$  an der Verbrennung teilnimmt.



**Abbildung 7.23:** (a): Prozentualer Anteil der Gesamtluft, die nicht an der Verbrennung teilnimmt und (b): Prozentualer Anteil der Kühlluft am Gesamtmassenstrom, die an der Verbrennung teilnimmt für verschiedene Äquivalenzverhältnisse ( $\phi_{ges} = 0.455, 0.475, 0.500$ ) und Kühlluftmengen ( $\dot{m}_K / \dot{m}_{ges} = 4.3-10.7\%$ )

Der Anteil der Kühlluft, der an der Verbrennung teilnimmt, steigt bei Annäherung an die magere Löschgrenze. Die Reaktionszone ist bei geringeren Äquivalenzverhältnissen vergrößert und befindet sich weiter stromab der Brenneraustrittsebene (vergleiche auch Abbildung 7.2). Zusätzlich sorgen erhöhte Fluktuationen für eine bessere Feinmischung zwischen eingedüster Kühlluft und Verbrennungsgasen. Die eingedüster Kühlluft nimmt somit bei sehr mageren Bedingungen mit langen Flammenzonen fast vollständig an der Verbrennung teil. Das Verhalten zwischen eingedüster Kühlluftmenge und teilnehmender Kühlluftmenge ist für  $\phi_{ges} = 0.455$  annähernd linear (Abbildung 7.23-(b)). Verkürzt sich die Flamme bei höheren Äquivalenzverhältnissen, sinkt die Menge der an der Verbrennung teilnehmenden Kühlluft. Es treten geringere Fluktuationen auf und die Flamme wird kompakter (vergleiche auch Abbildung 7.1). Der Zusammenhang zwischen eingedüster Kühlluftmenge und an der Verbrennung teilnehmender Kühlluftmenge weicht bei einem Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{ges} = 0.500$  vom linearen Verhalten ab. Dies wird deutlich bei der Betrachtung von Abbildung 7.23-(b). Die Menge der teilnehmenden Kühlluft steigt weniger stark an, als die Menge der eingedüster Kühlluft. Insbesondere bei hohen Kühlluftmengen (ab  $\dot{m}_K / \dot{m}_{ges} = 9.4\%$ ) nimmt ein deutlich geringerer Anteil an der Verbrennung teil.

In den isothermen Untersuchungen in Kapitel 6 wurde gezeigt, dass sich die Kühlluft zunächst in die äußeren Scherschichten einmischt und von dort durch die turbulente Hauptströmung weiter in den Bereich der Rezirkulationszone transportiert wird. Diese Beobachtung konnte in den atmosphärischen Untersuchungen bestätigt werden. Wie in Abbildung 7.1 aufgezeigt wurde, werden die Scherschichten bei hoher Kühlluftmenge und höheren Äquivalenzverhältnissen besonders stark gequenchet. Die Kühlluft mischt sich dabei vorwiegend in die Scherschichten ein und verdünnt diese stark. Es entstehen hohe Ungemischtheiten, so dass diese großen Gemischunterschiede zwischen Kühlluft und Brennstoff-Luft-Gemisch den Reaktionsverlauf stoppen. Da der Großteil der eingedüsten Kühlluft vorwiegend die Scherschichten verdünnt, ohne sich in die Reaktionszone einzumischen, nimmt nur eine geringe Kühlluftmenge an der Verbrennung teil. Die Reaktion in den Scherschichten, und somit die reaktive Umsetzung der Kühlluft durch die Verbrennung, wird durch das Flammenlöschen reduziert. Auch für den Betrieb bei einem Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{ges} = 0.475$  sinkt bereits der Anteil der Kühlluft, der an der Verbrennung teilnimmt. Zwar liegt noch eine lineare Verknüpfung zwischen eingedüster Kühlluftmenge und tatsächlich an der Verbrennung teilnehmender Kühlluft vor, doch ist das Niveau deutlich geringer als für den mageren Betriebspunkt.

Eine Erhöhung der eingedüsten Kühlluftmenge erzielt somit bei einem Betrieb nahe der mageren Löschgrenze nicht den gewünschten positiven Effekt auf das Emissionsniveau, da die Kühlluft größtenteils nicht an der Reaktion teilnimmt. Durch eine Annäherung an die magere Löschgrenze kann zwar eine verbesserte Teilnahme der Kühlluft an der Verbrennung erzielt werden, jedoch müssen dabei das erhöhte Fluktuationsniveau und somit eine Verschlechterung der Flammenstabilität berücksichtigt werden. Die hier gemachten Untersuchungen wurden bei atmosphärischen Bedingungen durchgeführt. Beim Betrieb unter erhöhtem Druck, wie er üblicherweise bei stationären Gasturbinen herrscht, verkürzt sich die Flamme, da die Reaktion in den äußeren Scherschichten weniger stark gequenchet wird. Demzufolge nimmt eine noch geringere Menge an eingedüster Kühlluft an der Verbrennung teil.



## 7.5 Zusammenfassung der Verbrennungsversuche zur Kühlluftindüsung

Zum Ende dieses Kapitels werden nun die in den atmosphärischen Verbrennungsversuchen gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst. Ein Überblick über die für dieses Kapitel durchgeführten Untersuchungen ist in Tabelle 7.1 gegeben. Es wurde der Einfluss der Kühlluftindüsung bei unterschiedlichen Äquivalenzverhältnissen hinsichtlich Flammenform und -stabilität, akustischem Pulsationsniveau in der Brennkammer, globaler und lokaler Emissionsbildung, lokaler Temperaturverteilung in der Flammenfront sowie Teilnahme der Kühlluft an der Verbrennung untersucht. Der Großteil der Untersuchungen wurde mit dem generischen Brenner durchgeführt. Zum Vergleich wurden Flammenstabilität, akustisches Pulsationsniveau und globale  $\text{NO}_x$ -Emissionen des Referenzbrenners mit und ohne Kühlluftindüsung ausgewertet.

In Abhängigkeit von der direkt eingedüssten Kühlluftmenge wurden drei generelle Betriebsbereiche identifiziert: Eine geringe Kühlluftmenge hat einen vernachlässigbaren Einfluss auf das atmosphärische Verbrennungsverhalten, eine moderate Kühlluftmenge beeinflusst die Verbrennung im Vergleich zum Betrieb ohne Kühlluftindüsung und eine größere Menge an injizierter Kühlluft wirkt sich signifikant auf die Verbrennungscharakteristiken aus.

Eine moderate Kühlluftmenge verzögert das Flammenabheben nahe der mageren Löschgrenze im Vergleich zum Betrieb ohne Kühlluftindüsung. Bei konstantem Gesamtmassenstrom wird das Verbrennungsregime mit steigender Kühlluftmenge fetter. Auch wenn eine hohe Kühlluftmenge ein starkes Flammenlöschen, insbesondere in den Scherschichten, verursacht, so werden die Fluktuationen bei moderaten Äquivalenzverhältnissen reduziert. Der fette Flammenkern stabilisiert die Verbrennung und die Flamme wird kompakter. Bei Annäherung an die magere Löschgrenze verschwindet jedoch der stabilisierende Einfluss des fetten Flammenkerns. Die Flamme alterniert zwischen brennernahe und -ferne Position und weist dabei hohe Schwankungen der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzintensitäten auf. Die Reaktionszone ist dadurch breiter verteilt und nach stromab verschoben, was eine verbesserte Einmischung der Kühlluft ermöglicht. Die Lage der Reaktionszone konnte mit Hilfe der lokalen Emissionsmessungen, basierend auf den CO-Emissionen, identifiziert werden.

Größere Mengen an Kühlluft bei höheren Äquivalenzverhältnissen resultieren, aufgrund der Flammenstabilisierung im Zentrum, in einem geringeren Niveau an akustischen Pulsationen. Ein Absenken des Äquivalenzverhältnisses verursacht ein hohes Niveau an tieffrequenten Pulsationen, die unabhängig von der Menge der eingedüsten Kühlluft sind. Es konnte gezeigt werden, dass beim Auftreten von Löschpulsationen der Einfluss der Kühlluftindüsung verschwindet. Das Strömungsfeld ändert sich dabei gegenüber dem isothermen Mischungsuntersuchungen. Es bilden sich kohärente Wirbel, die für eine intensive Mischung sorgen. Der höherfrequente Bereich des Frequenzspektrums zeigt eine Abhängigkeit von der Kühlluftmenge, wobei sich mit steigender Kühlluftmenge das Pulsationsniveau reduziert.

Für Betriebspunkte, die weit entfernt vom mageren Flammenlöschen sind, verursacht die Kühlluftindüsung einen Anstieg der  $\text{NO}_x$ -Emissionen. Die niedrigsten  $\text{NO}_x$ -Emissionen werden für den Fall ohne Kühlluftindüsung erzielt. Die Menge der Kühlluft, die an der Verbrennung teilnimmt, ist abhängig vom Betriebsbereich. Mit sinkendem Äquivalenzverhältnis steigt der Anteil der Kühlluft, der an der Verbrennung teilnimmt. Für niedrige Äquivalenzverhältnisse und langgestreckte Flammenzonen nimmt die Kühlluft fast vollständig an der Verbrennung teil. Für höhere Äquivalenzverhältnisse und kompaktere Flammenzonen nimmt hingegen nur ein Teil der Kühlluft an der Verbrennung teil. Die zusätzlich eingedüste Kühlluft erfüllt demnach bei größeren Eindüsungsmengen nicht den erwünschten Zweck, die Werte der  $\text{NO}_x$ -Emissionen zu reduzieren.

Der Referenzbrenner weist im Vergleich zum generischen Brenner höhere Flammenfluktuationen und somit ein deutlich höheres Niveau an akustischen Pulsationen auf. Wie beim generischen Brenner verbessert eine Kühlluftindüsung die Stabilität im tieffrequenten Bereich für höhere Äquivalenzverhältnisse. Nahe der mageren Löschgrenze dominieren die Löschpulsationen, so dass auch dort der Einfluss der Kühlluftindüsung auf die Stabilität vernachlässigbar ist.

---

## 8 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, den Zusammenhang zwischen direkter Kühlluftinjektion in die Primärzone einer Brennkammer und den beobachteten Verbrennungsinstabilitäten nahe der mageren Löschgrenze, die vermutlich durch Inhomogenitäten im lokalen Äquivalenzverhältnis auftreten, zu verstehen. Es galt zu klären, ob das Äquivalenzverhältnis in der Flammenzone nahe der mageren Löschgrenze weiter reduziert werden kann, ohne dass Verbrennungsinstabilitäten auftreten und inwieweit sich diese Abmagerung positiv auf die  $\text{NO}_x$ -Emissionen auswirkt.

Um die Auswirkungen der Kühlluftindüsung bewerten zu können, wurde zunächst das bisher nicht erforschte Einmischverhalten der Kühlluft in die Primärzone der Brennkammer detailliert untersucht. Bei der Analyse von Strömungs- und Mischungsfeldern werden üblicherweise die mittleren Felder analysiert. Im Rahmen dieser Arbeit hat sich jedoch gezeigt, dass Mittelwerte die für Instabilitäten verantwortlichen Strömungsstrukturen nicht aufdecken können. Im Mittel ist die Verdünnung der Hauptströmung durch die injizierte Kühlluft zu gering, als dass eine signifikante Beeinflussungen der Verbrennungscharakteristiken zu erwarten ist. Dennoch wurde, in Abhängigkeit vom Verbrennungsregime und der eingedüsten Kühlluftmenge, eine deutliche Auswirkung auf die Verbrennungsstabilität beobachtet. Bei der Analyse des Kühlluftinflusses ist das momentane Strömungs- und Mischungsfeld demnach entscheidend. Um instationäre Phänomene umfassend aufdecken zu können, musste in dieser Arbeit zunächst die notwendige Messtechnik zur Verfügung gestellt werden, mit der eine hohe zeitliche und räumliche Auflösung der Messdaten realisiert werden konnte.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden isotherme Strömungs- und Mischungsuntersuchungen im Wasserkanal durchgeführt. Basierend auf den Ergebnissen der isothermen Untersuchungen wurden zudem Studien im atmosphärischen Verbrennungsprüfstand durchgeführt. Die gewonnenen Erkenntnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Zunächst wurden die Strömungscharakteristiken der verwendeten Drallbrenner identifiziert. Im Vergleich zum Referenzbrenner besitzt der generische Brenner einen weiten Wirbelkernradius mit einer stabilen Rezirkulationszone außerhalb der Brenneraustrittsebene. Die Feinmischung des Brennstoff-Luft-Gemisches des generischen Brenners ist im technisch vorgemischten Betrieb deutlich verbessert gegenüber dem Referenzbrenner. Dies spiegelt sich auch in den gemessenen  $\text{NO}_x$ -Emissionen im atmosphärischen Verbrennungsversuch wieder.
- Es wurden insbesondere in den Scherschichten großskalige instationäre Wirbelstrukturen aufgedeckt, die für den Gemischtransport entlang der Scherschichten bis in den Kernbereich der Rezirkulationszone verantwortlich sind. Isotherme Studien zum Einmischverhalten der Kühlluft zeigen, dass die Kühlluft sich im Bereich der Flammenzone nicht feinskalig einmischt. Die instationären Messungen decken auf, dass großskalige Mischungsfluktuationen mit großen Mischungsgradienten auftreten. Ballen von Kühlluft werden durch die großskaligen Wirbelstrukturen in den Scherschichten transportiert und erreichen dabei den Stagnationspunkt, an dem die Flamme im reagierenden Fall verankert ist.
- Es wurden Parameterstudien zur Identifizierung des Einflusses von Injektorgeometrie, Injektionsimpuls und Kühlluftmenge auf die Mischungsverteilung durchgeführt. Das zeitliche und örtliche Strömungs- und Mischungsfeld ist unabhängig von Injektorgeometrie und Injektionsimpuls. Das Strömungsfeld der Hauptströmung bleibt dabei ungestört von der Kühlluftinjektion. Die starke axiale Konvektion der Hauptströmung verhindert ein Eindringen der Kühlluft in den Kernbereich der Strömung. Neben dem Nahbereich der Kühlluftinjektoren werden vor allem die Scherschichten stark verdünnt, in denen auch die höchsten Mischungsfluktuationen auftreten. Bei Variation der Kühlluftmenge wurde eine Selbstähnlichkeit der Mischungsverteilung beobachtet. Basierend auf den isothermen Untersuchungen konnten Schlussfolgerungen für den Betrieb mit Verbrennung gezogen werden. Für den Designprozess der Kühlluftinjektoren liefern die gewonnenen Erkenntnisse den größtmöglichen Freiheitsgrad bei der konstruktiven Gestaltung.
- In Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis und der Menge an direkt eingedüster Kühlluft, treten bei der atmosphärischen Verbrennung signifikante Änderungen im Flammenverhalten sowie im Emissions- und akus-

---

tischem Pulsationslevel auf. Es wurden magere Betriebspunkte unter Annäherung an die magere Löschgrenze untersucht. Eine geringe Kühlluftmenge zeigt keine Unterschiede in den Verbrennungscharakteristiken im Vergleich zum Betrieb ohne Kühlluftinjektion. Mit erhöhter Kühlluftmenge kann das Flammenabheben bei Annäherung an die magere Löschgrenze verzögert werden. Die Reaktionszone breitet sich weiter stromab aus. Mit steigender Kühlluftmenge wird das Verbrennungsregime im Kern der Flamme fetter und das Flammenquenchen im Bereich der Scherschichten nimmt deutlich zu. Bei höheren Äquivalenzverhältnissen sorgt der fette Kern für eine stabile und kompakte Flamme. Bei Annäherung an die magere Löschgrenze reicht die stabilisierende Wirkung des fetten Flammenkerns nicht mehr aus und es treten starke Fluktuationen der Flammenfront auf. Die Flamme alterniert zwischen brennender und -ferner Position und produziert starke akustische Pulsationen. Gleichzeitig verbessern jedoch die erhöhten Fluktuationen die Mischungsqualität und verschieben die Reaktionszone stromab.

- Während bei höheren Äquivalenzverhältnissen eine hohe Kühlluftmenge die akustischen Pulsationen deutlich reduzieren, nimmt nahe der mageren Löschgrenze das Level tieffrequenter Pulsationen, unabhängig von der eingesetzten Kühlluftmenge, signifikant zu. Es treten magere Löschpulsationen auf, die jedoch unabhängig von der Kühlluftinjektion sind. Es konnte gezeigt werden, dass sich beim Auftreten von Löschpulsationen das Strömungsfeld ändert. Kohärente Wirbel treten auf, die das Mischungsverhalten dominieren. Höherfrequente Pulsationen werden nahe der mageren Löschgrenze durch eine steigende Kühlluftinjektion reduziert.
- Mit steigender Kühlluftmenge nehmen die  $\text{NO}_x$ -Emissionen zu. Der Anteil an Kühlluft, der effektiv an der Verbrennung teilnimmt und somit die Reaktionszone abmagert, sinkt mit steigender Kühlluftmenge. Die eingesetzte Kühlluft quencht vorwiegend die äußeren Scherschichten ohne sich in die Reaktionszone einzumischen.
- Aufgrund der Unterschiede im Strömungs- und Mischungsfeld zwischen Referenzbrenner und generischem Brenner, treten beim Referenzbrenner höhere Verbrennungspulsationen auf. Die Effekte der Kühlluftinjektion auf das Pulsationslevel können jedoch unabhängig von der Brennergeometrie beobachtet werden.

Grundsätzlich sind Mischungsfluktuationen eine der möglichen Ursachen für Verbrennungspulsationen. Zu den lokalen Ungemischtheiten der Brennstoffeinmischung kommen im technischen Betrieb zusätzlich Ungemischtheiten durch die Kühlluftverdünnung hinzu, welche die auftretenden Pulsationen verstärken können. Die Mischungsprozesse sind vom Strömungsfeld angetrieben und unterliegen unregelmäßigen Schwankungen. Bei der Auslegung des Verbrennungsprozesses von stationären Gasturbinen muss demnach ein Kompromiss zwischen erwünschtem Emissionslevel und ertragbarem Pulsationslevel gewählt werden. Eine Erhöhung der direkt eingedüsten Kühlluftmenge senkt zwar das Pulsationslevel durch Flammenstabilisierung, gleichzeitig steigen jedoch die  $\text{NO}_x$ -Emissionen an. Treten bereits magere Löschpulsationen auf, können diese im tieffrequenten Bereich nicht durch die Kühlluftinjektion beeinflusst werden, da sich das Strömungsfeld ändert.

---

## Verzeichnis betreuter Studienarbeiten

Im Rahmen dieser Dissertation entstanden am Lehrstuhl für Thermodynamik in den Jahren 2009 bis 2012 unter wesentlicher wissenschaftlicher, fachlicher und inhaltlicher Anleitung der Autorin die im Folgenden aufgeführten studentischen Arbeiten. Ergebnisse aus diesen Arbeiten können in Teilen in das vorliegende Dokument eingeflossen sein. Die Autorin dankt hiermit nochmals explizit allen ehemals betreuten Studenten für ihr Engagement bei der Unterstützung dieser wissenschaftlichen Arbeit.

---

<b>Student/in</b>	<b>Thema</b>
Jasmin Birkel	<i>Inbetriebnahme und Messungen an einer Abgasanalyseanlage</i> , Diplomarbeit, abgegeben im März 2011.
Felix Rasp	<i>Konstruktion und Implementierung einer Temperatursonde zur synchronen Temperatur- und Emissionsmessung in einem Brennkammerversuchsstand</i> , Semesterarbeit, abgegeben im März 2012.
Peter Walterscheid-Müller	<i>Konstruktion eines traversierbaren Abgasentnahmesystems zur Untersuchung der lokalen Schadstoffprofile einer erdgasbetriebenen Brennkammer</i> , Semesterarbeit, abgegeben im Juni 2010.

---





## Literaturverzeichnis

- [ABB10] ABB AUTOMATION GMBH: *Bedienungshandbuch Gasanalyseanlage: System, Grundlagen, Datenblätter, Betriebsanleitung*, 2010
- [Ale09] ALEMELA, P.R.: *Measurement and Scaling of Acoustic Transfer Matrices of Premixed Swirl Flames*. Dissertation, Technische Universität München, 2009
- [Als08] ALSTOM TECHNOLOGY LTD: *DE 195 45 310 B4*. Deutsches Patent- und Markenamt (Hrsg.), 2008
- [Aue05] AUER, M. P.: *Einfluss fluktuierender Brennstoff- und Luftmassenströme auf die Dynamik einer Drallflamme*. Dissertation, Technische Universität München, 2005
- [BAS00] BASF: *Product Information: Basacid Yellow 226*. BASF Corporation, 2000
- [Bay13] BAYERISCHE FORSCHUNGSALLIANZ: *Forschungsinitiative Kraftwerke des 21. Jahrhunderts – KW21, Phase II*. URL: <http://www.bayfor.org/kw21>, Stand 29.01.2013
- [BHL93] BÜCHNER, H. ; HIRSCH, C. ; LEUCKEL, W.: *Experimental Investigations on the Dynamics of Pulsated Premixed Axial Jet Flames*. In: *Combustion Science and Technology*, Vol. 94, 1993, S. 219–228
- [Bir11] BIRKL, J.: *Inbetriebnahme und Messungen an einer Abgasanalyseanlage*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2011
- [BK07] BRÜCKNER-KALB, J.: *Sub-ppm-NOx Verbrennungsverfahren für Gasturbinen*. Dissertation, Technische Universität München, 2007
- [BL90] BROWN, G.L. ; LOPEZ, J.M.: *Axissymmetric Vortex Breakdown Part 2: Physical Mechanisms*. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 221, 1990, S. 553–576

- [Boy12] BOYCE, M.P.: *Gas Turbine Engineering Handbook*. 4th Edition. Elsevier Inc., 2012 (ISBN-978-0-12-383842-1)
- [Bra00] BRACKMANN, U.: *Lambdachrome, Laser Dyes*. Lambda Physik AG Göttingen, 2000
- [Bur09] BURMBERGER, S. G.: *Optimierung der aerodynamischen Flammenstabilisierung für brennstoffflexible, vorgemischte Gasturbinenbrenner*. Dissertation, Technische Universität München, 2009
- [BWH<sup>+</sup>13] BADE, S. ; WAGNER, M. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T. ; SCHUERMANS, B.: *Design for Thermo-Acoustic Stability: Procedure and Data Base*. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 135, Nr. 12, 2013, S. 121507/1–8
- [BWH<sup>+</sup>14] BADE, S. ; WAGNER, M. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T. ; SCHUERMANS, B.: *Influence of Fuel-Air Mixing on Flame Dynamics of Premixed Swirl Burners*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014*, Düsseldorf, Germany Nr. GT2014-25381, 2014
- [CA96] COHEN, J.M. ; ANDERSON, T.J.: *Experimental Investigation of Near-Blowout Instabilities in a Lean, Premixed Step Combustor*. In: *34th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, USA, Nr. AIAA-1996-819, 1996, S. 1–14
- [CGTM89] CHEN, T.H. ; GOSS, L.P. ; TALLEY, D. ; MIKOLAITIS, D.: *Stabilization Zone Structure in Jet Diffusion Flames from Liftoff to Blowout*. In: *27th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, USA, Nr. AIAA-89-0153, 1989
- [CKRC10] CHAUDHURI, S. ; KOSTKA, S. ; RENFRO, M.W. ; CETEGEN, B.M.: *Blow-off Dynamics of Bluff Body Stabilized Turbulent Premixed Flames*. In: *Combustion and Flame*, Vol. 157, 2010, S. 790–802
- [Coh00] COHERENT, INC.: *INNOVA 90C Series Ion Laser Operator's Manual*, 2000
- [Cor92] CORREA, S.M.: *A Review of NO<sub>x</sub> Formation under Gas Turbine Combustion Conditions*. In: *Combustion Science and Technology*, Vol. 87, 1992, S. 329–362

- [DD90] DOWLING, D.R. ; DIMOTAKIS, P.E.: *Similarity of the Concentration Field of Gas-Phase Turbulent Jets*. In: Journal of Fluid Mechanics, Vol. 218, 1990, S. 109–141
- [Dem07] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. 5. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2007 (ISBN-978-3-540-33792-8)
- [DEW<sup>+</sup>97] DÖBBELING, K. ; EROGLU, A. ; WINKLER, D. ; SATTELMAYER, T. ; KEPPEL, W.: *Low NO<sub>x</sub> Premixed Combustion of MBtu Fuels in a Research Burner*. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 119, Nr. 3, 1997, S. 553–558
- [DHK07] DÖBBELING, K. ; HELLAT, J. ; KOCH, H.: *25 Years of BBC/ABB/Alstom Lean Premix Combustion Technologies*. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 129, Nr. 1, 2007, S. 2–12
- [DKP<sup>+</sup>96] DÖBBELING, K. ; KNÖPFEL, H.P. ; POLIFKE, W. ; WINKLER, D. ; STEINBACH, C. ; SATTELMAYER, T.: *Low NO<sub>x</sub> Premixed Combustion of MBTU Fuels Using the ABB Double Cone Burner (EV Burner)*. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 118, Nr. 1, 1996, S. 46–53
- [DOMR02] DRIBRINSKI, V. ; OSSADTCHI, A. ; MANDELSHTAM, V. ; REISLER, H.: *Reconstruction of Abel-Transformable Images: The Basis-Set Expansion Abel Transform Method*. In: Review of Scientific Instruments, Vol. 73, Nr. 7, 2002, S. 2635–2642
- [Dow88] DOWLING, D.R.: *Mixing in Gas Phase Turbulent Jets*. PhD Thesis, California Institute of Technology, 1988
- [DSDC06] DUCRUIX, S. ; SCHULLER, T. ; DUROX, D. ; CANDEL, S. ; LIEUWEN, T. (Hrsg.) ; YANG, V. (Hrsg.): *Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines: Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling, Chapter 10: Combustion Instability Mechanisms in Premixed Combustors*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006 (ISBN-978-1-61583-076-3)
- [FAHS10] FANACA, D. ; ALEMELA, P. R. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: *Comparison of the Flow Field of a Swirl Stabilized Premixed Burner in an Annular and a Single Burner Combustion Chamber*. In: Journal

- of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 132, Nr. 7, 2010, S. 071502/1–7
- [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, Nevada, USA, Nr. GT2005-68622, 2005
- [Fis04] FISCHER, A.: *Hybride, thermoakustische Charakterisierung von Drallbrennern*. Dissertation, Technische Universität München, 2004
- [FKB<sup>+</sup>09] FÄRBER, J. ; KOCH, R. ; BAUER, H.-J. ; HASE, M. ; KREBS, W.: *Effects of Pilot Fuel and Liner Cooling on the Flame Structure in a Full Scale Swirl-Stabilized Combustion Setup*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2009, Orlando, Florida, USA, Nr. GT2009-59345, 2009
- [Fri03] FRITZ, J.: *Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*. Dissertation, Technische Universität München, 2003
- [GGH<sup>+</sup>13] GRAF, F. ; GRÖSCHL, F. ; HEIKRODT, K. ; KRAUSE, H. ; SAMETSCHKE, C. ; WETZEL, U. ; WITSCHEN, B.: *Erdgas*. In: BWK Das Energie-Fachmagazin, Bd. 65, Nr.4, 2013, S. 94–105
- [GLS84] GUPTA, A.K. ; LILLEY, D.G. ; SYRED, N.: *Swirl Flows*. Abacus Press, Tunbridge Wells, 1984 (ISBN 0-85626-175-0)
- [GPBF03] GENG, W. ; PENNELL, D. ; BERNERO, S. ; FLOHR, P.: *Reduction of NOx Emission of Heavy Duty Gas Turbines by Improving Mixing Quality Using CFD Tools*. In: Proceedings of International Mechanical Engineering Congress and R&D Expo 2003, Washington, D.C., USA, Nr. IMECE2003-41268, 2003
- [Het06] HETTEL, M.: *Analytische und numerische Untersuchungen der Dynamik von Vormischflammen sowie deren Interaktion mit Ringwirbelstrukturen*. Dissertation, Technische Universität Karlsruhe, 2006
- [Hey88] HEYWOOD, J.B.: *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill, Inc., 1988 (ISBN-007028637X)
- [HGH99] HE, G. ; GUO, Y. ; HSU, A.T.: *The Effect of Schmidt Number on Turbulent Scalar Mixing in a Jet-In-Crossflow*. In: International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 42, 1999, S. 3727–3738

- [Hir13] HIRSCH, C.: *Interne Mitteilung, private Kommunikation*. Technische Universität München, 2013
- [HM01] HASSELBRINK, E.F. ; MUNGAL, M.G.: *Transverse Jets and Jet Flames. Part 2. Velocity and OH Field Imaging*. In: Journal of Fluid Mechanics, Vol. 443, 2001, S. 27–68
- [HS00] HILL, S.C. ; SMOOT, L.D.: *Modeling of Nitrogen Oxides Formation and Destruction in Combustion Systems*. In: Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 26, 2000, S. 417–458
- [ILA13] ILA: *Product Data Sheet: Polyamide 12*. Intelligent Laser Applications GmbH, 2013
- [Joo06] JOOS, F.: *Technische Verbrennung: Verbrennung, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2006 (ISBN-103-540-34333-4)
- [Jop12] JOPP, K.: *Rettungsschirm für die Energiewende*. In: BWK Das Energie-Fachmagazin, Bd. 64, Nr. 7/8, 2012, S. 5–8
- [JRS<sup>+</sup>97] JANSOHN, P. ; RUCK, T. ; STEINBACH, C. ; KNÖPFEL, H.P. ; SATTELMAYER, T.: *Development of the Advanced EV (AEV) Burner for the ABB GTX100 Gas Turbine*. In: Proceedings of ASME Asia 97 International Gas Turbine Conference Singapore, Nr. 97-AA-139, 1997
- [KB02] KÜLSHEIMER, C. ; BÜCHNER, H.: *Combustion Dynamics of Turbulent Swirling Flames*. In: Combustion and Flame, Vol. 131, 2002, S. 70–84
- [Kel95] KELLER, J.J.: *Thermoacoustic Oscillations in Combustion Chambers of Gas Turbines*. In: AIAA Journal, Vol.33, Nr. 12, 1995, S. 2280–2287
- [KHE10] KREBS, W. ; HELLAT, J. ; EROGLU, A. ; LECHNER, C. (Hrsg.) ; SEUME, J. (Hrsg.): *Stationäre Gasturbinen, Kapitel 10: Technische Verbrennungssysteme*. 2. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2010 (ISBN-978-3-540-92787-7)
- [Kie05] KIESEWETTER, F.: *Modellierung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Vormischbrennern*. Dissertation, Technische Universität München, 2005

- [Krö03] KRÖNER, M.: *Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*. Dissertation, Technische Universität München, 2003
- [KRM91] KEE, R.J. ; RUPLEY, F.M. ; MILLER, J.A.: *The Chemkin Thermodynamic Data Base*. In: Sandia Report, Nr. SAND87-8215B, 1991
- [Käs04] KÄSS, W.: *Lehrbuch der Hydrogeologie Band 9, Geohydrologische Markierungstechnik*. 2. Auflage. Verlag Gebrüder Bronträger, 2004 (ISBN 3-443-01050-4)
- [Lac11] LACARELLE, A.: *Modeling, Control and Optimization of Fuel/Air Mixing in a Lean Premixed Swirl Combustor Using Fuel Staging to Reduce Pressure Pulsations and NOx Emissions*. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2011
- [Lau11] LAUER, M.: *Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by Chemiluminescence Imaging*. Dissertation, Technische Universität München, 2011
- [LaV09] LAVISION: *Product Manual: LIF in Liquid Fluids*. LaVision GmbH, 2009
- [LGP10] LACARELLE, A. ; GÖKE, S. ; PASCHEREIT, C.O.: *A Quantitative Link Between Cold-Flow Scalar Unmixedness and NOx Emissions in a Conical Premixed Burner*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2010, Glasgow, UK, Nr. GT2010-23132, 2010
- [LNZ98] LIEUWEN, T. ; NEUMEIER, Y. ; ZINN, B.T.: *The Role of Unmixedness and Chemical Kinetics in Driving Combustion Instabilities in Lean Premixed Combustors*. In: Combustion Science and Technology, Vol. 135, 1998, S. 193-211
- [Lop90] LOPEZ, J.M.: *Axisymmetric Vortex Breakdown Part 1. Confined Swirling Flow*. In: Journal of Fluid Mechanics, Vol. 221, 1990, S. 533-552
- [LSKS07] LIEUWEN, T. ; SHANBHOUE, S. ; KHOSLA, S. ; SMITH, C.: *Dynamics of Bluff Body Flames near Blowoff*. In: 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, Nr. AIAA-2007-169, 2007, S. 1-13

- [LSW02] LEUCKEL, W. ; SCHMITTEL, P. ; WEBER, R.: *Ähnlichkeitsbasierte Skalierung turbulenter Gasflammen*. In: Fachbericht aus Gaswärme International, Bd. 51, Nr. 9, 2002, S. 400–403
- [LT89] LOVETT, J.A. ; TURNS, S.R.: *Experiments on Axisymmetrically Pulsed Turbulent Jet Flames*. In: AIAA Journal, Vol. 28, Nr. 1, 1989, S. 38–46
- [LTH93] LISCINSKY, D.S. ; TRUE, B. ; HOLDEMAN, J.D.: *Experimental Investigation of Crossflow Jet Mixing in a Rectangular Duct*. In: 29th Joint Propulsion Conference and Exhibit 1993, Monterey, California, USA, Nr. AIAA-93-2037, 1993
- [LTJZ01] LIEUWEN, T. ; TORRES, H. ; JOHNSON, C. ; ZINN, B.T.: *A Mechanism of Combustion Instability in Lean Premixed Gas Turbine Combustor*. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 123, 2001, S. 182–189
- [LZ98] LIEUWEN, T. ; ZINN, B.T.: *Theoretical Investigation of Combustion Instability Mechanisms in Lean Premixed Gas Turbines*. In: 36th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA, Nr. AIAA-98-0641, 1998, S. 1–14
- [May12] MAYER, C.: *Konzept zur vorgemischten Verbrennung wasserstoffhaltiger Brennstoffe in Gasturbinen*. Dissertation, Technische Universität München, 2012
- [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, Nr. 5, 1991, S. 1156–1163
- [MHGG12] MAGNI, F. ; HUDGINS, D. ; GENG, W. ; GRIMM, F.: *Reduction of NO<sub>x</sub> Emissions in Alstom GT11N Engines: Development, Validation and Engine Operation Experience of the EV-Alpha Burner*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012, Copenhagen, Denmark, Nr. GT2012-68345, 2012
- [Mil91] MILLER, P.L.: *Mixing in High Schmidt Number Turbulent Jets*. PhD Thesis, California Institute of Technology, 1991
- [MK13] McDONELL, V. ; KLEIN, M. ; LIEUWEN, T. (Hrsg.) ; YANG, V. (Hrsg.): *Gas Turbine Emissions, Chapter 2: Ground-based Gas Turbine Com-*

- bustion: Metrics, Constraints, and System Interactions*. Cambridge University Press, 2013 (ISBN 978-0-521-76405-6)
- [MNS<sup>+</sup>05] MURUGANANDAM, T.M. ; NAIR, S. ; SCARBOROUGH, D. ; NEUMEIER, Y. ; LIEUWEN, T. ; SEITZMAN, J.: *Active Control of Lean Blowout for Turbine Engine Combustors*. In: Journal of Propulsion and Power, Vol. 21, Nr. 5, 2005
- [MSB<sup>+</sup>12] MAROSKY, A. ; SEIDEL, V. ; BLESS, S. ; SATTELMAYER, T. ; MAGNI, F.: *Impact of Cooling Air Injection on the Primary Combustion Zone of a Swirl Burner*. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 134, Nr. 12, 2012, S. 121502/1–8
- [MSS11] MAROSKY, A. ; SEIDEL, V. ; SATTELMAYER, T.: *Emissionsverminderung bei der Effizienz- und Leistungserhöhung von Gasturbinen*. In: Zwischenbericht Forschungsinitiative Kraftwerke des 21. Jahrhunderts – Phase 2, Arbeitskreis Brennkammern für Gasturbinen, Projekt BY17GV, 2011
- [MSS13a] MAROSKY, A. ; SEIDEL, V. ; SATTELMAYER, T.: *Emissionsverminderung bei der Effizienz- und Leistungserhöhung von Gasturbinen*. In: Abschlussbericht Forschungsinitiative Kraftwerke des 21. Jahrhunderts – Phase 2, Arbeitskreis Brennkammern für Gasturbinen, Projekt BY17GV, 2013
- [MSS<sup>+</sup>13b] MAROSKY, A. ; SEIDEL, V. ; SATTELMAYER, T. ; MAGNI, F. ; GENG, W.: *Impact of Cooling Air Injection on the Combustion Stability of a Premixed Swirl Burner near Lean Blowout*. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 135, Nr. 11, 2013, S. 111501/1–9
- [PD54] PUTNAM, A.A. ; DENNIS, W.R.: *Burner Oscillations of the Gauze-Tone Type*. In: Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 26, Nr. 5, 1954
- [Pet00] PETERS, N.: *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, 2000 (ISBN 0-511-01927-0)
- [PHV97] POLIFKE, W. ; HOEK, J. van d. ; VERHAAR., B.: *Everything You Always Wanted to Know About f and g*. In: Technical Report, ABB Corporate Research, Baden, Switzerland, 1997



- [PK09] POLIFKE, W. ; KOPITZ, J.: *Wärmeübertragung: Grundlagen, analytische und numerische Methoden*. 2. Auflage. Pearson Studium, 2009 (ISBN-978-3-8273-7349-6)
- [PLHS11] PERNPEINTER, M. ; LAUER, M. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: *A Method to Obtain Planar Mixture Fraction Statistics in Turbulent Flows Seeded with Tracer Particles*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2011, Vancouver, Canada, Nr. GT2011-46844, 2011
- [Por03] PORUBA, C.: *Turbulente Flammenausbreitung in Wasserstoff-Luft-Gemischen*. Dissertation, Technische Universität München, 2003
- [PP98a] PASCHEREIT, C.O. ; POLIFKE, W.: *Investigation of the Thermoacoustic Characteristics of a Lean Premixed Gas Turbine Burner*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 1998, Stockholm, Sweden, Nr. 98-GT-582, 1998
- [PP98b] POLIFKE, W. ; PASCHEREIT, C.O.: *Determination of Thermoacoustic Transfer Matrices by Experiment and Computational Fluid Dynamics*. In: ERCOFTAC Bulletin, Nr. 38, 1998
- [PPS97] POLIFKE, W. ; PASCHEREIT, C.O. ; SATTELMAYER, T.: *A Universally Applicable Stability Criterion for Complex Thermoacoustic Systems*. In: 18. Deutsch-Niederländischer Flammentag, Delft, Niederlande, VDI Bericht 1313, 1997, S. 455–460
- [PPSM02] PASCHEREIT, C.O. ; POLIFKE, W. ; SCHUERMANS, B. ; MATTSON, O.: *Measurement of Transfer Matrices and Source Terms of Premixed Flames*. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 124, Nr. 4, 2002, S. 239–247
- [PWG98] PASCHEREIT, C.O. ; WEISENSTEIN, W. ; GUTMARK., E.J.: *Role of Coherent Structures in Acoustic Combustion Control*. In: 29th AIAA Fluid Dynamics Conference, Albuquerque, New Mexico, USA, Nr. A98-32792, 1998
- [Ras12] RASP, F.: *Konstruktion und Implementierung einer Temperatursonde zur synchronen Temperatur- und Emissionsmessung in einem Brennkammerversuchsstand*. Semesterarbeit, Technische Universität München, 2012

- [Ray78] RAYLEIGH, Lord: *The Explanation of Certain Acoustical Phenomena*. In: *Nature*, Vol. 18, Nr. 455, 1878, S. 319–321
- [RJ98] RICHARDS, G.A. ; JANUS, M.C.: *Characterization of Oscillations During Premix Gas Turbine Combustion*. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 120, Nr. 4, 1998, S. 294–302
- [RSAM06] RICCIO, G. ; SCHOEPFLIN, L. ; ADAMI, P. ; MARTELLI, F.: *Analysis of the Fuel Injection in Gas Turbine Premixing Systems by Experimental Correlations and Numerical Simulations*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006*, Barcelona, Spain, Nr. GT2006-90174, 2006
- [RWK98] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. ; KOMPENHANS, J.: *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1998 (ISBN 3-540-63683-8)
- [San11] SANGL, J.: *Erhöhung der Brennstoffflexibilität von Vormischbrennern durch Beeinflussung der Wirbeldynamik*. Dissertation, Technische Universität München, 2011
- [Sat03] SATTELMAYER, T.: *Influence of the Combustor Aerodynamics on Combustion Instabilities from Equivalence Ratio*. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 125, Nr. 1, 2003, S. 11–19
- [Sat10] SATTELMAYER, T. ; LECHNER, C. (Hrsg.) ; SEUME, J. (Hrsg.): *Stationäre Gasturbinen, Kapitel 9: Grundlagen der Verbrennung in stationären Gasturbinen*. 2. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2010 (ISBN-978-3-540-92787-7)
- [SBG<sup>+</sup>04] SCHUERMANS, B. ; BELLUCCI, V. ; GUETHE, F. ; MEILI, F. ; FLOHR, P. ; PASCHEREIT, C.O.: *A Detailed Analysis of Thermoacoustic Interaction Mechanisms in a Turbulent Premixed Flame*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, Vienna, Austria, Nr. GT2004-53831, 2004
- [SDEW07] SCHULZ, C. ; DREIZLER, A. ; EBERT, V. ; WOLFRUM, J. ; TROPEA, C. (Hrsg.) ; YARIS, A. L. (Hrsg.) ; FOSS, J. F. (Hrsg.): *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics, Chapter 20: Combustion Diagnostics*. Springer, 2007 (ISBN-978-3-540-25141-5)
- [Sei14] SEIDEL, V.: *Numerische und experimentelle Untersuchungen der Aerodynamik und Verbrennungsstabilität eines Vormischbrenners*. Dissertation, Technische Universität München, 2014

- [SEK<sup>+</sup>13] SATTELMAYER, T. ; EROGLU, A. ; KOENIG, M. ; KREBS, W. ; MYERS, G. ; LIEUWEN, T. (Hrsg.) ; YANG, V. (Hrsg.): *Gas Turbine Emissions, Chapter 10: Industrial Combustors: Conventional, Non-premixed, and Dry Low Emissions (DLN)*. Cambridge University Press, 2013 (ISBN 978-0-521-76405-6)
- [SEP<sup>+</sup>89] SCHADOW, K.C. ; E.GUTMARK ; PARR, T.P. ; PARR, D.M. ; WILSON, K.J. ; CRUMP, J.E.: *Large-Scale Coherent Structures as Drivers of Combustion Instability*. In: *Combustion Science and Technology*, Vol. 64, 1989, S. 167–186
- [Sie13] SIEMENS AG: *Siemens SGT6-500F Gas Turbines*. Produktbroschüre, 2013
- [SLH09] SHANBHOUE, S. ; LIEUWEN, T. ; HUSAIN, S.: *Lean Blowoff of Bluff Body Stabilized Flames: Scaling and Dynamics*. In: *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 35, 2009, S. 98–120
- [SLS96] SHIH, W.-P. ; LEE, J.G. ; SANTAVICCA, D.A.: *Stability and Emissions Characteristics of a Lean Premixed Gas Turbine Combustor*. In: *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 26, 1996, S. 2771–2778
- [SMH<sup>+</sup>13] SEIDEL, V. ; MAROSKY, A. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T. ; GENG, W. ; MAGNI, F.: *Influence of the Inflow Confinement on the Flashback Limits of a Premixed Swirl Burner*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013, San Antonio, Texas, USA*, Nr. GT2013-94866, 2013
- [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: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 133, Nr. 7, 2011, S. 071501/1–11
- [SMS<sup>+</sup>13] SEIDEL, V. ; MAROSKY, A. ; SATTELMAYER, T. ; GENG, W. ; MAGNI, F.: *The Effect of Cooling Air Fuel Distribution of a Silo Combustor*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013, San Antonio, Texas, USA*, Nr. GT2013-94865, 2013
- [SMS14] SANGL, J. ; MAYER, C. ; SATTELMAYER, T.: *Prediction of the NO<sub>x</sub> Emissions of a Swirl Burner in Partially and Full Premixed Mode on the Basis of Water Channel Laser Induced Fluorescence and Particle*

- Image Velocimetry Measurements*. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 136, Nr. 6, 2014, S. 061503/1–7
- [SRL<sup>+</sup>98] STEINBACH, C. ; RUCK, T. ; LLOYD, J. ; JANSOHN, P. ; DÖBBELING, K. ; SATTELMAYER, T. ; STRAND, T.: *ABB's Advanced EV Burner - A Dual Fuel Dry Low NOx Burner for Stationary Gas Turbines*. In: Proceedings of the International Gas Turbines and Aeroengine Congress and Exhibition, Stockholm, Sweden, Nr. 98-GT-519, 1998
- [SUG<sup>+</sup>06] STEINBACH, C. ; ULIBARRI, N. ; GARAY, M. ; LÜBCKE, H. ; MEEUWISSEN, T. ; HAFFNER, K. ; AUBRY, J. ; KODIM, D.: *Combustion Optimization for the Alstom GT13E2 Gas Turbine*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006, Barcelona, Spain, Nr. GT-2006-90943, 2006
- [SWM12] SWM SERVICES GMBH: *Erdgasqualität im Verteilungsnetz des Großraumes München*, 2012
- [TL72] TENNEKES, H. ; LUMLEY, J.L.: *A First Course in Turbulence*. The MIT Press Cambridge, Massachusetts, and London, England, 1972 (ISBN-0-262-20019-8)
- [Tur00] TURNS, S.R.: *An Introduction to Combustion: Concepts and Applications*. 2nd Edition. McGraw-Hill, 2000 (ISBN-0-07-116910-5)
- [Ver94] VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE; VDI-GESELLSCHAFT VERFAHRENSTECHNIK UND CHEMIEINGENIEURWESEN (GVC) (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas, Berechnungsblätter für den Wärmeübergang*. 7., erweiterte Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1994 (ISBN 3-18-401361-8)
- [VPS<sup>+</sup>99] VENKATARAMAN, K.K. ; PRESTON, L.H. ; SIMONS, D.W. ; LEE, B.J. ; LEE, J.G. ; SANTAVICCA, D.A.: *Mechanism of Combustion Instability in a Lean Premixed Dump Combustor*. In: Journal of Propulsion and Power, Vol. 15, Nr. 6, 1999, S. 909–918
- [Wal86] WALKER, D.A.: *A Fluorescence Technique for Measurement of Concentration in Mixing Liquids*. In: Journal of Physics E: Scientific Instruments, Vol. 20, Nr. 19, 1986, S. 217–224
- [WMD06] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R.W.: *Combustion: Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation, Experiments*,

*Pollutant Formation*. 4th Edition. Springer, Heidelberg, New York, 2006 (ISBN 3-540-25992-9)

- [Wäs07] WÄSLE, J.G.: *Vorhersage der Lärmemission turbulenter Vormischflammen*. Dissertation, Technische Universität München, 2007
- [ZL06] ZINN, B.T. ; LIEUWEN, T. ; LIEUWEN, T. (Hrsg.) ; YANG, V. (Hrsg.): *Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines: Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling, Chapter 1: Combustion Instabilities: Basic Concepts* . American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006 (ISBN-978-1-61583-076-3)
- [ZLB<sup>+</sup>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<sub>x</sub> Reduction*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007, Montreal, Canada, Nr. GT2007-27730, 2007



---

## A Betrachtung der Brennkammerakustik

Um den Einfluss der Kühlluft-Eindüsung auf das akustische Verhalten zu diskutieren, wurde nach Hirsch [Hir13] die Pulsation der Austrittsgeschwindigkeit am Brenner, die sogenannte Brennerschnelle, aus den gemessenen Druckamplituden in der Brennkammer ermittelt. Basierend darauf wird in Abschnitt 7.2.1 beurteilt, ob die Brennerschnelle die Grenzwerte im Hinblick auf die Bildung großskaliger Ringwirbel nach Külsheimer et al. [KB02] überschreitet. Das Vorgehen sowie die Ergebnisse werden nachfolgend kurz beschrieben.

Die akustischen Druckamplituden und -schwankungen wurden mit einem dynamischen Drucksensor (siehe Abschnitt 4.7) in der Brennkammer an der Position  $y_{PCB1} = 6.88 D_b$  stromab der Brenneraustrittsebene gemessen. Bei den nachfolgenden Betrachtungen wird die Brennkammer als akustisch eindimensionales, reibungsfreies Rohr mit konstanter Temperatur und verschwindender Machzahl ( $Ma \ll 1$ ) betrachtet. Es gilt somit die Wellengleichung für den akustischen Druck  $p(y, t)$ :

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} = 0 \quad . \quad (\text{A.1})$$

Das Quadrat der Schallgeschwindigkeit in einem Gas berechnet sich nach Gleichung A.2 mit der Gaskonstante  $R$  und dem Isentropenexponenten  $\kappa$ :

$$a^2 = \kappa R T_{BK} \quad . \quad (\text{A.2})$$

Die Molmasse von Frischgas und Abgas sind der von reiner Luft sehr ähnlich, da hier eine sehr magere Vormischverbrennung untersucht wird. Die Änderung von  $\kappa$  ist daher auch gering, so dass für  $R$  und  $\kappa$  die Werte von Luft verwendet werden. Für den akustischen Druck  $p'(y, t)$  wird in Gleichung A.1 die Summe von einer rechts- und einer links-laufenden, harmonischen Welle angesetzt:

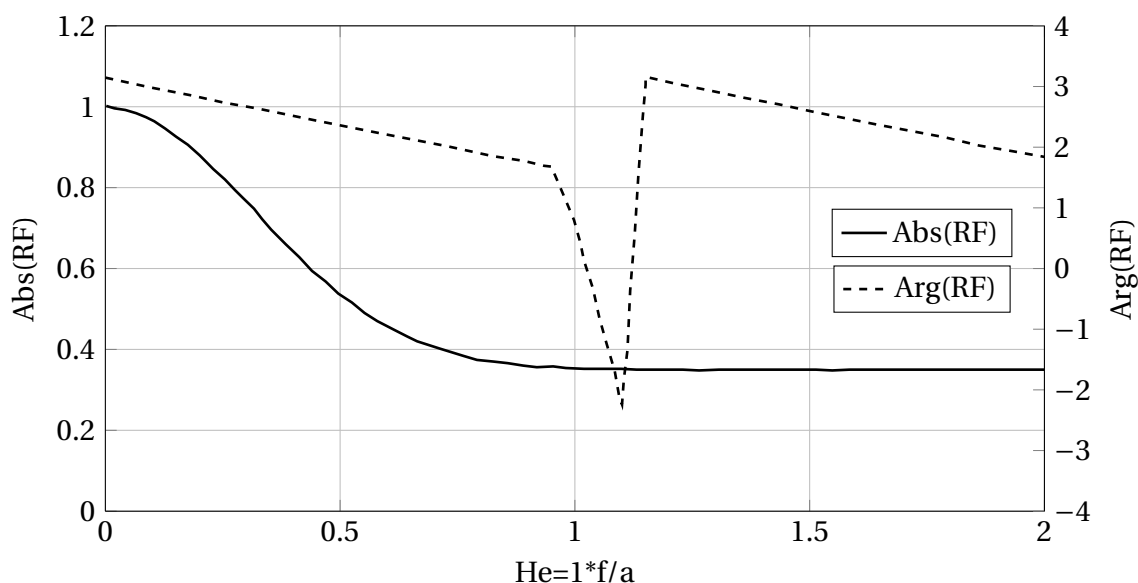
$$p'(y, t) = \rho a \exp(i\omega t) \left[ \hat{f} \exp\left(-i \frac{\omega y}{a}\right) + \hat{g} \exp\left(i \frac{\omega y}{a}\right) \right] . \quad (\text{A.3})$$

Mit der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi f$  lassen sich zu den gegebenen Randbedingungen die Lösungen der Wellengleichung berechnen. Eine Randbedingung ist hier durch den akustischen Druck an der Messstelle  $p'(y_{\text{PCB}_1}, t)$  gegeben. Eine weitere Randbedingung kann durch den aus Vorversuchen bestimmten, frequenzabhängigen Reflektionsfaktor  $RF$  am Brennkammerende  $y = L_{BK}$  gewonnen werden:

$$RF(\omega) = \frac{\hat{g} \exp\left(i \frac{\omega L_{BK}}{a}\right)}{\hat{f} \exp\left(-i \frac{\omega L_{BK}}{a}\right)} . \quad (\text{A.4})$$

Der verwendete Reflektionsfaktor am Brennkammerende ist in Abbildung A.1 in Abhängigkeit von der Helmholtzzahl  $He$  (Gleichung A.5) dargestellt. Es werden sowohl die Amplitude  $Abs(RF)$  als auch die Phase  $Arg(RF)$  von  $RF(\omega)$  in Abhängigkeit von der mit  $L = 1\text{m}$  gebildeten Helmholtzzahl abgebildet.

$$He = \frac{\tau_{Schall}}{\tau_p} = \frac{L}{a} \left(\frac{1}{f}\right)^{-1} \quad (\text{A.5})$$



**Abbildung A.1:** Verwendeter Reflektionsfaktor am Brennkammerende



Gleichung A.4 beschreibt das Verhältnis der links- laufenden Welle  $g = g(L_{BK}, t)$  zur rechts- laufenden Welle  $f = f(L_{BK}, t)$  an der betrachteten Stelle  $x = L_{BK}$  (siehe dazu Abschnitt 2.1.1). Man erhält somit aus der Ableitung von Gleichung A.1 mit Gleichung A.3 unter Verwendung der Randbedingungen ein Gleichungssystem, mit dem die Amplituden  $\hat{f}$ ,  $\hat{g}$  der Teilwellen bestimmt werden können:

$$\hat{f} \exp\left(-i \frac{\omega y_{\text{PCB}_1}}{a}\right) + \hat{g} \exp\left(i \frac{\omega y_{\text{PCB}_1}}{a}\right) = \frac{\hat{p}_{\text{PCB}_1}}{\rho a} , \quad (\text{A.6})$$

$$\hat{f} \exp\left(-i \frac{\omega L_{BK}}{a}\right) r(\omega) - \hat{g} \exp\left(i \frac{\omega L_{BK}}{a}\right) = 0 . \quad (\text{A.7})$$

Aus der akustischen Impulsgleichung

$$\rho \frac{\partial u'}{\partial t} = - \frac{\partial p'}{\partial y} \quad (\text{A.8})$$

gewinnt man unter Ansatz der harmonischen Schnelle

$$u'(y, t) = \hat{u}(y) \exp(i\omega t) \quad (\text{A.9})$$

sowie der Darstellung des akustischen Drucks nach Gleichung A.3 den Zusammenhang zwischen den Teilwellen und der akustischen Schnelle:

$$\hat{u}(y) = \hat{f} \exp\left(-i \frac{\omega y}{a}\right) - \hat{g} \exp\left(i \frac{\omega y}{a}\right) . \quad (\text{A.10})$$

Die Brenneraustrittsebene befindet sich bei  $y = 0$ , so dass sich die Schnelle in dieser Ebene ergibt als

$$\hat{u}(0) = \hat{f} - \hat{g} . \quad (\text{A.11})$$

Gleichung A.6 und Gleichung A.7 wurden mit der Brennkammertemperatur  $T_{BK} = 1530 \text{ K}$  ( $a = 784 \text{ m/s}$  und  $\rho = 0.23 \text{ kg/m}^3$ ) bei der Frequenz der

maximalen Pulsationsamplitude  $f_{\text{puls,max}} = 108$  Hz mit der Druckamplitude  $\hat{p}_{\text{PCB}_1} = 2581.67$  Pa und dem Reflektionsfaktor  $RF = -0.920015 + 0.198794 i$  bei  $\phi_{\text{ges}} = 0.435$  ausgewertet. Die Brennkammertemperatur ergibt sich aus der adiabaten Flammentemperatur  $T_{ad} = 1650$  K und dem abgeschätzten Wandwärmestrom von 12%. Mit diesen Werten beträgt die Amplitude der Schnelle an der Brenneraustrittsebene  $\hat{u}(0) = 3.94$  m/s. Da die Brenneraustrittsebene nur im Bereich des Brenneraustritts durchlässig ist, kann die Schnelle dort mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung (Gleichung A.12) unter Berücksichtigung des Dichteverhältnisses von unverbranntem ( $\rho_u = 0.524$  kg/m<sup>3</sup>) und verbranntem ( $\rho_v = 0.23$  kg/m<sup>3</sup>) Gemisch bestimmt werden. Die Flammendynamik wird dabei vernachlässigt. Mit  $A_{BK}/A_b = 20.37$  ergibt sich damit eine Brennerschnelleamplitude von  $\hat{u}_b = 35.3$  m/s.

$$\rho_u A_b \hat{u}_b = \rho_v A_{BK} (\hat{f} - \hat{g}) \quad (\text{A.12})$$

Durch die Dynamik der Flamme wird prinzipiell akustische Schnelle erzeugt. Je nach Phasenlage wirkt sich diese verstärkend oder abschwächend auf den Zusammenhang zwischen der Brennerschnelle und der Schnelle in der Brenneraustrittsebene aus. Von daher sollte das dynamische Übertragungsverhalten der Flamme, die frequenzabhängige Flammentransfermatrix, berücksichtigt werden. Für kleine Machzahlen zeigt Alemela [Ale09]<sup>1</sup> durch Auswertung der linearisierten Rankine-Hugoniot Beziehungen aus der Theorie kompakter Flammen, dass der Beitrag der Flamme zur akustischen Schnelle durch Gleichung A.13 beschrieben werden kann.

$$u'_2 = u'_1 \left[ 1 + \left( \frac{T_2}{T_1} - 1 \right) f_Q(\omega) \right] \quad (\text{A.13})$$

Der Index 1 bezieht sich dabei auf das Frischgemisch und der Index 2 auf das Abgas (mit  $T_1 = 673$ K,  $T_2 = 1530$ K und  $u'_2 = \hat{u}(0) = 3.94$  m/s). Die Flammentransferfunktion (FTF) verknüpft die relative Schwankung der integralen Wärme-freisetzung  $\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}$  mit der relativen Schwankung der Frischgasgeschwindigkeit  $u'_1/\bar{u}_1$ :

$$f_Q(\omega) = \frac{\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}}{u'_1/\bar{u}_1} \quad (\text{A.14})$$

---

<sup>1</sup> Seite 33, Glg. 2.76

Die genaue FTF ist für die vorliegende Flamme jedoch nicht bekannt, so dass der Effekt von Gleichung A.13 nur abgeschätzt werden kann. Aus Messungen von Bade et al. [BWH<sup>+</sup>14] an einem geometrisch ähnlichen, allerdings im Maßstab 3.9:1 verkleinerten Brenner sind die FTF im Bereich der hier untersuchten Strouhalzahl bei anderen Betriebsbedingungen ( $\phi = 0.625$ ,  $T = 573$  K) hingegen bekannt. Die Strouhalzahl ist die Ähnlichkeitskennzahl für dynamisch ähnliche Strömungsfelder. Mit ihr wird die Skalierung vergleichbarer Frequenzen zwischen geometrisch ähnlichen Strömungsfeldern bei ausreichend hohen Reynoldszahlen durchgeführt. Die Strouhalzahl stellt das Verhältnis der charakteristischen Strömungszeit  $\tau_{\text{char}} = L/u$  zur dynamischen Zeitskala  $\tau_d = 1/f$  der Pulsation dar. In den Messungen von Bade et al. wurde gezeigt, dass die gemessenen Amplituden- und Phasengänge der FTF für die Variation des Äquivalenzverhältnisses durch die Strouhalzahl  $Str$  aus Gleichung A.15 zusammenfallen. Der Einfluss des Äquivalenzverhältnisses kann dadurch vernachlässigt werden.

$$Str = \frac{f_{puls} y_{AD}}{\bar{u}_B} \quad (\text{A.15})$$

$f_{puls}$  ist dabei die Pulsationsfrequenz,  $\bar{u}_b$  ist die mittlere Brenneraustrittsgeschwindigkeit und  $y_{AD}$  ist die Abhebedistanz des Flammenbeginns zum Brenneraustritt. Für das hier vorliegende System wurde aus Abbildung 7.5 die Abhebedistanz  $y_{AD} = 0.63 D_b$  bei  $\phi_{ges} = 0.435$  für den Fall ohne Kühlluftindüsung entnommen. Dieser Fall entspricht geometrisch dem von Bade et al. untersuchten Fall. Bei der Frequenz maximaler Pulsationsamplitude ( $f_{puls,max} = 108$  Hz) errechnet sich somit eine Strouhalzahl von  $Str_{max} = 0.216$ . Aus Bade et al. [BWH<sup>+</sup>14]<sup>2</sup> entnimmt man bei dieser Strouhalzahl die Amplitude von  $\|f_Q\| = 1.8$  und die Phase von  $\angle f_Q = -0.5 \pi$ . Damit kann Gleichung A.13 ausgewertet werden:

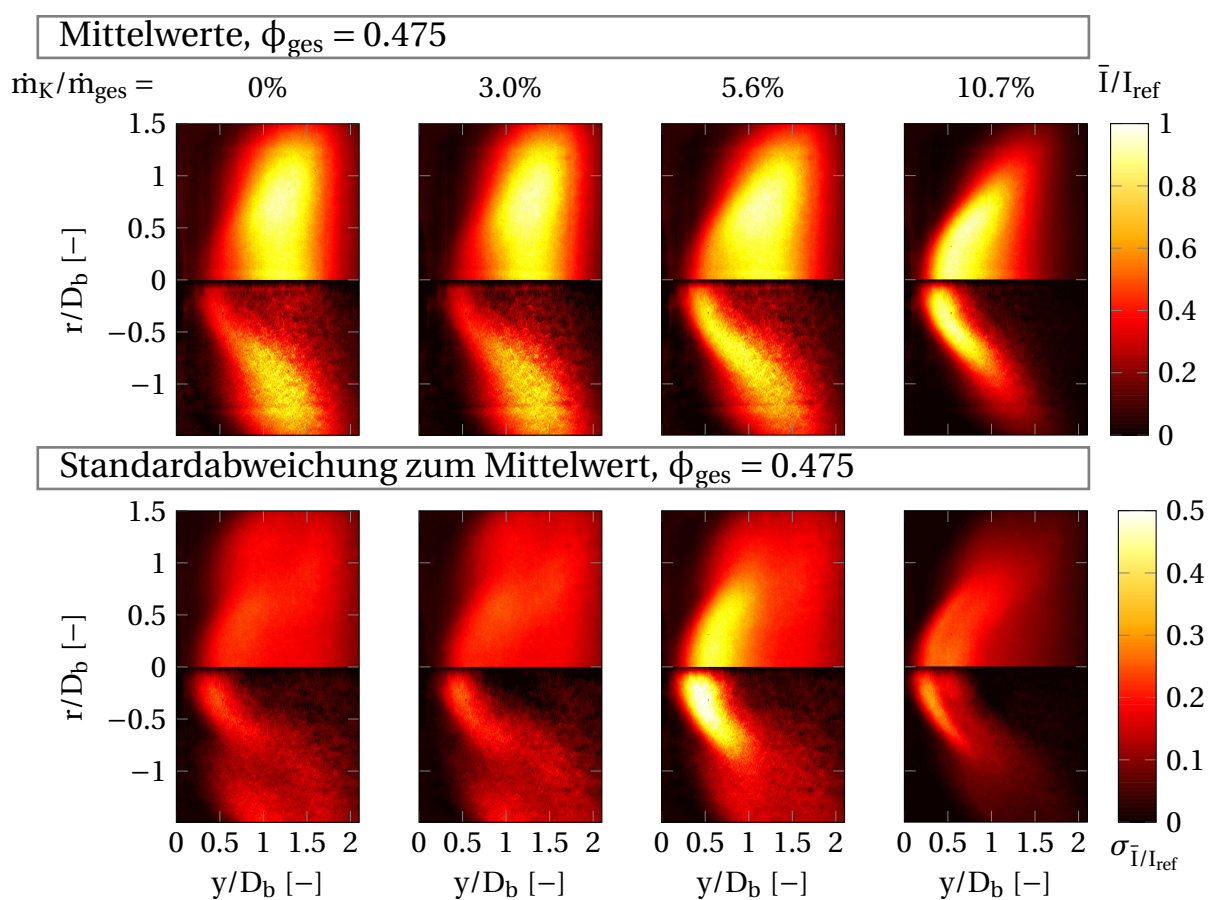
$$u'_1 = \frac{u'_2}{1 + 2.3 i} \quad (\text{A.16})$$

Es ergibt sich damit eine Brennerschnelle von  $\hat{u}_b = 31.8$  m/s . Der Fehler, der durch die Vernachlässigung der Flammendynamik bei der Bestimmung der Brennerschnelle gemacht wird, beträgt demnach 12%. Die Amplitude

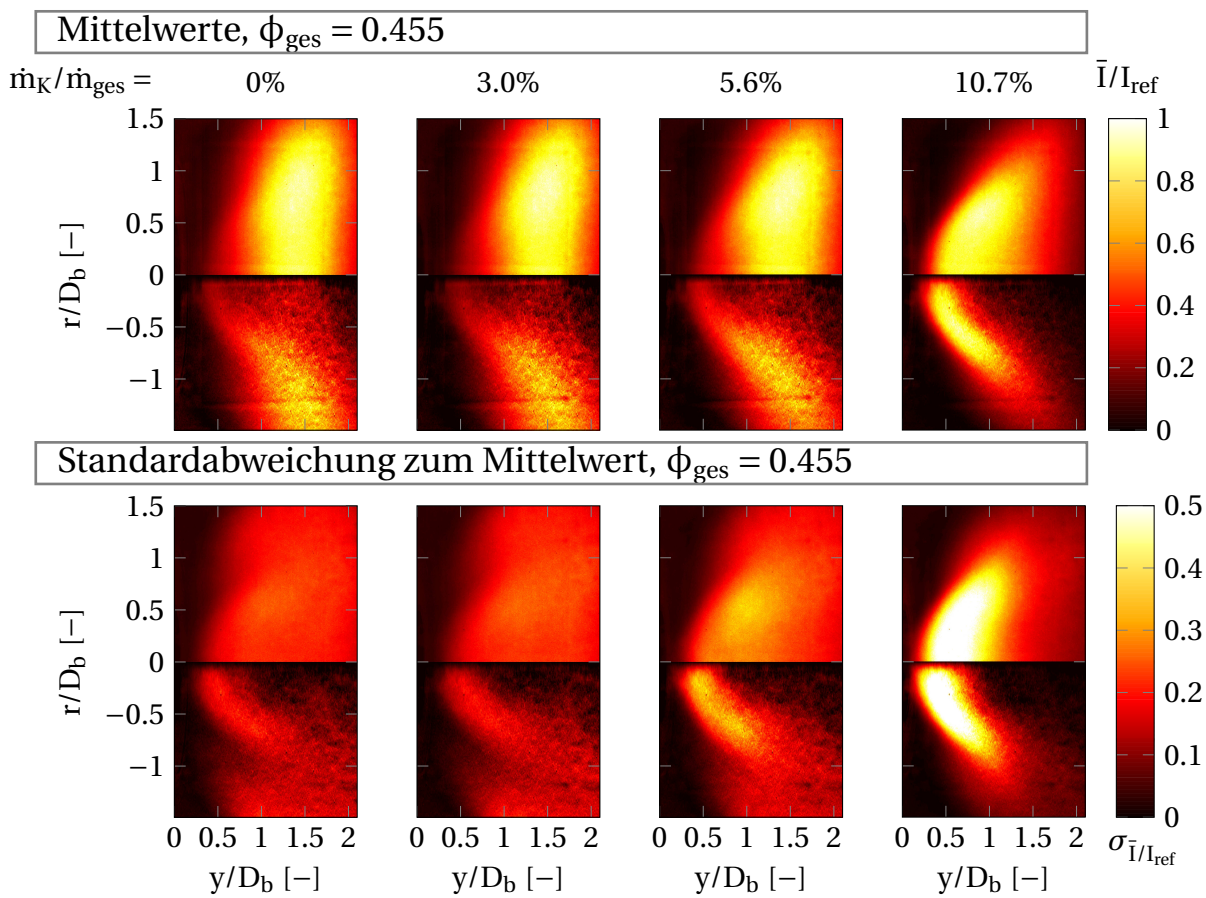
<sup>2</sup>Abbildung 7B

der Brennerschnelle wird durch die Vereinfachung somit geringfügig überbestimmt.

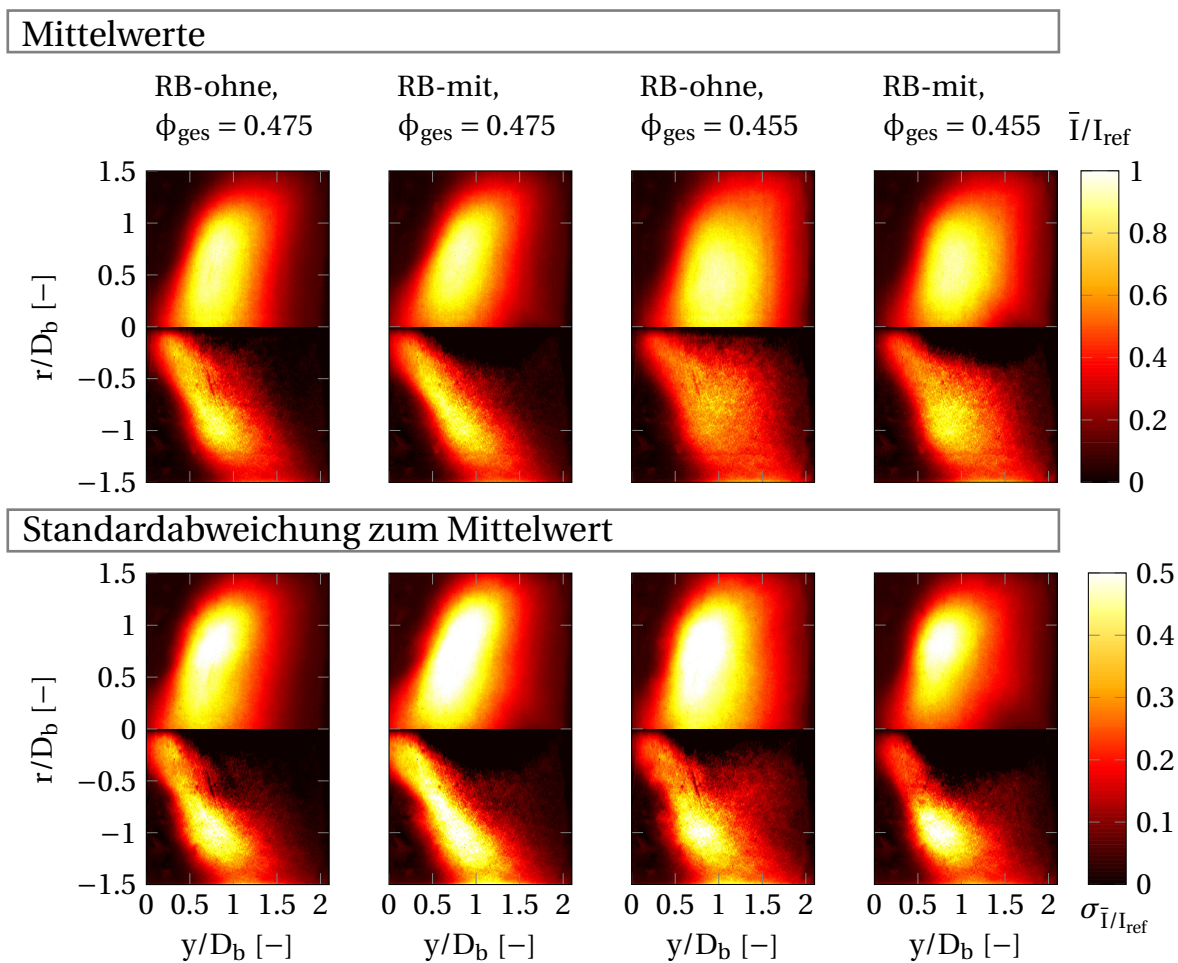




**Abbildung B.2:** tiefenintegriertes (oben) und Abel-transformiertes Flammenbild (unten) des normierten Mittelwerts und der Standardabweichung des normierten Mittelwerts für verschiedene Kühlluftkonzentration bei  $\phi_{\text{ges}} = 0.475$



**Abbildung B.3:** tiefenintegriertes (oben) und Abel-transformiertes Flammenbild (unten) des normierten Mittelwerts und der Standardabweichung des normierten Mittelwerts für verschiedene Kühlluftkonzentration bei  $\phi_{\text{ges}} = 0.455$



**Abbildung B.4:** tiefenintegriertes (oben) und Abel-transformiertes (unten) Flammenbild des normierten Mittelwerts und der Standardabweichung des normierten Mittelwerts für den Referenzbrenner mit (RB-mit) und ohne Kühlluftindüsung (RB-ohne) für  $\phi_{\text{ges}} = 0.475$  und  $0.455$