

# VT-Forschungsbericht 2019-05

Entwicklung eines FLOX<sup>®</sup>-basierten  
Brennkammersystems für eine  
rekuperierte Mikrogasturbine im  
kleinen Leistungsbereich

Dipl.-Ing. Hannah Seliger-Ost

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Verbrennungstechnik  
Stuttgart



DLR

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt



Herausgeber

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt

**Institut für  
Verbrennungstechnik**

Pfaffenwaldring 38-40  
70569 Stuttgart

Telefon  
Telefax

(0 7 11) 68 62 - 3 08  
(0 7 11) 68 62 - 5 78

Als Manuskript gedruckt.  
Abdruck oder sonstige Verwendung  
nur nach Absprache mit dem Institut gestattet

D93, Stuttgart

# Entwicklung eines FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennersystems für eine rekuperierte Mikrogasturbine im kleinen Leistungsbereich

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie  
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)  
genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

**Dipl.-Ing. Hannah Seliger-Ost**

aus Weingarten

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Viktor Scherer

Tag der mündlichen Prüfung: 22. März 2019

Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt  
Universität Stuttgart

2019





## Vorwort

Diese Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Verbrennungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. in Stuttgart. Während dieser Zeit habe ich von vielen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Instituts, auch abteilungsübergreifend, große Unterstützung erfahren dürfen.

Ein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr. Manfred Aigner für die Möglichkeit, diese Arbeit anzufertigen und die Übernahme des Hauptberichts. Weiterhin danke ich Prof. Dr. Viktor Scherer und Prof. Dr. Jens von Wolfersdorf für die Übernahme des Koreferats bzw. des Prüfungsvorsitzes. Meinem ehemaligen Abteilungsleiter und Betreuer Dr. Andreas Huber danke ich herzlich für die intensiven fachlichen Diskussionen und Anregungen zu dieser Arbeit, zu denen er auch nach seinem Weggang vom Institut noch bereit war. Auch seinem Nachfolger Dr. Peter Kutne danke ich für die Betreuung und Unterstützung während der Schlussphase dieser Arbeit. Großer Dank gilt auch Dr. Michael Stöhr, Dr. Zhiyao Yin und Dr. Thomas Mosbach, die die PIV-, Chemolumineszenz- und PLIF-Diagnostik aufgebaut, bedient und vorausgewertet haben.

Großer Dank gilt aber auch den vielen hilfsbereiten Kolleginnen und Kollegen für die unzähligen fachlichen Diskussionen, persönlichen Gespräche und die Unterstützung während der Messkampagnen, insbesondere Stefan Hasemann-Seeger, Jürgen Roth, Andreas Mader, Melanie Herbst, Dr. Felix Grimm, Dr. Clemens Naumann und Dr. Christoph Arndt. Dr. Martina Hohloch möchte ich herzlich für ihre Unterstützung während unserer gemeinsamen Jahre im Büro und für die vielen hilfreichen Kommentare während des gemeinsamen Schreibens an unseren Dissertationen danken.

Zum Schluss möchte ich meiner Familie danken. Meinem Vater Bernhard Seliger, der schon früh die Begeisterung für die Naturwissenschaften in mir geweckt hat. Meiner Mutter Annette Hummel, meiner Schwester Clara-Maria Hummel und meinem Stiefvater Hermann Hummel für ihre wiederkehrende Unterstützung bei der Kinderbetreuung und meinem Onkel Johannes Petz für die Rechtschreibkorrektur meiner schriftlichen Arbeit. Mein besonderer Dank gilt meinem Mann Sebastian Ost und meinen Töchtern Frieda und Paula, die in dieser intensiven Zeit viel Geduld und Verständnis aufgebracht haben, um mir den Abschluss dieser Arbeit zu ermöglichen.

Hannah Seliger-Ost  
Stuttgart, im August 2019



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>9</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>13</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>15</b>
<b>Kurzfassung</b>	<b>27</b>
<b>Abstract</b>	<b>29</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>31</b>
1.1 Motivation . . . . .	31
1.2 Stand der Technik . . . . .	34
1.2.1 Derzeitige Brennersysteme für Mikrogasturbinen . . . . .	34
1.2.2 FLOX <sup>®</sup> -basierte Brenner . . . . .	36
1.3 Zielsetzung dieser Arbeit . . . . .	41
<b>2 Grundlagen</b>	<b>45</b>
2.1 Grundlagen technischer Verbrennung . . . . .	45
2.1.1 Chemische Kinetik . . . . .	45
2.1.1.1 Zündverzugszeit . . . . .	47
2.1.1.2 Laminare Flammgeschwindigkeit . . . . .	48
2.1.2 Turbulenz . . . . .	50
2.1.2.1 Turbulente Strömungen . . . . .	50
2.1.2.2 Turbulente Verbrennung . . . . .	52
2.1.3 Emissionen . . . . .	53
2.1.3.1 Stickoxide . . . . .	54
2.1.3.2 Kohlenmonoxid . . . . .	57
2.2 Numerische Simulation . . . . .	58
2.2.1 Grundlegende Gleichungen . . . . .	59

2.2.2	Turbulenzmodellierung . . . . .	62
2.2.3	Verbrennungsmodellierung . . . . .	67
2.3	Messtechnik . . . . .	68
2.3.1	Emissionen . . . . .	68
2.3.2	OH*-Chemolumineszenz (OH*-CL) . . . . .	69
2.3.3	OH Planare Laser-induzierte Fluoreszenz (OH-PLIF) . . . . .	71
2.3.4	Particle Image Velocimetry (PIV) . . . . .	72
<b>3</b>	<b>Messdatenauswertung</b>	<b>75</b>
3.1	Emissionen . . . . .	75
3.2	OH*-Chemolumineszenz . . . . .	75
3.3	OH-PLIF . . . . .	75
3.4	PIV . . . . .	77
<b>4</b>	<b>Numerisches Setup und experimenteller Aufbau</b>	<b>81</b>
4.1	Anforderungen an das Brennkammersystem . . . . .	81
4.2	Brenner im atmosphärischen Einzelbrennerprüfstand . . . . .	83
4.2.1	Numerisches Setup des Brenners . . . . .	84
4.2.1.1	Numerisches Setup und Randbedingungen . . . . .	84
4.2.1.2	Simulierte Lastpunkte . . . . .	85
4.2.2	Experimenteller Aufbau des Brennerprüfstands . . . . .	86
4.2.2.1	Instrumentierung . . . . .	87
4.2.2.2	Aufbau zur Messung von OH*-Chemolumineszenz . . . . .	89
4.2.3	Aufbau zur simultanen Messung von OH-PLIF und PIV . . . . .	90
4.3	Brennkammersystem für die Mikrogasturbine . . . . .	92
4.3.1	Numerisches Setup des Brennkammersystems . . . . .	93
4.3.1.1	Numerisches Setup und Randbedingungen . . . . .	93
4.3.1.2	Simulierte Lastpunkte . . . . .	94
4.3.2	Experimenteller Aufbau des Mikrogasturbinenprüfstands . . . . .	94
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>97</b>
5.1	Brenner im atmosphärischen Brennerprüfstand . . . . .	97
5.1.1	Stationärer Betriebsbereich und Druckverlust . . . . .	98
5.1.2	Emissionen . . . . .	101
5.1.3	Einfluss verschiedener Parameter auf die Wärmefreisetzungszone . . . . .	106

5.1.4	Detaillierte Untersuchung ausgewählter Lastpunkte . . . . .	110
5.1.4.1	Volllast (PC100) . . . . .	110
5.1.4.2	Teillast (PC20) . . . . .	115
5.1.5	Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der numerischen Si- mulation . . . . .	118
5.1.5.1	Volllast (PC100) . . . . .	118
5.1.5.2	Teillast (PC20) . . . . .	125
5.2	Brennkammersystem für die Mikrogasturbine . . . . .	127
5.2.1	Numerische Auslegung des Brennkammersystems . . . . .	128
5.2.2	Experimentelle Untersuchungen . . . . .	132
5.2.2.1	Emissionen . . . . .	133
5.2.2.2	Druckverlust . . . . .	139
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>141</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>147</b>
A.1	Messgenauigkeit . . . . .	148
A.1.1	Thermische Leistung & Luftzahl $\lambda$ . . . . .	148
A.1.1.1	Erdgas als Brennstoff . . . . .	148
A.1.1.2	Methan als Brennstoff . . . . .	149
A.1.2	Emissionen . . . . .	150
A.1.3	PIV (Geschwindigkeit) . . . . .	150
A.2	Adiabate Flammentemperatur . . . . .	152
A.3	Gitterstudie . . . . .	153
A.3.1	Gitterstudie ATM-Konfiguration . . . . .	153
A.3.2	Gitterstudie MGT-Konfiguration . . . . .	153
A.4	Weiterführende CFD-Ergebnisse . . . . .	155
A.4.1	Nicht-reagierender Volllastfall . . . . .	155
A.4.2	Einfluss der Vorwärmtemperatur . . . . .	156
A.4.3	Rezirkulationsraten $K_V$ . . . . .	160
A.5	Brennstoffdüsendurchmesser . . . . .	161
	<b>Literatur</b>	<b>163</b>



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung eines rekuperierten Mikrogasturbinenkreislaufs [12] (modifiziert). . . . .	32
1.2	Schematische Darstellung einer Brennkammer mit nicht-vorgemischtem Drallbrenner [14]. . . . .	34
1.3	Schematische Darstellung der Strömungsführung einer teil-vorgemischten FLOX <sup>®</sup> -Verbrennung [23]. . . . .	36
2.1	Schematische Darstellung des Spektrums der turbulenten kinetischen Energie als Funktion der Wellenzahl $\tilde{\nu}$ nach [52, 54] (modifiziert). . . . .	51
2.2	Experimentell bestimmter Zusammenhang zwischen $s_T/s_L$ und $u'/s_L$ für verschiedene Drücke für eine Methan-Luft-Mischung bei $\lambda \approx 1,1$ [58]. . .	53
2.3	Einfluss des Äquivalenzverhältnisses und des Drucks auf die CO-Emissionen [16]. . . . .	59
2.4	Emissionsspektrum einer Methan/Luft-Flamme bei Atmosphärendruck [82].	70
3.1	Korrektur- bzw. Auswerteschema für die OH*-CL-Aufnahmen. . . . .	76
3.2	Beispiel für die Auswertung der OH-PLIF-Aufnahmen. . . . .	78
4.1	Stationäre Betriebspunkte der MTT <i>EnerTwin</i> mit dem Original-Brennkammersystem [93]. . . . .	82
4.2	Schema des Brennerkopfbasisdesigns. . . . .	83
4.3	Rechengebiet der ATM-Konfiguration. . . . .	85
4.4	Aufbau der Brennkammer mit Instrumentierung. . . . .	87
4.5	Beobachtungsrichtungen für OH*-Chemolumineszenz-Messungen und Position des Laserlichtschnitts. . . . .	89
4.6	Aufbau zur simultanen Messung von OH-PLIF und PIV sowie für die Messung von OH*-CL [97]. . . . .	90
4.7	Schematische Darstellung einer FLOX <sup>®</sup> -basierten Verbrennung mit Mischluft-eindüsung in einer MGT. . . . .	92

4.8	Rechengebiet der MGT-Konfiguration. . . . .	93
5.1	Einfluss der Vorwärmtemperatur auf die Luftzahl bei magerem Verlöschen $\lambda_{LBO}$ für verschiedene normierte thermische Leistungen $P_{th,n}$ . . . . .	98
5.2	Stabiler Betriebsbereich des ATM-Brenners: Normierte Geschwindigkeit in der Düse für verschiedene Luftzahlen $\lambda$ als Funktion der normierten thermischen Leistung $P_{th,n}$ bei einer Vorwärmtemperatur von $T_V = 730^\circ\text{C}$ . . . . .	99
5.3	Einfluss der normierten thermischen Leistung $P_{th,n}$ auf den Totaldruckverlust $\Delta p_{tot,BK}$ bei einer Vorwärmtemperatur von $T_V = 730^\circ\text{C}$ . . . . .	100
5.4	Einfluss der normierten thermischen Leistung $P_{th,n}$ auf die $\text{NO}_x$ -Emissionen als Funktion von $\lambda$ bei einer Vorwärmtemperatur von $T_V = 730^\circ\text{C}$ . . . . .	101
5.5	Einfluss der thermischen Leistung auf die CO-Emissionen als Funktion von $\lambda$ bei einer Vorwärmtemperatur von $T_V = 730^\circ\text{C}$ . . . . .	103
5.6	Einfluss der Vorwärmtemperatur auf die $\text{NO}_x$ -Emissionen als Funktion von $\lambda$ bei einer normierten thermischen Leistung von $P_{th,n} = 100\%$ . . . . .	104
5.7	Einfluss der Vorwärmtemperatur auf die CO-Emissionen als Funktion von $\lambda$ bei einer normierten thermischen Leistung von $P_{th,n} = 100\%$ . . . . .	105
5.8	OH*-CL Aufnahmen bei Variation der Luftzahl $\lambda$ bei einer Vorwärmtemperatur von $T_V = 730^\circ\text{C}$ für verschiedene normierte thermische Leistungen $P_{th,n}$ (Blickrichtung 1). . . . .	107
5.9	OH*-CL Aufnahmen bei Variation der Luftzahl $\lambda$ bei einer normierten thermischen Leistung von $P_{th,n} = 100\%$ für verschiedene Vorwärmtemperaturen $T_V$ (Blickrichtung 1). . . . .	109
5.10	Geschwindigkeitsfeld (PIV) des reagierenden Volllastfalls bei $T_V = 700^\circ\text{C}$ , $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ . . . . .	111
5.11	Vergleich von zwei Einzelschussbildern mit der zeitlich gemittelten absoluten OH-Intensität des reagierenden Volllastfalls (PC100) bei $T_V = 700^\circ\text{C}$ , $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ . . . . .	112
5.12	Vergleich der zeitlich gemittelten OH-Gradienten (FSD) mit der zeitlich gemittelten OH*-CL Aufnahme des reagierenden Volllastfalls bei $T_V = 700^\circ\text{C}$ , $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ . . . . .	113
5.13	Überlagerung des Strömungsfelds und der OH-Konzentration des reagierenden Volllastfalls bei $T_V = 700^\circ\text{C}$ , $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ . . . . .	114
5.14	Vergleich von zwei Einzelschussbildern mit der zeitlich gemittelten absoluten OH-Intensität des reagierenden Teillastfalls bei $T_V = 700^\circ\text{C}$ , $P_{th,n} = 69\%$ und $\lambda = 3,0$ . . . . .	115



5.15	Vergleich der zeitlich gemittelten OH-Gradienten (FSD) mit der zeitlich gemittelten OH*-Chemolumineszenz Aufnahme des reagierenden Teillastfalls bei $T_V = 700\text{ °C}$ , $P_{th,n} = 69\%$ und $\lambda = 3,0$ . . . . .	116
5.16	Geschwindigkeitsfeld (PIV) des reagierenden Teillastfalls bei $T_V = 700\text{ °C}$ , $P_{th,n} = 69\%$ und $\lambda = 3,0$ . . . . .	117
5.17	Geschwindigkeitsprofile des reagierenden Volllastfalls (Fall 2) für verschiedene Axialpositionen bei $T_V = 700\text{ °C}$ , $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ . . . . .	119
5.18	Gemittelttes Strömungsfeld mit Stromlinien und Axialgeschwindigkeit bei $T_V = 700\text{ °C}$ , $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ : Vergleich zwischen PIV (links) und CFD-Fall 2 (rechts). . . . .	120
5.19	Vergleich der zeitlich gemittelten zweidimensionalen skalaren Scherrate $S_{2d}$ des reagierenden Volllastfalls bei $T_V = 700\text{ °C}$ , $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ zwischen Simulation und Experiment (bezogen auf den Maximalwert des Experiments). . . . .	121
5.20	Vergleich der zeitlich gemittelten turbulenten kinetischen Energie $k$ des reagierenden Volllastfalls bei $T_V = 700\text{ °C}$ , $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ . . . . .	122
5.21	Vergleich der zeitlich gemittelten absoluten OH-Gradienten (FSD) mit der normierten Wärmefreisetzungzone der CFD-Simulationen für eine adiabate und eine isotherme Wand des reagierenden Volllastfalls bei $T_V = 700\text{ °C}$ , $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ . . . . .	123
5.22	Geschwindigkeitsprofile des reagierenden Teillastfalls (Fall 4) für verschiedene Axialpositionen bei $T_V = 700\text{ °C}$ , $P_{th,n} = 69\%$ und $\lambda = 3,0$ . . . . .	126
5.23	Vergleich der zeitlich gemittelten absoluten OH-Gradienten (FSD) mit der normierten Wärmefreisetzungzone der CFD-Simulationen für eine adiabate und eine isotherme Wand des reagierenden Teillastfalls bei $T_V = 700\text{ °C}$ , $P_{th,n} = 69\%$ und $\lambda = 3,0$ . . . . .	127
5.24	Temperaturverteilung mit Stromlinien und Rezirkulationsgebieten in der Symmetrieebene für den Volllastfall PC100. . . . .	129
5.25	Normierte Wärmefreisetzungsrates mit Rezirkulationsgebieten in der Symmetrieebene für den Volllastfall PC100. . . . .	130
5.26	Temperaturverteilung mit Stromlinien und Rezirkulationsgebieten in der Symmetrieebene für den Teillastfall PC20. . . . .	130
5.27	Normierte Wärmefreisetzungsrates mit Rezirkulationsgebieten in der Symmetrieebene für den Teillastfall PC20. . . . .	131
5.28	Abgasemissionen als Funktion der Turbinendrehzahl. . . . .	133

5.29	Vergleich der Abgasemissionen des atmosphärischen Brennerprüfstands mit den Emissionen der MGT als Funktion der lokalen Luftzahl $\lambda_{\text{lokal}}$ am Brenner. . . . .	136
5.30	Relativer Totaldruckverlust $\Delta p_{\text{tot},BK,rel}$ bezogen auf den Verdichteraustritt als Funktion der Turbinendrehzahl $N$ . . . . .	139
A.1	Adiabate Flammentemperatur $T_{ad}$ als Funktion der Luftzahl $\lambda$ für verschiedene Vorwärmtemperaturen $T_V$ . . . . .	152
A.2	Geschwindigkeitsprofile des nicht-reagierenden Vollastfalls (Fall 1) für verschiedene Axialpositionen bei $T_V = 700\text{ °C}$ , $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ .	155
A.3	Einfluss der Vorwärmtemperatur und der Wandwärmeverluste auf die Geschwindigkeitsprofile des reagierenden Vollastfalls (Basis: Fall 2) für verschiedene Axialpositionen bei $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ . . . . .	156
A.4	Einfluss der Vorwärmtemperatur und der Wandwärmeverluste auf das mittlere Strömungsfeld mit Stromlinien und Axialgeschwindigkeit bei $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ . . . . .	157
A.5	Einfluss der Vorwärmtemperatur und der Wandwärmeverluste auf die normierte Wärmefreisetzungsrage bei $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ . . . . .	158
A.6	Einfluss der Vorwärmtemperatur auf die Geschwindigkeitsprofile des nicht-reagierenden Vollastfalls (Basis: Fall 1) für verschiedene Axialpositionen bei $P_{th,n} = 100\%$ und $\lambda = 2,2$ . . . . .	159
A.7	Rezirkulationsrate $K_V$ für den Voll- und Teillastfall . . . . .	160
A.8	Abgasemissionen als Funktion der Luftzahl $\lambda$ für verschiedene Brennstoffdüsendurchmesser $d_B$ . . . . .	161

# Tabellenverzeichnis

3.1	Untersuchte Lastfälle und deren Vektorauswertung. . . . .	77
4.1	Experimentell und numerisch untersuchte Betriebspunkte der MGT. . . .	86
4.2	Simulierte Lastfälle. . . . .	86
4.3	Numerisch untersuchte Betriebspunkte der MGT. . . . .	94
5.1	Versuchsmatrix der ATM-Parameterstudie. . . . .	98
5.2	Auf <i>Konfiguration 1</i> normierte Öffnungsflächen der verschiedenen Misch- luftbohrungskonfigurationen. . . . .	132
A.1	Übersicht über die verschiedenen Messkampagnen . . . . .	148
A.2	Messbereiche und korrespondierende Genauigkeiten der Abgasanalysatoren	150
A.3	Ergebnisse der Gitterstudie mit Bezug der relativen Werte auf Gitter 4. .	153
A.4	Ergebnisse der Gitterstudie mit Bezug der relativen Werte auf Gitter 3. .	154
A.5	Normierte Durchmesser bzw. Öffnungsflächen der verschiedenen Brenn- stoffdüsen. . . . .	161



# Nomenklatur

<i>Lateinische Symbole</i>		
$A$	Fläche	$\text{m}^2$
$A$	Präexponentieller Faktor in Arrheniusgleichung	$\text{cm}, \text{mol}, \text{s}$
$a$	Temperaturleitfähigkeit	$\text{m}^2/\text{s}$
$A'$	Präexponentieller Faktor in Arrheniusgleichung (temperaturabhängig)	$\text{cm}, \text{mol}, \text{s}$
$A_T$	Fläche der gekrümmten Flammenfront	$\text{m}^2$
$b$	Exponent bei Temperaturabhängigkeit des präexponentiellen Faktors der Arrheniusgleichung	-
$c$	Konzentration	$\text{mol}/\text{m}^3$
$C_{\epsilon 1}$	Modellkonstante des k- $\epsilon$ -Modells	-
$C_{\epsilon 2}$	Modellkonstante des k- $\epsilon$ -Modells	-
$C_{\mu}$	Modellkonstante des k- $\epsilon$ -Modells	-
$c_p$	spezifische Wärmekapazität	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
$CD_{k\omega}$	Größe des k- $\omega$ -SST-Modells	-
$D$	Diffusionskoeffizient	$\text{m}^2/\text{s}$
$d$	Düsendurchmesser	$\text{mm}$
$d_p$	Partikeldurchmesser	$\text{m}$
$E_a$	Aktivierungsenergie	$\text{J}/\text{mol}$

## Nomenklatur

$E'_a$	Aktivierungsenergie bei Temperaturabhängigkeit des präexponentiellen Faktors der Arrheniusgleichung	J/mol
$F$	Mischfunktion	-
$f$	Brennweite	mm
$f_v$	Volumenkraft	N·m <sup>3</sup> /kg
$F_{\phi,i}$	$\phi$ -Flusskomponente in $x_i$ -Richtung	
$g$	Gravitationskonstante	m/s <sup>2</sup>
$G_\phi$	Drehimpulsstrom	Nm
$G_{ax}$	Axialimpulsstrom	N
$h$	Spezifische Enthalpie	J/kg
$h_q$	Plancksches Wirkungsquantum	J·s
$I_0$	Intensität des emittierten Lichts	W/m <sup>2</sup>
$I_1$	Intensität des transmittierten Lichts	W/m <sup>2</sup>
$k$	Turbulente kinetische Energie	m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>
$k_a$	Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient der Aktivierungsreaktion	cm,mol,s
$k_u$	Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient der unimolekularen Reaktion	cm,mol,s
$K_V$	Rezirkulationsrate	-
$k_{-a}$	Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient der Deaktivierungsreaktion	cm,mol,s
$k_{f_r}$	Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient der Elementarreaktion $r$	cm,mol,s
$l$	Länge	m
$l_f$	Charakteristische Längenskala des Fluids	m
$l_{mess}$	Länge der Messküvette	m
$Le$	Lewis-Zahl	-

$\dot{m}$	Massenstrom	g/s
$M_\alpha$	Molmasse der Spezies $\alpha$	g/mol
$\dot{m}_{recirc}$	Rezirkulierter Abgasmassenstrom	g/s
$N$	Drehzahl	1/min
$n$	Gesamtreaktionsordnung	-
$P$	Leistung	W
$P$	Wahrscheinlichkeitsdichte	-
$p$	Druck	Pa
$P_{k,lim}$	Limiter für kinetische Energie (k- $\omega$ -SST-Modell)	kg/(m·s <sup>3</sup> )
$Pr_t$	Turbulente Prandtl-Zahl	-
$Q$	Korrelationspitzenrate	-
$R$	Brennkammerradius	m
$r$	Elementarreaktion	
$r$	Radialer Abstand	m
$R_m$	Allgemeine Gaskonstante	J/(mol·K)
$R_s$	Spezifische Gaskonstante	J/(kg·K)
$R_{sw}$	Charakteristische Länge	m
$Re$	Reynolds-Zahl	-
$S$	Skalare Scherrate	1/s
$s_L$	Laminare Flammengeschwindigkeit	m/s
$S_N$	Drallzahl	-
$s_T$	Turbulente Flammengeschwindigkeit	m/s
$S_{2d}$	Zweidimensionale skalare Scherrate	1/s

## Nomenklatur

$S_\alpha$	Chemischer Quellterm	kg/(m <sup>3</sup> ·s)
$S_\phi$	Allgemeiner Quellterm	
$S_h$	Strahlungsquellterm	kg/(m·s <sup>3</sup> )
$Sc$	Schmidt-Zahl	-
$St$	Stokes-Zahl	-
$T$	Temperatur	K
$t$	Zeit	s
$t_p$	Charakteristische Zeitskala des Partikels	s
$T_V$	Vorwärmtemperatur	°C
$Tr$	Transmission	
$Tt_{45}$	Turbinenaustrittstemperatur	K
$u$	Geschwindigkeit	m/s
$u'$	Turbulenzintensität	m/s
$u_f$	Charakteristische Geschwindigkeit des Fluids	m/s
$u_i$	Geschwindigkeitskomponente in Raumrichtung i	m/s
$x$	Axialer Abstand	mm
$x$	Beliebige Variable	
$x, y, z$	Ortskoordinate	m
$x_i$	Koordinate der Raumrichtung	m
$Y$	Massenanteil	kg/kg
$y$	Wandabstand	m



---

 Griechische Symbole
 

---

$\alpha$	Chemische Spezies	
$\alpha_1$	Modellkonstante des k- $\omega$ -SST-Modells	-
$\alpha_2$	Modellkonstante des k- $\omega$ -SST-Modells	-
$\beta$	Modellkonstante des k- $\omega$ -Modells	-
$\beta^*$	Modellkonstante des k- $\omega$ - bzw. k- $\omega$ -SST Modells	-
$\beta_1$	Modellkonstante des k- $\omega$ -SST-Modells	-
$\beta_2$	Modellkonstante des k- $\omega$ -SST-Modells	-
$\Delta p$	Druckverlust	-
$\Delta t_{PIV}$	Zeit zwischen den PIV-Laserpulsen	s
$\delta_{ij}$	Kronecker Delta $\delta_{ij} = 1$ für $i=j$ ; $\delta_{ij} = 0$ für $i \neq j$	-
$\epsilon$	Dissipationsrate	$\text{m}^2/\text{s}^3$
$\epsilon_\lambda$	Extinktionskonstante	-
$\gamma$	Modellkonstante des k- $\omega$ -Modells	-
$\lambda$	Luftzahl	-
$\lambda$	Wellenlänge	nm
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$
$\mu$	Molekulare dynamische Viskosität	$\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$
$\mu_t$	Wirbelviskosität	$\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$
$\nu$	Frequenz	1/s
$\nu$	Kinematische Viskosität	$\text{m}^2/\text{s}$
$\nu''_{\alpha r}$	Stöchiometriekoeffizient des Produkts $\alpha$ in der Elementarreaktion $r$	-
$\nu'_{\alpha r}$	Stöchiometriekoeffizient des Reaktanden $\alpha$ in der Elementarreaktion $r$	-

## Nomenklatur

$\omega$	Turbulente Frequenz	1/s
$\phi$	Allg. Variable für Konstanten in der Mischfunktion (k- $\omega$ -SST-Modell)	-
$\phi$	Fluktuierende Größe	
$\phi$	Äquivalenzverhältnis	-
$\phi_{h,rel}$	Relative Luftfeuchte	%
$\rho$	Dichte	kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	Varianz	
$\sigma_k$	Modellkonstante des k- $\epsilon$ - bzw. k- $\omega$ -Modells	-
$\sigma_\epsilon$	Modellkonstante des k- $\epsilon$ -Modells	-
$\sigma_{\omega 1}$	Modellkonstante des k- $\omega$ -SST-Modells	-
$\sigma_{\omega 2}$	Modellkonstante des k- $\omega$ -SST-Modells	-
$\sigma_\omega$	Modellkonstante des k- $\omega$ -Modells	-
$\sigma_{k1}$	Modellkonstante des k- $\omega$ -SST-Modells	-
$\sigma_{k2}$	Modellkonstante des k- $\omega$ -SST-Modells	-
$\tau$	Charakteristische Reaktionszeit	s
$\tau$	Schubspannungstensor	kg/(m·s <sup>2</sup> )
$\tau$	Zeitskala	s
$\tau_{ign}$	Zündverzugszeit	s
$\tau_{ij}$	Element des Spannungstensors	kg/(m·s <sup>2</sup> )
$\tilde{\nu}$	Wellenzahl	1/cm

---

*Subskripte*

---

<i>ad</i>	Adiabat
<i>atm</i>	Atmosphärisch
<i>aus</i>	Austritt einer Komponente
<i>B</i>	Brennstoff
<i>BK</i>	Brennkammer
<i>comp</i>	Verdichter
<i>ein</i>	Eintritt einer Komponente
<i>el</i>	Elektrisch
<i>exh</i>	Abgas (Exhaust)
<i>f</i>	Fluid
<i>i</i>	Koordinate der Raumrichtung
<i>ISO</i>	Internationale Organisation für Normung (International Standard Organisation)
<i>K</i>	Kolmogorov-Skala
<i>krit</i>	Kritisch
<i>L</i>	Luft
<i>LBO</i>	Magere Verlöschgrenze (Lean Blow Out)
<i>max</i>	Maximal
<i>mix</i>	Luft/Brennstoff-Gemisch
<i>n</i>	Beliebiger Wirbel
<i>n</i>	Normiert
<i>p</i>	Partikel
<i>r</i>	Elementarreaktion

## Nomenklatur

<i>recirc</i>	Rezirkuliert
<i>rel</i>	Relativ
<i>s</i>	Stoff s
<i>SD</i>	Standardabweichung
<i>st</i>	Stöchiometrisch
<i>stat</i>	Statisch
<i>T</i>	Temperatur
<i>th</i>	Thermisch
<i>tot</i>	Total
<i>w</i>	Wand
<i>x</i>	Raumrichtung
<i>Y</i>	Massenanteil
<i>y</i>	Raumrichtung
<i>z</i>	Raumrichtung
<i>Düse</i>	Luft/Brennstoff-Düse

---

## *Superskripte*

---

'	Turbulenter Schwankungsanteil aus Reynolds-Mittelung
"	Turbulenter Schwankungsanteil aus Favre-Mittelung
—	Mittelwert
~	Mittelwert aus Favre-Mittelung

---

*Chemische Spezies*

---

<i>A</i>	Ausgangsstoff
<i>A*</i>	Reaktives Zwischenprodukt
<i>CH<sub>4</sub></i>	Methan
<i>CO</i>	Kohlenmonoxid
<i>CO<sub>2</sub></i>	Kohlenstoffdioxid
<i>H</i>	Wasserstoff, atomar
<i>H<sub>2</sub>O</i>	Wasser
<i>HCN</i>	Cyanwasserstoff
<i>M</i>	Stoßpartner
<i>N</i>	Stickstoff, atomar
<i>N<sub>2</sub></i>	Stickstoff, molekular
<i>N<sub>2</sub>O</i>	Distickstoffoxid (Lachgas)
<i>NO</i>	Stickstoffmonoxid
<i>NO<sub>x</sub></i>	Gasförmige Stickoxidverbindungen
<i>NO<sub>2</sub></i>	Stickstoffdioxid
<i>O</i>	Sauerstoff, atomar
<i>O<sub>2</sub></i>	Sauerstoff, molekular
<i>OH</i>	Hydroxylradikal
<i>OH*</i>	Elektronisch angeregtes OH-Radikal
<i>P</i>	Reaktionsprodukt
<i>TiO<sub>2</sub></i>	Titandioxid

A-PDF	Angenommene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (Assumed Probability Density Function)
AFR	Luft/Brennstoff-Verhältnis (Air Fuel Ratio)
ATM	Atmosphärisch(er Prüfstand)
BAFA	Bundesamt für Wirtschaft und Ausfuhrkontrolle
BHKW	Blockheizkraftwerk
BImSchG	Bundes-Immissionsschutzgesetz
BImSchV	Bundes-Immissionsschutzverordnung
CCD	Ladungsgekoppeltes Bauteil (Charge-Coupled Device)
CFD	Numerische Strömungsmechanik (Computational Fluid Dynamics)
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V.
DNS	Direkte Numerische Simulation (Direct Numerical Simulation)
EDC	Eddy-Dissipation-Concept
EDM	Eddy-Dissipation-Model
EEG	Erneuerbare Energien Gesetz
FLOX	Flammenlose Oxidation <sup>®</sup>
FRC	Finite-Rate-Chemistry
FSD	Flammenoberflächendichte (Flame Surface Density)
HR	Hoch reflektierend (High Reflecting)
HT	Hoch transmittierend (High Transmittend)
IR	Infrarot
ISO	Internationale Organisation für Normung (International Standard Organisation)

KWK	Kraft-Wärme-Kopplung
LBO	Magere Verlöschgrenze (Lean Blow Out)
LES	Grobstruktursimulation (Large Eddy Simulation)
MGT	Mikrogasturbine
MTT	Micro Turbine Technology b. v.
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat
OH*-CL	OH*-Chemolumineszenz
PC	Power Code
PIV	Particle Image Velocimetry
PLIF	Planare Laser-induzierte Fluoreszenz
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes
RNG	Re-Normalisation Group
SST	Schubspannungstransport (Shear Stress Transport)
TA Luft	Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft
THETA	Turbulente Wärmefreisetzungs-Erweiterung des TAU-Codes (Turbulent Heat Release Extension of the TAU Code)
UHC	Unverbrannte Kohlenwasserstoffe (Unburned Hydro Carbons)
URANS	Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes
UV	Ultra-violett





# Kurzfassung

Während die derzeit auf dem Markt befindlichen Mikrogasturbinen (MGT) zur Kraft-Wärme-Kopplung aufgrund ihrer elektrischen und thermischen Leistung für den Einsatz in Gewerbeobjekten ausgelegt sind, befinden sich Mikrogasturbinen für den Einsatz in kleinen Mehrfamilienhäusern noch in der Entwicklung. Um den elektrischen Wirkungsgrad von MGTs in niedrigen Leistungsklassen zu erhöhen, kommen Hochtemperaturrekuperatoren zum Einsatz, welche zu vergleichsweise hohen Brennkammereintrittstemperaturen führen. Für das Brennkammersystem stellen diese hohen Eintrittstemperaturen eine Herausforderung dar. Insbesondere beim Betrieb mit einer für geringe Stickoxidemissionen erwünschten Vormischung von Luft und Brennstoff bergen die hohen Eintrittstemperaturen in konventionellen Brennersystemen das Risiko eines Flammenrückschlags. Hier bietet sich das Verbrennungskonzept zur Flammenlosen Oxidation (FLOX<sup>®</sup>) an, welches selbst bei hohen Brennkammereintrittstemperaturen einen vorgemischten Betrieb ermöglicht. Gleichzeitig sorgt es für eine homogene Temperaturverteilung ohne lokale Temperaturspitzen in der Brennkammer, was für niedrige Stickoxidemissionen essentiell ist.

Das Ziel dieser Arbeit war daher die Entwicklung eines einstufigen, FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystems für eine Mikrogasturbine mit einer zugeführten thermischen Leistung von  $< 25 \text{ kW}$ , das die gesetzlichen Emissionsgrenzwerte für  $\text{NO}_x$ - und  $\text{CO}$  deutlich unterschreitet. Herausforderungen hierbei waren insbesondere die hohen Brennkammereintrittstemperaturen von bis zu  $730 \text{ °C}$  sowie die durch den geringen Bauraum und die geringe Leistungsklasse bedingten Abmessungen der Bauteile. Darüber hinaus sollten die zur Auslegung des Brennkammersystems eingesetzten numerischen Modelle hinsichtlich ihrer Eignung bzw. ihrer Grenzen für die Auslegung derartiger Brennersysteme beurteilt werden. Der Funktionsnachweis über die Einhaltung der Emissionsziele innerhalb des Betriebsbereichs erfolgte auf einem optisch zugänglichen Brennerprüfstand unter atmosphärischen Bedingungen. Darüber hinaus wurden die Einflüsse von thermischer Leistung, Vorwärmtemperatur und Luftzahl auf den Druckverlust, die  $\text{NO}_x$ - und  $\text{CO}$ -Emissionen sowie auf die Form und Lage der Wärmefreisetzungszone untersucht. Anhand

dieser Ergebnisse wurde der Betriebsbereich für den Einsatz in der MGT und die gewünschte Aufteilung zwischen Primär- und Sekundärluft festgelegt. Zusätzlich wurde an ausgewählten Lastpunkten das Strömungsfeld und die Lage der Wärmefreisetzungzone simultan mittels laserbasierter Messtechnik untersucht, um die eingesetzten numerischen Modelle bewerten zu können. Dies war erforderlich, da für diesen Leistungsbereich keine Validierungsdaten zur Verfügung standen und die Auslegung des Brennkammersystems für den Einsatz in der MGT (insbesondere bzgl. der Position und Fläche der Mischluftbohrungen) aufgrund eines fehlenden optischen Zugangs an der MGT mittels numerischer Simulationen erfolgen musste. Anschließend erfolgte die Integration in die MGT und die experimentelle Untersuchung des Brennkammersystems.

Im atmosphärischen Brennerprüfstand wies der Brenner einen weiten stabilen Betriebsbereich bei gleichzeitig niedrigen Emissionen auf. Die  $\text{NO}_x$ -Emissionen lagen dabei unabhängig von der thermischen Leistung für den untersuchten Luftzahlbereich deutlich unterhalb des gesetzlichen Grenzwerts. Der CO-Grenzwert wurde im relevanten Leistungsbereich ebenfalls in einem weiten Luftzahlbereich unterschritten. Anhand der Emissionen sowie des Druckverlusts ergab sich für den Vollastfall eine angestrebte Soll-Luftzahl am Brennerkopf von  $\lambda = 2,1$ . Die Bewertung der eingesetzten numerischen Modelle erfolgte anhand der beiden stationären Lastpunkte Voll- und (minimale) Teillast und zeigte, dass die Hauptcharakteristika der Strömung (wie z. B. die innere Rezirkulationszone) wiedergegeben werden. Jedoch wurde die Länge und Breite der Rezirkulationszone von der numerischen Simulation überschätzt, genauso wie die Maximalgeschwindigkeit der eindringenden Jets. Im Vollastfall konnte eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation bzgl. der Lage der Wärmefreisetzungzone erzielt werden; im Teillastfall konnte die Qualität der Simulation unter Berücksichtigung von Wandwärmeverlusten deutlich verbessert werden. Die experimentelle Untersuchung in der Mikrogasturbine zeigte, dass das Brennkammersystem auch hier über den gesamten Betriebsbereich stabil betrieben werden kann. Die  $\text{NO}_x$ -Emissionen lagen dabei im gesamten Betriebsbereich unterhalb des in der TA Luft gesetzten Grenzwerts. Auch die CO-Emissionen unterschritten die Vorgaben der TA Luft signifikant.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das erste einstufige FLOX<sup>®</sup>-basierte Brennersystem entwickelt, das in einer Mikrogasturbine den gesamten Betriebsbereich von kalter Zündung über Teillast bis hin zu Vollast abdecken kann und das bei gleichzeitiger Einhaltung bzw. deutlicher Unterschreitung der in der TA Luft festgesetzten  $\text{NO}_x$ - und CO-Emissionsgrenzwerte. Zudem konnte gezeigt werden, dass die verwendeten numerischen Modelle sich grundsätzlich für die Auslegung derartiger Brennersysteme eignen.

# Abstract

High power micro gas turbines (MGTs) for combined heat and power (CHP) generation, are currently used in commercial buildings, while low power class MGTs for small multi-family houses are still in development. In order to increase the electrical efficiency of MGTs in low power classes, high temperature recuperators are used, which lead to comparatively high combustion chamber inlet temperatures. However, when operated with pre-mixed air and fuel, which aids in lowering  $\text{NO}_x$  emissions, the high inlet temperatures increase the risk for flashback. Combustors based on the flameless oxidation (FLOX<sup>®</sup>) principle offer many advantages, such as dramatically reducing the risk for flashback, when operated at high air preheat temperatures. In addition, FLOX<sup>®</sup>-based combustors promote homogeneous temperature distributions without local temperature peaks, which are essential for producing low  $\text{NO}_x$  emissions.

Therefore, FLOX<sup>®</sup>-based combustors are optimal for the use in low power class CHP systems. The aim of this work is to develop a single-stage FLOX<sup>®</sup>-based combustion system for a  $< 25$  kW MGT that produces CO and  $\text{NO}_x$  emissions significantly below the German legal limits. Design challenges include high combustion chamber inlet temperatures (up to  $730^\circ\text{C}$ ) that facilitate flashback, as well as small component dimensions, due to the need for high flow velocities and limited installation space. Additionally, applied numerical models are evaluated with regard to their suitability and limits for low power MGT FLOX<sup>®</sup>-based combustion systems. Furthermore, experiments are performed under atmospheric conditions in an optically accessible test rig to validate the combustor concept, with regards to functionality and pressure loss, as well as to demonstrate compliance with emissions regulations. The influences of thermal power, preheat temperature and air number on pressure loss, exhaust gas emissions, as well as on the shape and location of the heat release zones were evaluated. Based on the results, the combustor operating range for the MGT and the desired split between primary and secondary air were determined. Lastly, the flow field and the location of the heat release zones were analyzed simultaneously for selected load points using laser-based measurement techniques, in order to evaluate the quality of the applied numerical models. Experimental validation

## *Abstract*

is necessary due to a lack of information provided in previous studies for low power class FLOX<sup>®</sup>-based combustors. Furthermore, validation allows for better MGT design optimizations in areas with limited or no optical access, such as the positioning of the dilution holes. The burner was further examined in the MGT.

The atmospheric experimental results indicated a wide stable operating range and low emission levels for all tested points. Independent of the thermal power, the NO<sub>x</sub> emissions remain significantly below the legal limit. Additionally, the CO emissions also remain below the legal limit for a wide range of air numbers. Based on the emission results and the pressure loss data, the optimal local air number for the base load was determined to be  $\lambda = 2.1$ . Additionally, the applied numerical models were assessed using two stationary load points (base load and (minimum) part load). The models indicate that the main characteristics of the flow field (i. e. inner recirculation zone) are in agreement with the experimental results. However, the length and width of the recirculation zone, as well as the peak velocity of the incoming jets were overestimated by the simulations. At base load, the location of the heat release zones were in good agreement with the experiments, whereas at part load, the quality of the simulations could be significantly improved by considering heat losses. In summary, the experimental investigations of the MGT combustion system showed that the combustion, which was developed within this work, is stable over the entire MGT operating range. Therefore, it is the first single-staged FLOX<sup>®</sup>-based combustion system, which covers the entire operating range from ignition at cold conditions up to base load. Furthermore, it performed within the limits specified in the TA Luft. The NO<sub>x</sub> emissions were below the legal threshold for the complete operating range and the CO emissions were also significantly below the requirements for the majority of points tested. Moreover, it was determined that the applied numerical models are suitable for use in further small scale FLOX<sup>®</sup>-based combustion systems design processes. Lastly, it is concluded, that this burner is suitable for the use in decentralized power generation.

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Seit der Atomreaktorkatastrophe von Fukushima im Jahr 2011 hat sich die deutsche Bundesregierung zum Ziel gesetzt, die Energiewende, d. h. den Übergang von der Kernenergie und einer nicht-nachhaltigen Stromerzeugung hin zu Erneuerbaren Energien, zu beschleunigen. Dies wurde gesetzlich im *Gesetz für den Ausbau erneuerbarer Energien (Erneuerbare-Energien-Gesetz – EEG 2014 und EEG 2017)* geregelt, worin eine Erhöhung des Anteils der Erneuerbaren Energien an der Stromerzeugung auf mindestens 80 % angestrebt wird [1, 2]. Gleichzeitig soll der Stromverbrauch durch eine Steigerung der Energieeffizienz um 25 % gegenüber dem Jahr 2008 reduziert werden [3]. Insbesondere durch die Zunahme von Wind- und Solarenergie an der Stromerzeugung, deren Stromproduktion nicht beeinflussbaren Randbedingungen unterliegen, verändert sich der deutsche Energiemarkt grundlegend. Kraftwerke, die flexibel auf die fluktuierende Stromerzeugung der Wind- und Solaranlagen reagieren können, gewinnen zunehmend an Bedeutung [4], um die Netzstabilität zu gewährleisten. Neben zentralen Gas- bzw. Gas-und-Dampf-Kraftwerken oder Pumpspeicherkraftwerken kann diese Aufgabe von dezentralen Kraft-Wärme-Kopplungs-Anlagen (KWK-Anlagen) übernommen werden. Diese bieten Vorteile gegenüber der getrennten Erzeugung von Strom und Wärme, d. h. einer Stromerzeugung im zentralen Großkraftwerk und der Wärmeerzeugung in einzelnen Haushalten. Während in zentralen Kraftwerken der Großteil der bei der Stromerzeugung entstehenden Wärme nicht genutzt werden kann, wird die eingesetzte Primärenergie in dezentralen KWK-Anlagen effizienter umgesetzt, da der Strom dort erzeugt wird, wo auch die Wärme genutzt werden kann [5]. So lassen sich im Leistungsbereich von einigen Kilowatt bis zu niedrigen Megawattzahlen Gesamtwirkungsgrade von bis zu 90 % erreichen [6]. Damit tragen dezentrale KWK-Anlagen zu einer Reduzierung der CO<sub>2</sub>-Emissionen durch eine effizientere Energienutzung bei [5]. Dies trifft insbesondere auf KWK-Anlagen mit einer wärmegeführten Betriebsweise zu, wie sie derzeit überwiegend erfolgt [7]. Mit einer weiteren zu erwartenden Steigerung des Wind- und Photovoltaikanteils am Strommix

## 1 Einleitung

wird jedoch auch ein stromgeführter Betrieb in Kombination mit einem Wärmespeicher zunehmend interessant [8]. Der Großteil der derzeitigen KWK-Anlagen basiert auf dem Einsatz von (Gas-)Motoren. Diese weisen je nach Leistungsklasse gegenwärtig einen elektrischen Wirkungsgrad von maximal 41 % ( $P_{el} = 100 - 200 \text{ kW}$ ) auf, während der von Mikrogasturbinen (MGT) derzeit noch bei maximal ca. 33 % ( $P_{el} \leq 500 \text{ kW}$ ) liegt [9]. Jedoch bieten Mikrogasturbinen erhebliche Vorteile in Bezug auf die Schadstoffemissionen. Im Gegensatz zu Gasmotoren kann bei Mikrogasturbinen für die Einhaltung der gesetzlichen Emissionsgrenzwerte auf eine aufwändige und teure Abgasnachbehandlung verzichtet werden. Aufgrund ihrer Betriebsweise mit hohem Luftüberschuss weisen MGTs eine hohe Brennstoffflexibilität auf. Als weitere Vorteile gegenüber den BHKWs auf Gasmotorbasis sind eine hohe Teillastfähigkeit und geringere Wartungskosten [10] zu nennen. Blockheizkraftwerke auf Gasturbinenbasis sind aktuell ab einer elektrischen Leistung von 30 kW aufwärts kommerziell erhältlich. Für den Einsatz in kleinen Mehrfamilienhäusern sind jedoch deutlich geringere Leistungen ( $P_{el} < 5 \text{ kW}$ ) erforderlich. Die Autoren der *Shell-Studie 2030* [11] gehen im Mini- (Mehrfamilienhäuser) und Mikro-KWK-Bereich (Ein- und Zweifamilienhäuser) bis zum Jahr 2030 von einer Erhöhung der Anlagenzahl um bis zu 330.000 Stück im Vergleich zum Jahr 2011 aus. Passende KWK-Anlagen für die Anwendung in kleinen Mehrfamilienhäusern auf Basis von Mikrogasturbinen werden derzeit von einigen Start-up-Unternehmen entwickelt. Abbildung 1.1 zeigt einen allgemeinen schematischen Aufbau eines Mikrogasturbinenkreislaufs mit Rekuperator.

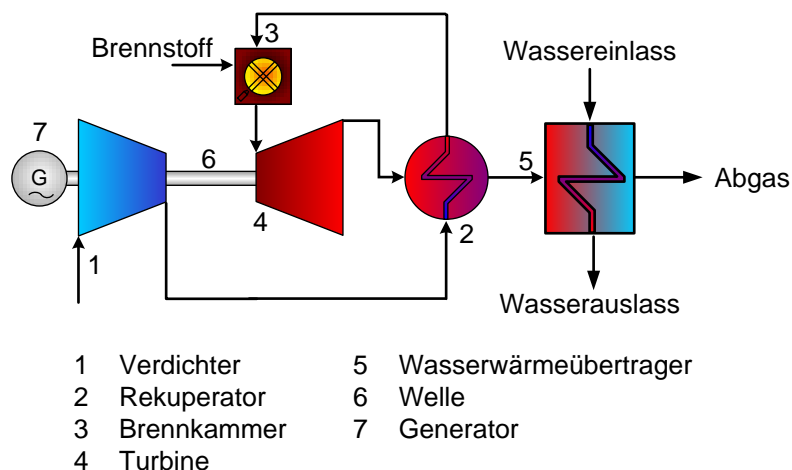


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung eines rekuperierten Mikrogasturbinenkreislaufs [12] (modifiziert).

Zunächst wird Luft aus der Umgebung im Verdichter (1) komprimiert und anschließend im Rekuperator (2) durch heiße Abgase vorgewärmt, bevor in der Brennkammer (3) Brennstoff zugeführt und verbrannt wird. Das heiße Abgas wird über die Turbine (4), welche den Verdichter antreibt, entspannt und erwärmt die komprimierte Frischluft im Rekuperator (2). Im sich anschließenden Wasserwärmeübertrager (5) wird schließlich die thermische Leistung für Heizung bzw. Warmwasser aus dem Mikrogasturbinensystem ausgekoppelt. Üblicherweise handelt es sich bei den Turbokomponenten um einen Radialverdichter bzw. eine Radialturbine, die im einfachsten Fall einstufig und auf einer Welle (6) sitzend ausgeführt sind. Durch die Rotationsbewegung wird am Generator (7) Strom erzeugt, der entweder selbst verbraucht oder aber ins Stromnetz eingespeist wird bzw. auch in einem Stromspeicher gespeichert werden könnte. Der Anteil an erzeugtem Strom im Verhältnis zur eingesetzten Brennstoffleistung, d. h. der elektrische Wirkungsgrad  $\eta_{el}$ , ist dabei vor allem von der Leistungsklasse der Mikrogasturbine abhängig. Mit sinkender Leistungsklasse nimmt der elektrische Wirkungsgrad der MGT in der Regel ab, da die Verluste (z. B. der Lager, Spalte und Wärmeverluste) nicht proportional mit der Größe skalieren [13], sondern relativ gesehen größer werden. Ein weiterer wichtiger Einflussparameter auf den elektrischen Wirkungsgrad ist die Turbineneintrittstemperatur. Diese ist zwar derzeit bei ungekühlten Turbinen, wie sie bei Mikrogasturbinen i. d. R. eingesetzt werden, aufgrund von Materialgrenzen auf ca. 1050 °C limitiert, jedoch kann der Abfall des elektrischen Wirkungsgrads mit sinkender Leistungsklasse auch mittels eines Hochtemperaturrekuperators, welcher für eine hohe Brennkammereintrittstemperatur sorgt, verringert werden. Somit genügt eine geringere Zufuhr von Brennstoff für das Erreichen der maximal möglichen Turbineneintrittstemperatur. Mit steigender Brennkammereintrittstemperatur erhöht sich allerdings insbesondere bei einer Vormischung von Luft und Brennstoff das Risiko eines Flammenrückschlags. Hier bietet sich das ursprünglich in Industrieöfen eingesetzte Konzept der Flammenlosen Oxidation (FLOX<sup>®</sup>) an. Dieses ermöglicht selbst bei hohen Brennkammereintrittstemperaturen eine vorgemischte Betriebsweise und bietet darüber hinaus den Vorteil einer homogenen Temperaturverteilung ohne lokale Temperaturspitzen in der Brennkammer. Beides trägt zu einer Reduzierung der Stickoxidemissionen bei (s. dazu Kap. 2.1.3.1).

## 1.2 Stand der Technik

### 1.2.1 Derzeitige Brennersysteme für Mikrogasturbinen

Die in Mikrogasturbinen eingesetzten Brennersysteme erreichen eine Stabilisierung der Flamme in der Regel dadurch, dass heiße Abgase durch eine Rückströmung (Rezirkulation) zurückgeführt und in das einströmende Luft/Brennstoff-Gemisch eingemischt werden. Durch die hohen Abgastemperaturen entzündet sich das Frischgasgemisch und ein wegtragen der Flamme stromabwärts wird verhindert. Bei den derzeit in Mikrogasturbinen eingesetzten Brennern wird das Rückströmgebiet über eine Verdrehung der in den Brennraum einströmenden Luft bzw. des einströmenden Luft/Brennstoff-Gemischs erzeugt, wie in Abbildung 1.2 gezeigt.

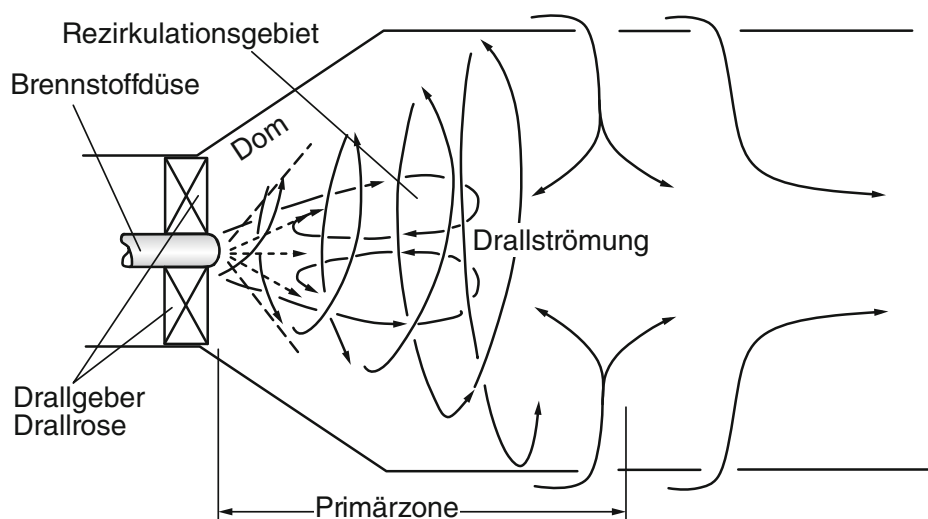


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung einer Brennkammer mit nicht-vorgemischtem Drallbrenner [14].

Der Strömung wird damit eine Geschwindigkeitskomponente in tangentialer Richtung aufgeprägt, welche zu einem radialen und axialen Druckgradienten und damit zu einer Rezirkulationszone im Innern führt [15]. Die Flamme bildet sich überwiegend kegelförmig aus. Die Aufprägung des Dralls erfolgt in der Regel über einen oder mehrere Drallerzeuger, welche entweder aus radial oder axial angeordneten Schaufeln bestehen können [16]. Ist die Rotation der Strömung um die Brennerachse stark genug, wird im Inneren des Kegels ein Unterdruckgebiet erzeugt [15]. Dadurch werden heiße Abgase und Radikale zur Flammenwurzel zurücktransportiert und unterstützen somit die Flammenstabilisierung [16].



Die Drallströmung lässt sich durch die von Beér und Chigier eingeführte dimensionslose Drallzahl  $S_N$  charakterisieren [15]

$$S_N = \frac{G_\phi}{R_{sw} G_{ax}}. \quad (1.1)$$

Diese setzt den Drehimpulsstrom  $G_\phi$  ins Verhältnis zum Axialimpulsstrom  $G_{ax}$  und normiert diesen auf eine charakteristische Länge  $R_{sw}$  (meist Radius des Koaxialrohrs). Für Werte von  $S_N < 0,4$  bildet sich keine Rezirkulationszone aus. In den meisten Drallbrennern, die von technischer Relevanz sind, liegen die Drallzahlen im Bereich  $S_N > 0,6$  [16]. Bei hohen Vorwärmtemperaturen stellt die Vormischung von Luft und Brennstoff in Drallbrennern eine Herausforderung an den Brenner dar, da die radiale Geschwindigkeitskomponente zu Gebieten mit lokal niedrigen Axialgeschwindigkeiten führt. Dies erhöht das Risiko, dass die Flamme in diesen Gebieten stromauf wandert und es zu einem sogenannten Flammenrückschlag kommt, welcher in der Regel zu einer Beschädigung des Brenners führt. Dies macht vorgemischte, drall-stabilisierte Brenner auch sensitiv gegenüber Änderungen in der Brennstoffzusammensetzung, insbesondere gegenüber Beimischungen von Komponenten mit hoher laminarer Flammgeschwindigkeit wie beispielsweise Wasserstoff. Um jedoch das Niveau der  $\text{NO}_x$ -Emissionen zu senken, ist eine Vormischung von Luft und Brennstoff essentiell, da so Gebiete mit lokal niedrigen Luftzahlen  $\lambda$  vermieden werden. Vorteilhaft ist die kompakte Flamme bei hoher Leistungsdichte, die eine kurze Baulänge der Brennkammer ermöglicht. Ein solches Drallbrennersystem wird beispielsweise in der Ansaldo *AES100* (ehemals Turbec *T100PH*), einer Mikrogasturbine mit einer elektrischen Leistung von 100 kW eingesetzt. Das Standardbrennersystem der Ansaldo *AES100* ist zweistufig ausgelegt und wird mit Erdgas bei Brennkammereintrittstemperaturen von bis zu 640 °C betrieben. Sowohl die Haupt- als auch die Pilotstufe sind mit radialen Drallerzeugern versehen, welche die Frischluft entgegengesetzt verdrehen [17]. Ein einstufiges Brennersystem mit axialem Drallerzeuger wird in der derzeit noch nicht kommerziell erhältlichen Mikrogasturbine *EnerTwin* der Firma Micro Turbine Technology b. v. (MTT) verwendet [18]. Bei diesem KWK-System mit einer elektrischen Leistung von 3 kW liegt die Brennkammereintrittstemperatur bei bis zu 730 °C, was das Risiko eines Flammenrückschlags bei einer Vormischung von Luft und Brennstoff deutlich erhöht, da sich die Zündverzugszeit mit steigender Vorwärmtemperatur verringert. Um die  $\text{NO}_x$ -Emissionen zu senken, wurden von Visser et al. [18] unterschiedliche Brennersystemkonfigurationen untersucht. Für Brennkammereintrittstemperaturen von ca. 730 °C lagen deren  $\text{NO}_x$ -Emissionen deutlich oberhalb des in

der Technischen Anleitung zur Reinhaltung der Luft (TA Luft) festgelegten Grenzwerts. In der kommerziell erhältlichen Mikrogasturbine C30 der Firma Capstone erfolgt die Verbrennung mittels eines mehrstufigen Brennersystems. Dieses kann sowohl vorgemischt als auch nicht-vorgemischt betrieben werden. In welchem Modus der Brenner betrieben wird, ist dabei von der Brenngaszusammensetzung (bzw. dessen Heizwert) und der geforderten elektrischen Leistung abhängig. Während im sogenannten *Premix-Mode* Luft und Brennstoff vorgemischt in die Brennkammer eingebracht werden, erfolgt die Verbrennung im *Pilot-Mode* nicht-vorgemischt über eine Diffusionsflamme. Luft und Brennstoff werden dabei über drei Injektoren in die Brennkammer eingebracht, in denen der Luft bzw. dem Luft/Brennstoff-Gemisch jeweils ein Drall aufgeprägt wird, bevor sie in den ringförmigen Brennraum einströmen [19].

### 1.2.2 FLOX<sup>®</sup>-basierte Brenner

Bei der von Wüning und Wüning [20] vorgestellten FLOX<sup>®</sup>-Verbrennung, der sogenannten Flammenlosen Oxidation, handelt es sich um ein Verbrennungskonzept, welches sich durch einen hohen Eintrittsimpuls von Luft und Brennstoff in die Brennkammer und sehr geringe NO<sub>x</sub>-Emissionen auszeichnet. In der Literatur ist es auch unter den Begriffen *Moderate or Intense Low-oxygen Dilution Combustion (MILD Combustion)* [21] oder *High Temperature Air Combustion (HiTAC)* [22] bekannt. All diesen Konzepten ist gemein, dass ein hoher Anteil des Abgases über eine Rückströmung zurück zum Brennkammereinlass transportiert wird und das einströmende Frischgas dabei verdünnt und erwärmt. In der Regel erfolgt die Eindüsung des Frischgases in die Brennkammer mit hoher Geschwindigkeit über kreisförmig angeordnete Düsen, wie in Abb. 1.3 dargestellt.

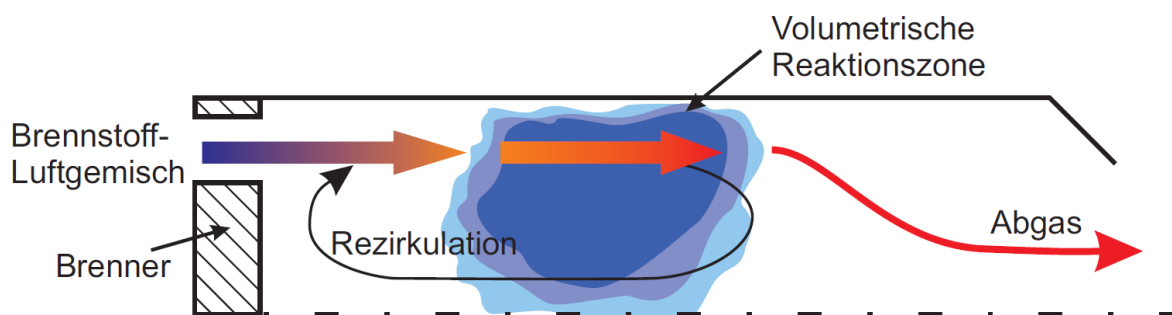


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Strömungsführung einer teil-vorgemischten FLOX<sup>®</sup>-Verbrennung [23].

Durch die hohen Geschwindigkeiten des in die Brennkammer eindringenden Strahls wird in Kombination mit der umgebenden Brennkammergeometrie [24, 25] eine Rückströmung im Bereich der Brennerachse, die sogenannte innere Rezirkulation, erzeugt. Durch die Einmischung der heißen Abgase wird die Flamme durch den Wärmeeintrag und den Eintrag von Radikalen stabilisiert. Gleichzeitig erfolgt eine Verdünnung des reagierenden Gemisches, welche die Reaktionsgeschwindigkeiten herabsetzt. Die Verbrennung erfolgt dann nicht mehr in Form einer diskreten, sichtbaren Flamme, sondern (fast) ohne sichtbares Flammenleuchten im Volumen. Die Temperaturverteilung innerhalb der Brennkammer ist hierbei weitestgehend homogen ohne lokale Temperaturspitzen [25, 26], welche die Entstehung von thermischem  $\text{NO}_x$  fördern würden (s. Kapitel 2.1.3.1). Aufgrund der hohen axialen Einströmgeschwindigkeiten und des damit verbundenen Fehlens von Gebieten niedriger Axialgeschwindigkeit, wird das Risiko eines Flammenrückschlags im Vergleich zu Drallbrennern deutlich gesenkt, so dass beispielsweise auch eine Verbrennung mit hochreaktivem Wasserstoff möglich ist [27].

Während für drall-stabilisierte Brenner üblicherweise die Drallzahl die charakteristische Größe darstellt (s. Gl. 1.1), wird für die Beschreibung von FLOX<sup>®</sup>-Brennern die Rezirkulationsrate  $K_V$  herangezogen. Diese berechnet sich nach Wüning und Wüning [20] mit dem rezirkulierten Abgasmassenstrom  $\dot{m}_{recirc}$  und dem Luft- und Brennstoffmassenstrom  $\dot{m}_L$  bzw.  $\dot{m}_B$  zu

$$K_V = \frac{\dot{m}_{recirc}}{\dot{m}_L + \dot{m}_B}. \quad (1.2)$$

Die eigentlich aus Industrieöfen unter atmosphärischen Bedingungen stammende Technologie der Flammenlosen Oxidation<sup>®</sup> wurde von Lückerrath et al. für die Anwendung in Gasturbinen, d. h. unter Druck und mit hohen Leistungsdichten, adaptiert und erstmals bei Drücken von 20 bar und einer maximalen thermischen Leistung von 475 kW getestet [28, 29]. Die mittlere Geschwindigkeit in den Düsen wurde im Bereich von 40 - 160 m/s variiert. Der eingesetzte FLOX<sup>®</sup>-Brenner mit 12 Düsen wies beim Betrieb mit Erdgas in einem gewissen Luftzahlbereich  $\text{NO}_x$ - und CO-Emissionen unter 10 ppm (15 Vol.-% Restsauerstoff) auf. Durch eine Erhöhung der mittleren Geschwindigkeit in der Düse konnte der Luftzahlbereich mit diesen geringen Emissionen vergrößert werden. Des Weiteren wird in [29] eine erfolgreiche Beimischung von bis zu 40 Vol.-% Wasserstoff demonstriert und ein erfolgreicher Test bei 30 bar erwähnt. Um den Brennerbetriebsbereich zu vergrößern, untersuchten Rödiger et al. [30] einen FLOX<sup>®</sup>-basierten Brenner mit einer drall-stabilisierten Pilotstufe bei Drücken bis 10 bar. Dieser wurde bei thermischen Leistungen von 907 kW (einstufiger Betrieb) und 978 kW (zweistufiger Betrieb) am Hochdruckbrennkammerprüfstand am DLR in Stuttgart getestet. Dabei wurden die für den Teillastbetrieb relevanten

## 1 Einleitung

Parameter Druck, Düsendeschwindigkeit und die Vorwärmtemperatur variiert und deren Einfluss auf die Schadstoffemissionen und auf akustische Instabilitäten untersucht. Die Geschwindigkeit am Düsenaustritt wurde zwischen 68 m/s und 130 m/s und die adiabate Flammentemperatur zwischen 1500 K und 2080 K variiert. Durch den Einsatz des drallstabilisierten Pilotbrenners konnte der Betriebsbereich um ca. 10 % erweitert werden. Für einen FLOX<sup>®</sup>-Brenner mit 12-Düsen mit einer thermischen Leistung von mehr als 82 kW zeigten Vaz et al. [31], dass sich die magere Verlöschgrenze durch eine höhere Wandtemperatur zu höheren Luftzahlen hin verschiebt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die höheren mittleren Wandtemperaturen ein lokales Quenchen der Reaktion verhindern. Bei einer Vorwärmtemperatur von 250 °C und einer thermischen Leistung von 82 kW erreichten sie eine flammenlose Verbrennung ab einer Wandtemperatur von ca. 850 °C. Bei Absenkung der Wandtemperatur musste die thermische Leistung erhöht werden, um weiterhin im Bereich der flammenlosen Oxidation zu operieren. Die Gründe für den aufgezeigten Einfluss der thermischen Leistung auf die magere Verlöschgrenze, wurden im Rahmen dieser Studie nicht weiter untersucht. Den Einfluss verschiedener Geometrieparameter wie beispielsweise Brennkammerdurchmesser und der Einschnürung am Brennkammeraustritt sowie der Einfluss der Vorwärmtemperatur und des zugeführten Luftmassenstroms auf die Stabilität und die Abgasemissionen wurde von Li et al. [25] untersucht. Ein größerer Brennkammerdurchmesser wirkte sich dabei positiv auf die NO<sub>x</sub>-Emissionen aus. Gleichzeitig schwächte dies jedoch die innere Rezirkulation und verschob die magere Verlöschgrenze zu niedrigeren Luftzahlen hin, was den stabilen Betriebsbereich des Brenners somit reduzierte. Mit etwas Abstand zur mageren Verlöschgrenze ergaben sich vergleichbare CO-Emissionen. Eine stärkere Einschnürung am Brennkammerauslass führte zu höheren CO-Emissionen, da durch eine Beschleunigung des Abgases die für die vollständige CO-Oxidation erforderliche Aufenthaltszeit verringert wurde. Ein höherer Massenstrom unterstützte die flammenlose Oxidation ebenso wie eine höhere Vorwärmtemperatur. Den Einfluss der Vormischstreckenlänge und der Düsendeschwindigkeit wurde von Sadanandan et al. [32] bei einem Druck von 20 bar untersucht. Mit steigender Vormischstreckenlänge erfolgte die Wärmefreisetzung weiter stromauf und der Bereich, in dem der Brenner mit NO<sub>x</sub> und CO-Emissionen < 10 ppm @15 Vol.%-O<sub>2</sub> betrieben werden konnte, vergrößerte sich bei der Verwendung von Erdgas deutlich. Allerdings führte der Betrieb mit Vormischstrecke dazu, dass das Luft/Brennstoff-Gemisch bereits früher, d. h. näher am Düsenaustritt zündet und damit weniger rezirkuliertes Abgas vor Einsetzen der Verbrennung eingemischt werden kann. Dies führt zu lokal höheren Verbrennungstemperaturen, welche zu höheren NO<sub>x</sub>-Emissionen und geringeren

CO-Emissionen führen (s. Kap. 2.1.3). Nach den erfolgreichen Anpassungen für große Gasturbinen wurde das FLOX<sup>®</sup>-Prinzip für eine Anwendung in Mikrogasturbinen skaliert. Die Anpassungen erfolgten für eine mit Erdgas betriebene Ansaldo *AES100* (ehemals Turbec *T100PH*) Mikrogasturbine mit einer elektrischen Leistung von 100 kW. Mit dem für diese Mikrogasturbine angegebenen elektrischen Wirkungsgrad von ca. 30 % [33] ergibt sich eine zugeführte thermische Leistung von ca. 333 kW. Der Brenner mit 20 Düsen wurde zunächst von Zanger et al. unter atmosphärischen Bedingungen bei einer Brennkammereintrittstemperatur von 580 °C getestet [34] und anschließend erfolgreich in die Mikrogasturbine integriert [35]. Der Einfluss einer prallgekühlten Brennerstirfläche eines einstufigen Brenners auf die Flammencharakteristik und die Abgasemissionen in Abhängigkeit der Luftzahl ( $\lambda = 1,8 - 3,2$ ) und der normierten thermischen Leistung (35 - 100 %) sowie auf die magere Verlöschgrenze wurde in [34] in einem atmosphärischen Brennerprüfstand analysiert. Die Form und Lage der Wärmefreisetzungszone wurde mittels OH\*-Chemolumineszenz untersucht. Es zeigte sich eine Ausbreitung der Reaktionszone mit steigender Luftzahl. Die Kühlung führte zu einer Verschiebung der Emissions- und Flammenprofile in Richtung niedrigerer Luftzahlen am Düsenaustritt. Um den Betriebsbereich des Brenners für den Einsatz in der Mikrogasturbine zu erweitern, wurde die FLOX<sup>®</sup>-basierte Hauptstufe mit einer drall-stabilisierten Pilotstufe im Zentrum des Brenners versehen. Im Vergleich zum einstufigen Brennersystem konnte der Betriebsbereich mit Pilotstufe deutlich erweitert werden [35]. Neben dem Einfluss der Brennstoffaufteilung zwischen Haupt- und Pilotstufe wurde der Einfluss unterschiedlicher Mischluftbohrungsdurchmesser auf die Emissionen in der Mikrogasturbine untersucht. Während die CO-Emissionen im gesamten Betriebsbereich der MGT im Vergleich zum Standardbrennersystem reduziert werden konnten, lagen die NO<sub>x</sub>-Emissionen zwar deutlich unterhalb der in Deutschland geltenden Grenzwerte, jedoch oberhalb der Emissionen des Standardbrenners. Um die CO-Emissionen im Teillastbereich zu reduzieren, wird eine Verlängerung der Brennkammer (und damit eine Positionierung der Mischluftbohrungen weiter stromab) vorgeschlagen, um damit ein mögliches Quenchen der Flamme im Bereich niedriger Luftzahlen und der damit verbundenen verteilteren Wärmefreisetzungszone zu vermeiden. Um die NO<sub>x</sub>-Emissionen zu senken wird einerseits eine Anpassung der Luftaufteilung zwischen Brenner und Mischluft vorgeschlagen und andererseits eine Anpassung der Brennstoffaufteilung zwischen Haupt- und Pilotstufe empfohlen, um die Emissionen im Bereich der Vollastbedingungen zu reduzieren. Neben der Anpassung für eine Erdgasanwendung in der Ansaldo *AES100* wurde das FLOX<sup>®</sup>-basierte Brennersystem von Zornek et al. für den Betrieb mit niederkalorischen Gasen, welche durch

## 1 Einleitung

die Vergasung von Biomasse entstehen, angepasst. Im Vergleich zu Erdgas weisen diese nur etwa ein Zehntel des Heizwerts auf. Sowohl die Tests im Einzelbrennerprüfstand unter atmosphärischen Bedingungen als auch die Tests in der Maschine mit Brennstoff mit einem Heizwert zwischen 3,5 und 5 MJ/kg zeigten eine stabile und hocheffiziente Verbrennung. Gleichzeitig lagen die CO- und NO<sub>x</sub>-Emissionen weit unterhalb der in der TA Luft spezifizierten gesetzlichen Grenzwerte [36–38]. Wie das Brennersystem für die Erdgasanwendung verfügt auch das Brennersystem für Holzgas über eine FLOX<sup>®</sup>-basierte Hauptstufe in Kombination mit einer drall-stabilisierten Pilotstufe. Duwig et al. [39] untersuchten einen 12-Düsen FLOX<sup>®</sup>-Brenner sowohl experimentell mittels PIV und OH\*-Chemolumineszenz sowie auch numerisch mittels LES. Hierbei wurde Propan über je eine Düse in einer Jet in Cross Flow-Anordnung der auf max. 550 °C vorgeheizten Luft zugegeben. Die eingesetzte thermische Leistung ist zwar in der Veröffentlichung nicht explizit genannt, aufgrund der angegebenen weiteren Größen müsste sich diese jedoch im Bereich von 8 - 53 kW bewegen. Sie zeigten, dass sich zu Beginn der Brennkammer in der Scherschicht des Jets ringförmige Strukturen ausbilden, welche für eine großskalige Einmischung von Abgas in den Frischgasjet sorgen. Im weiteren Verlauf der Brennkammer wachsen diese Ringe zusammen und brechen in kleinere Strukturen auf. Die numerischen Simulationen zeigten anhand der axialen Flussdichte in einem nicht-reagierenden und reagierenden Fall, dass weder die Jets noch die innere Rezirkulation durch die Verbrennung stark beeinflusst wird. Im reagierenden Fall fiel die Aufweitung des Jets etwas geringer aus und die Rezirkulationszone verlängerte sich leicht im Vergleich zum nicht-reagierenden Fall. Dies führen sie auf eine Reduzierung des Impulsaustausches zwischen dem Jet und der Umgebung durch die thermische Ausdehnung zurück, wie bereits auch Chen et al. [40] und Duwig et al. [41] sowohl experimentell als auch numerisch zeigten. Ein Vergleich zwischen LES und instationären RANS-Simulationen (URANS) wurde von Schütz et al. [42] anhand eines FLOX<sup>®</sup>-basierten Brenners bei 8 bar mit einer thermischen Leistung von  $P_{th} \leq 1,4 \text{ MW}$  und mit adiabaten Wänden durchgeführt. Die Stromlinienbilder der URANS-Simulationen wiesen eine vergleichsweise gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen auf, wobei jedoch lokale Temperaturspitzen aus dem Experiment nicht wiedergegeben werden konnten. Des Weiteren wurde im Gegensatz zum Experiment die Wärmefreisetzungszone als dünne, den Frischgasstrahl einhüllende Zone wiedergegeben. Sowohl die Abbildung der Temperaturspitzen als auch die Form der Wärmefreisetzungszone konnten beim Einsatz von LES verbessert werden. Der Einfluss des eingesetzten Turbulenzmodells wurde von Panne [43] anhand einer eingeschlossenen Einzeldüse unter atmosphärischen Bedingungen bei einer Vorwärmtemperatur von bis

zu 400 °C und einer thermischen Leistung von ca. 14 kW untersucht. Im Vergleich zum Standard-k- $\epsilon$ -Modell und dem RNG-k- $\epsilon$ -Modell (Re-Normalisation Group-k- $\epsilon$ -Modell) wies das Shear-Stress-Transport-Modell (SST-Modell) die besten Übereinstimmungen, vor allem in Bezug auf die Axialgeschwindigkeit, auf. Für die gleiche Brennerkonfiguration untersuchten Di Domenico et al. [44] anhand von Large-Eddy-Simulationen (LES) den Einfluss verschiedener Verbrennungsmodelle. Sie zeigten, dass der Einsatz von detaillierter Chemie in Kombination mit einem assumed PDF-Ansatz einfacheren Verbrennungsmodellen, wie z. B. dem Eddy-Dissipation Concept (EDC), insbesondere in Bezug auf die Vorhersage der Temperatur und der Fortschrittsvariablen, überlegen ist. Die bisherigen Arbeiten auf dem Gebiet der FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennersysteme erfolgten ausschließlich für thermische Leistungsklassen, die eher für den Einsatz in größeren Mehrfamilienhäusern oder gewerblich genutzten Immobilien geeignet sind. Für die Anwendung in einer Gasturbinen-basierten KWK-Anlage in einem kleinen Mehrfamilienhaus sollte die eingesetzte thermische Leistung im Bereich von  $P_{th} \leq 25$  kW liegen.

## 1.3 Zielsetzung dieser Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystems mit geringen NO<sub>x</sub>- und CO-Emissionen für ein Mikrogasturbinen-basiertes KWK-System mit Hochtemperaturrekuperator. Dieses soll die in der TA Luft festgelegten Grenzwerte deutlich unterschreiten. Das Brennkammersystem, bestehend aus Brennerkopf und Mischluft-eindüsung, soll für eine Mikrogasturbine im kleinen Leistungsbereich entwickelt werden, d. h. passend für kleine Mehrfamilienhäuser oder kleine Gewerbebetriebe. Ein für diesen Leistungsbereich geeignetes KWK-System ist die *EnerTwin* der Firma MTT mit einer elektrischen Leistung von 3 kW und einer thermisch nutzbaren Leistung von bis zu 15 kW. Dieses System setzt einen konventionellen drall-stabilisierten Brenner ein [45]. Zwar ist dieses Mikrogasturbinensystem noch nicht kommerziell erhältlich, jedoch befindet es sich in einem vergleichsweise fortgeschrittenen Entwicklungsstadium. Daher dient ein Prototyp dieses KWK-Systems als Basis für diese Arbeit. Da die MGT-Anwendung zu anderen KWK-Technologien wie z. B. KWK-Anlagen auf Basis eines Gasmotors konkurrenzfähig sein muss, ist das drall-stabilisierte Original-Brennkammerkonzept vergleichsweise einfach aufgebaut (s. Kap. 1.2.1), d. h. der Brenner besitzt z. B. nur eine Brennerstufe. Viele Teile des Brennersystems können aus gängigen Blechen gefertigt werden. Das neue FLOX<sup>®</sup>-basierte Brennkammersystem sollte möglichst nah am Originalbrennkammer-Design bleiben, um bei einem Austausch des Brennkammersystems den Aufwand gering

## 1 Einleitung

zu halten. Damit die Anschlüsse des Druckgehäuses, welches das Brennkammersystem umgibt, nicht bzw. möglichst wenig verändert werden müssen, sollten Durchmesser und Länge des Brennkammersystems in einem ähnlichen Bereich wie im Originalsystem liegen. Außerdem sollte der Brenner ebenfalls einstufig ausgelegt sein, um die Komplexität der Brennstoffzuführung und Regelung - und damit auch die späteren Fertigungskosten - gering zu halten. Während die bislang in größeren MGT-Leistungsklassen eingesetzten FLOX<sup>®</sup>-basierten Brenner mit mehreren Brennerstufen versehen sind, muss die einstufige Ausführung des zu entwickelnden Brennersystems den gesamten Betriebsbereich, von der Zündung bei kalten Umgebungsbedingungen über Teillast- bis hin zu Vollastbedingungen, abdecken können. Eine weitere Herausforderung bei der Entwicklung stellen die durch den Hochtemperaturrekuperator bedingten hohen Brennkammereintrittstemperaturen von bis zu 730 °C dar, die zum einen das Flammenrückschlagsrisiko erhöhen und zum anderen hochwertigere temperaturbeständige Materialien erfordern. Darüber hinaus steht für das Brennkammersystem nur ein geringer Bauraum innerhalb der MGT zur Verfügung und es sind vergleichsweise geringe geometrische Abmessungen erforderlich. Um in einer Mikrogasturbine eine stabile Verbrennung zu gewährleisten und gleichzeitig die Turbine thermisch nicht zu überlasten, strömt nur ein Teil der Luft, die sogenannte Primärluft, direkt durch den Brennerkopf und nimmt an der Verbrennung teil. Der Großteil der Luft wird als Sekundärluft an der Brennkammer vorbeigeleitet und wird dieser am Ende als Mischluft zugeführt, um die Temperatur des Abgases abzusenken, bevor dieses in die Turbine strömt. Für die Verbrennungsstabilität und die Emissionen ist dabei die Aufteilung zwischen Primär- und Sekundärluft der entscheidende Parameter. Da die Mischluft im Vergleich zur Verbrennungstemperatur relativ „kalt“ ist, muss diese weit genug stromab der Reaktionszone zugegeben werden, um ein Quenchen der Flamme zu vermeiden. Während des Auslegungsprozesses ist daher insbesondere die Bestimmung der axialen Ausdehnung der Wärmefreisetzungszone von Bedeutung. Gleichzeitig sollte die Brennkammer aufgrund des beschränkten Bauraums und möglicher Wärmeverluste, welche den Wirkungsgrad reduzieren, so kurz wie möglich ausgeführt werden. Neben der Ausdehnung der Wärmefreisetzungszone ist auch die Ausdehnung der inneren Rezirkulationszone für die Positionierung der Mischluftbohrungen von Bedeutung. Außer dem Risiko eines direkten Quenchens der Flamme durch die Mischluft besteht das Risiko, dass zumindest ein Teil der eingedüsten Mischluft durch die Rezirkulation zur Flammenwurzel zurückgezogen wird und die Verbrennung lokal abmagert. Je nach Lastpunkt könnte dies zu einer Erhöhung der CO-Emissionen und im schlechtesten Fall zu einem Verlöschen der Flamme führen. Der Auslegungsprozess bzgl. der Mischluftbohrungsposition und -geome-



trie muss rein auf Basis numerischer Simulationen erfolgen, da die Mikrogasturbine nicht über einen optischen Zugang verfügt. Für diese niedrige Leistungsklasse sind jedoch noch keine Daten für eine Validierung der für den Auslegungsprozess benötigten numerischen Modelle vorhanden.

Grundlage für die vorliegende Arbeit ist ein Basis-Brennerkopf, der mit Hilfe der kommerziellen Simulationssoftware ANSYS® CFX ausgelegt wurde. Eine kurze Vorstellung des Designs, auf dem diese Arbeit aufbaut, erfolgt in Kap. 4.2. Für den Funktionsnachweis soll dieser Basis-Brennerkopf zunächst unter atmosphärischen Bedingungen in einem Einzelbrennerprüfstand mit optischem Zugang hinsichtlich seiner Zündfähigkeit, Stabilitätsgrenzen und Verbrennungseigenschaften charakterisiert werden, um daraus das Betriebskonzept, insbesondere die Aufteilung zwischen Primär- und Sekundärluft, für das MGT Brennkammersystem abzuleiten. Für ausgewählte stationäre Lastpunkte (minimaler Teillastpunkt und Vollastpunkt der MGT) soll darüber hinaus das Strömungsfeld sowie die Wärmefreisetzungszone mittels laserbasierter Messtechniken untersucht werden. Anhand dieser Untersuchungen soll die technische Bewertung und Validierung der zur Auslegung eingesetzten numerischen Modelle vor allem bzgl. der Ausdehnung der Wärmefreisetzungszone sowie der Ausdehnung der Rezirkulationszone erfolgen. Mit den aus den atmosphärischen Einzelbrenneruntersuchungen gewonnenen Erkenntnissen soll die Brennkammergeometrie, insbesondere die Geometrie der Mischluftbohrungen, für den Einsatz in der MGT mittels numerischer Simulationen ausgelegt werden. Der Nachweis über die Einhaltung der gesetzlichen Grenzwerte soll anschließend mit Hilfe einer experimentellen Untersuchung des Brennkammersystems in der MGT erbracht werden. Darüber hinaus soll eine Einschätzung der Übertragbarkeit der atmosphärischen Brennerversuche auf die Mikrogasturbine hinsichtlich der Emissionen anhand der lokalen Luftzahl am Brenner, welche mittels des Luftplits aus den numerischen Simulationen abgeschätzt wird, gegeben werden.

Die Struktur der Arbeit gliedert sich folgendermaßen: Im sich anschließenden Kap. 2 werden neben den theoretischen Grundlagen der turbulenten Verbrennung die Grundlagen für die weiteren im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Techniken wie numerischer Simulation, Emissionsmessung und optische Messtechniken wie OH\*-Chemolumineszenz, OH-PLIF und PIV erläutert. Kapitel 3 beschreibt die zur Auswertung der einzelnen Messtechniken verwendeten Methoden. Die Anforderungen seitens der Mikrogasturbine an das Brennkammersystem, das Basisdesign des Brennerkopfes, das numerische Setup und der experimentelle Aufbau des atmosphärischen Prüfstands sowie des Mikrogasturbinenprüfstands werden in Kap. 4 vorgestellt. Das Ergebniskapitel 5 gliedert sich in zwei große Unterkapitel. Kapitel 5.1 zeigt die Ergebnisse des experimentellen Funkti-

## *1 Einleitung*

onsnachweises des Brennerkopfkonzpts unter atmosphärischen Bedingungen sowie den Einfluss von thermischer Leistung, Vorwärmtemperatur und Luftzahl auf den stabilen Betriebsbereich, Form und Lage der Wärmefreisetzungszone, Druckverlust und die Emissionen. Darüber hinaus erfolgt hier die notwendige Bewertung der für die Auslegung des MGT-Brennkammersystems eingesetzten numerischen Modelle. Kapitel 5.2 zeigt die numerische Auslegung des Brennkammerdesigns sowie die Ergebnisse aus der experimentellen Untersuchung des Brennkammersystems in der MGT. Abschließend widmet sich Kap. 6 einer Zusammenfassung der Arbeit und eines Ausblicks.

## 2 Grundlagen

### 2.1 Grundlagen technischer Verbrennung

Das Verhältnis, in dem Brennstoff und Oxidator vorliegen, hat einen wesentlichen Einfluss auf die Verbrennungseigenschaften wie beispielsweise auf die Verbrennungstemperatur oder die Emissionen. Im Falle einer stöchiometrischen Verbrennung liegt genau so viel Oxidator vor, um den vorhandenen Brennstoff vollständig umzusetzen, wobei der Oxidator vollständig aufgebraucht wird. Für die überwiegende Anzahl von technischen Verbrennungsprozessen, wie auch in der vorliegenden Arbeit, dient der Sauerstoff der Luft als Oxidator. Die dimensionslose Kennzahl, die das Verhältnis von Luft zu Brennstoff beschreibt, ist die Luftzahl  $\lambda$  bzw. deren reziproker Wert, das Äquivalenzverhältnis  $\phi$ . Dabei setzt die Luftzahl das tatsächliche Luft/Brennstoff-Verhältnis ins Verhältnis zum Luft/Brennstoff-Verhältnis, das für eine stöchiometrische Verbrennung erforderlich wäre:

$$\lambda = \frac{1}{\phi} = \frac{\frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_B}}{\left(\frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_B}\right)_{st}} = \frac{\dot{m}_L}{AFR_{st} \cdot \dot{m}_B} \quad (2.1)$$

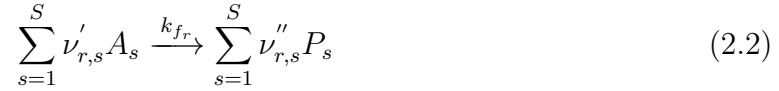
Während für eine stöchiometrische Verbrennung  $\lambda = 1$  gilt, ergibt sich für eine fette Verbrennung, d. h. für eine Verbrennung bei der weniger Luft zur Verfügung steht, eine Luftzahl von  $\lambda < 1$ . In diesem Fall befindet sich nach der Verbrennung noch unverbrannter Brennstoff im Abgas. Steht mehr Luft zur Verfügung als für eine stöchiometrische Verbrennung erforderlich wäre, wird die Verbrennung als mager bezeichnet und es gilt  $\lambda > 1$ . Im Abgas befindet sich somit noch ein Anteil an Restsauerstoff. Da in der vorliegenden Arbeit ausschließlich magere Gemische betrachtet wurden, wird im weiteren Verlauf der Arbeit nur auf diese eingegangen.

#### 2.1.1 Chemische Kinetik

Meist werden Verbrennungsvorgänge in einer globalen chemischen Reaktionsgleichung, wie z. B. die Methanverbrennung in Luft über  $CH_4 + 2O_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O$ , zusammengefasst.

## 2 Grundlagen

Bei der Verbrennung erfolgt die Umsetzung der Edukte zu den Produkten jedoch eigentlich über eine Vielzahl von Zwischenschritten, auch Elementarreaktionen genannt, die mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten ablaufen. Die Reaktionsgeschwindigkeit, mit der sich einzelne Spezies  $\alpha$  einer Elementarreaktion  $r$  der Form [46]



bilden bzw. abbauen, lässt sich über das Zeitgesetz [46]

$$\left( \frac{\partial c_\alpha}{\partial t} \right)_r = k_{f_r} (\nu''_{r,\alpha} - \nu'_{r,\alpha}) \prod_{s=1}^S c_s^{\nu'_{r,s}} \quad (2.3)$$

berechnen. Darin ist  $c_\alpha$  die Konzentration der Spezies  $\alpha$ ,  $t$  die Zeit,  $k_{f_r}$  der Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient der Elementarreaktion  $r$ ,  $\nu'_{r,\alpha}$  und  $\nu''_{r,\alpha}$  die Stöchiometriekoeffizienten der Ausgangsstoffe  $A$  bzw. der Produkte  $P$  und  $c_s$  die Konzentrationen der  $S$  verschiedenen Stoffe  $s$ .

Der Geschwindigkeitskoeffizient und damit die Reaktionsgeschwindigkeit, mit der die einzelne Elementarreaktion abläuft, ist dabei stark temperaturabhängig und weist ein nicht-lineares Verhalten auf. Diese Temperaturabhängigkeit lässt sich nach Arrhenius durch den Ansatz

$$k_{f_r} = A \cdot \exp \left\{ -\frac{E_a}{R_m T} \right\} \quad (2.4)$$

beschreiben [46]. Darin ist  $k_{f_r}$  der Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient,  $A$  ein präexponentieller Faktor,  $E_a$  die Aktivierungsenergie,  $R_m$  die allgemeine Gaskonstante und  $T$  die Temperatur. Auch der präexponentielle Faktor kann eine Temperaturabhängigkeit aufweisen, welche jedoch im Verhältnis zur exponentiellen Abhängigkeit von der Temperatur deutlich geringer ausfällt. Diese Temperaturabhängigkeit des präexponentiellen Faktors  $A$  wird dann ggf. über  $k_{f_r} = A' T^b \cdot \exp \left\{ -E'_a / (R_m T) \right\}$  berücksichtigt [46]. Neben einer Abhängigkeit von der Temperatur weisen die Geschwindigkeitskoeffizienten einiger Elementarreaktionen auch eine Druckabhängigkeit auf. Nach dem vereinfachten Modell von Lindemann (1922) ergibt sich über die Annahme eines quasistationären Zustands des reaktiven Zwischenprodukts  $A^*$  für die Bildung des Reaktionsprodukts  $P$  aus dem Edukt  $A$  und dem Stoßpartner  $M$  die Reaktionsgeschwindigkeit [46]

$$\frac{d[P]}{dt} = \frac{k_u k_a [A] [M]}{k_{-a} [M] + k_u} \quad (2.5)$$

Dabei ist  $k_a$  der Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient der Aktivierungsreaktion des Teilchens  $A$  über den Stoßpartner  $M$ ,  $k_{-a}$  der Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient der Deaktivierungsreaktion des angeregten Teilchens  $A^*$  über den Stoßpartner  $M$  und  $k_u$  der Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient der unimolekularen Reaktion des angeregten Teilchens  $A^*$  zum Produkt  $P$ . Bei niedrigem Druck ist i. d. R. nur eine geringe Konzentration an Stoßpartnern  $M$  vorhanden, so dass  $k_{-a} [M]$  gegenüber  $k_u$  vernachlässigbar ist. Daraus folgt  $d[P]/dt = k_a [A] [M]$  [46]. Bei hohem Druck ergibt sich durch eine hohe Konzentration an Stoßpartnern  $M$  die Reaktionsgeschwindigkeit  $d[P]/dt = k_u k_a [A] / k_{-a}$ , da  $k_u$  gegenüber  $k_{-a} [M]$  vernachlässigbar ist [46]. Für sehr hohe Drücke wird der Geschwindigkeitskoeffizient unabhängig vom Druck, während er für niedrige Drücke proportional zum Druck verläuft. Die für die Berechnung der Reaktionsgeschwindigkeit  $k_{f_r}$  über Gl. 2.4 benötigten Arrhenius-Faktoren können (auch für druckabhängige Reaktionen in angepasster Form) Warnatz et al. [46] entnommen werden.

Bei einer genügend langen zur Verfügung stehenden Reaktionszeit wird schließlich das sogenannte chemische Gleichgewicht erreicht. In diesem Zustand laufen zwar weiterhin die Vor- und Rückreaktionen ab, jedoch ändern sich die Konzentrationen der einzelnen Produkte und Edukte nicht mehr, da die Reaktionen mit gleicher Reaktionsrate ablaufen [47].

### 2.1.1.1 Zündverzugszeit

Die Zündfähigkeit eines Gemisches hängt zunächst von seiner Zusammensetzung ab. Diese muss zwischen der unteren (mageren) und der oberen (fetten) Zündgrenze liegen. Die Zündgrenzen sind dabei von den Stoffeigenschaften (Art des Brennstoffs und des Oxidators), den thermodynamischen Randbedingungen (Druck und Temperatur) und den geometrischen Randbedingungen (Art der Zündung, Bauteilgeometrie) abhängig [48]. Bei der Zündung, d. h. dem Übergang von einem nicht-reagierenden oder sehr langsam reagierenden Gemisch zu einem sich selbst unterhaltenden Verbrennungsvorgang, wird zwischen Fremd- und Selbstzündung unterschieden [48]. Bei der Fremdzündung wird das Brennstoff/Oxidator-Gemisch durch kurzfristige Zuführung von Energie von außen, wie beispielsweise einen Zündfunken oder eine heiße Oberfläche, gezündet [48]. Befindet sich ein zündfähiges Gemisch oberhalb einer gewissen Temperatur, der Selbstzündtemperatur, setzt nach einer gewissen Zeit, der Zündverzugszeit  $\tau_{ign}$ , eine merkliche Temperaturerhöhung und damit die eigentliche Verbrennungsreaktion ein. Während dieser Zeit werden reaktive Radikale durch Kettenverzweigungsreaktionen gebildet, die erst, wenn sie in genügender Konzentration vorhanden sind, zur Zündung führen [46]. Daher

ist die Zündverzugszeit stark an die Reaktionsgeschwindigkeit gekoppelt, welche über den Geschwindigkeitskoeffizienten  $k$  exponentiell vom Kehrwert der Temperatur abhängig ist. Coweli und Lefebvre [49] geben für die Zündverzugszeit einer Methan/Luft-Mischung folgende Korrelation an

$$\tau_{ign} \sim \exp\left\{-\frac{E_a}{R_m T}\right\} \frac{[CH_4]^{-0,19}}{p}, \quad (2.6)$$

wobei  $E_a$  die Aktivierungsenergie,  $R_m$  die allgemeine Gaskonstante,  $T$  die Temperatur,  $p$  der Druck und  $[CH_4]$  die molare Konzentration von Methan ist. Somit weist die Zündverzugszeit eine hohe Sensitivität in Bezug auf die Temperatur auf und sinkt etwa exponentiell mit dieser. Das bedeutet, dass eine Luft/Brennstoff-Mischung bei höheren Vorwärmtemperaturen deutlich schneller zündet als bei geringerer Vorwärmtemperatur.

### 2.1.1.2 Laminare Flammengeschwindigkeit

Ideal vorgemischte, laminare Flammen stellen die einfachste Beschreibung von Flammen dar. In ideal vorgemischten Flammen sind Brennstoff und Oxidator ideal gemischt, bevor es zu einer chemischen Reaktion kommt. Das andere Extrem wäre eine reine Diffusionsflamme, bei der Brennstoff und Oxidator erst in der Grenzschicht, in welcher die chemische Reaktion stattfindet, aufeinander treffen.

Die Geschwindigkeit, mit der sich die laminare Flamme ausbreitet, wird auch laminare Flammengeschwindigkeit  $s_L$  genannt. Zu ihrer Beschreibung gibt es unterschiedliche Theorien, welche sich grundsätzlich in thermische, Diffusions- und umfassende Theorien unterteilen lassen [50]. An dieser Stelle wird nur auf die thermische Theorie von Zeldovich und Frank-Kamenetskii bzw. Semenov eingegangen, da diese die wichtigsten Parameter der laminaren Flammenausbreitung anschaulich zeigt, während diese in komplexeren Theorien nur schwer zu erkennen sind. Die thermische Theorie von Zeldovich und Frank-Kamenetskii [50] beruht auf einer Erweiterung der thermischen Theorie von Mallard und Le Chatelier [51]. Während Mallard und Le Chatelier ausschließlich von einem Wärmetransport durch die Gasschichten zurück in Richtung Frischgas als kontrollierendem Mechanismus für die Flammenausbreitung ausgingen, beinhaltet der Ansatz von Zeldovich, Frank-Kamenetskii und Semenov neben dem Wärmetransport auch die Speziesdiffusion, ohne allerdings die Diffusion von Radikalen und deren Einfluss auf die Reaktionsrate zu berücksichtigen [50]. Zur Vereinfachung werden zwei wesentliche Annahmen getroffen. Zum einen werden die spezifische Wärmekapazität  $c_p$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  als konstant, also ortsunabhängig, angenommen, zum anderen wird eine Lewis-Zahl

von  $Le = 1$  angenommen. Damit entspricht die Temperaturleitfähigkeit  $a = \lambda / (\rho c_p)$  dem Diffusionskoeffizienten  $D$ . Damit lässt sich die laminare Flammgeschwindigkeit mittels der Temperaturleitfähigkeit  $a = \lambda / \rho c_p$  und der charakteristischen Reaktionszeit  $\tau$  beschreiben durch [48]

$$s_L = \sqrt{\frac{a}{\tau}}. \quad (2.7)$$

Die charakteristische Reaktionszeit ergibt sich aus der Arrhenius-Gleichung mit der Aktivierungsenergie  $E_a$ , der allgemeinen Gaskonstanten  $R_m$  und der Temperatur  $T$  zu [48]

$$\tau = \frac{1}{Z \cdot \exp\left\{-\frac{E_a}{R_m T}\right\}}. \quad (2.8)$$

Wie aus den Gleichungen 2.7 und 2.8 ersichtlich, hängt die laminare Flammgeschwindigkeit  $s_L$  einerseits von der Stoffgröße Wärmeleitfähigkeit bzw. dem mittleren Diffusionskoeffizienten  $D$  im vorliegenden Gemisch ab. Andererseits ist  $s_L$  von der Geschwindigkeit der chemischen Abbaureaktion abhängig. Da diese bei gegebener Aktivierungsenergie aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit stark von der Temperatur abhängig ist, steigt die Ausbreitungsgeschwindigkeit bei höheren Vorwärmtemperaturen (und damit bei höheren Flammentemperaturen) an. Da die Flamme dort stabilisiert, wo die Anströmgeschwindigkeit des unverbrannten Gasgemisches gleich der Geschwindigkeitskomponente der Ausbreitungsgeschwindigkeit senkrecht zur Flammenfront ist, stabilisieren Flammen bei höheren Temperaturen gemäß Gl. 2.7 und 2.8 weiter stromauf, d. h. näher am Brenneraustritt.

Gleichung 2.9 zeigt die Druckabhängigkeit der laminaren Flammgeschwindigkeit  $s_L$ , wobei  $p$  der Druck und  $n$  die Gesamtreaktionsordnung ist [50]:

$$s_L \sim p^{\frac{n-2}{2}}. \quad (2.9)$$

Da die Gesamtreaktionsordnung von Kohlenwasserstoff-Luft-Flammen laut Literatur im Bereich von 1,5 bis 2,0 liegt [50], weisen diese Flammen nur eine geringe Druckabhängigkeit der laminaren Flammgeschwindigkeit auf [48]. Wird die Flammgeschwindigkeit über dem Luft/Brennstoff-Verhältnis aufgetragen (s. Anhang A.2), weist die Kurve einen ähnlichen Verlauf wie die Kurve der Flammentemperaturen in Abhängigkeit des Luft/Brennstoff-Verhältnisses auf [50].

## 2.1.2 Turbulenz

### 2.1.2.1 Turbulente Strömungen

Bei den meisten Strömungen in technischen Anwendungen, wie auch innerhalb dieser Arbeit, sind die Strömungen nicht laminar, sondern turbulent [52]. Turbulente Strömungen zeichnen sich durch eine sowohl zeitlich als auch räumlich unregelmäßig schwankende Fluidgeschwindigkeit aus. Im Vergleich zu laminaren Strömungen erhöht die Turbulenz die Transport- und Mischungsvorgänge in Fluiden bei gleichzeitiger Erhöhung der Reibungs- und Wärmeverluste [53]. Die charakteristische Größe, mit deren Hilfe sich laminare von turbulenten Strömungen unterscheiden lassen, ist die Reynoldszahl, die die Trägheitskräfte ins Verhältnis zu den Reibungskräften setzt [54]

$$Re = \frac{u \cdot l}{\nu} \equiv \frac{\text{(nicht-lineare) Trägheitskräfte}}{\text{(lineare) Reibungskräfte}}, \quad (2.10)$$

wobei  $u$  eine charakteristische Strömungsgeschwindigkeit,  $l$  eine charakteristische Länge und  $\nu$  eine charakteristische kinematische Viskosität darstellt. Für kleine Reynoldszahlen im laminaren Bereich überwiegt der Einfluss der Viskosität und Störungen in der Strömung werden gedämpft. Bei großen Reynoldszahlen in turbulenten Strömungen dominieren die Trägheitskräfte, so dass Störungen verstärkt werden [55]. Der tatsächliche Wert der Reynoldszahl am Übergang von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung hängt dabei vom jeweiligen Anwendungsfall ab. Im Fall einer Rohrströmung ist die Strömung unterhalb von  $Re \lesssim 2300$  als laminar anzusehen [54]. Turbulenz führt in Strömungen zu Wirbeln auf unterschiedlichsten Längen- und Zeitskalen [56], welche jedoch gleichzeitig und einander überlagert existieren [53]. Nach der Energiekaskaden-Theorie für hohe Reynoldszahlen von Richardson wird die turbulente kinetische Energie in den großen Wirbelstrukturen erzeugt, deren Größe von der Geometrie und den Strömungsrandbedingungen bestimmt wird. Diese großen Wirbel zerfallen in kleinere Wirbel, welche wiederum in noch kleinere Wirbel zerfallen. Dabei wird die Energie von den großen Wirbeln über die kleineren zu den noch kleineren Wirbeln transferiert, bis sie schließlich in den kleinsten Wirbeln durch viskose Kräfte in Wärme dissipiert wird. Die charakteristische Länge der größten Turbulenzstrukturen, das integrale Längenmaß  $l_0$ , beschreibt den räumlichen Abstand zwischen zwei Punkten bis zu welchem die Geschwindigkeitsfluktuationen eine Korrelation aufweisen [52]. Dabei besitzen die Wirbel in der Größenordnung des integralen Längenmaßes die größte turbulente kinetische Energie [52]. Abbildung 2.1 zeigt



das Spektrum der turbulenten kinetischen Energie doppeltlogarithmisch aufgetragen als Funktion der Wellenzahl  $\tilde{\nu} = 1/l$ .

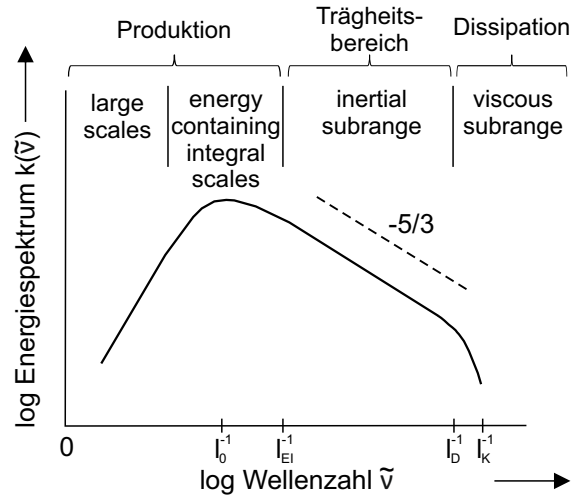


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Spektrums der turbulenten kinetischen Energie als Funktion der Wellenzahl  $\tilde{\nu}$  nach [52, 54] (modifiziert).

Darin lassen sich nach Peters [52] vier bzw. nach Pope [54] drei Bereiche unterscheiden. Der Bereich kleiner Wellenzahlen (d. h. großer Längenskalen) wird von Pope als Produktionsbereich bezeichnet. Peters unterteilt diesen nochmals in große Skalen und energiereiche integrale Skalen. Im Produktionsbereich steigt die Energie pro Wellenzahleinheit bis zu einem Maximum bei  $l = l_0$  an. Der Anstieg ist dabei von den Randbedingungen der Strömung abhängig [52]. Im Dissipationsbereich, in dem die kleinsten Wirbelstrukturen vorliegen, dominieren die viskosen Kräfte und die turbulente kinetische Energie wird dissipiert. In diesem Bereich sinkt das Energiespektrum exponentiell [52]. Diese kleinste Längenskala, auch Kolmogorov-Längenskala genannt, ist nur von der Viskosität  $\nu$  des Fluids und der Energiedissipationsrate  $\epsilon$  abhängig. Über dimensionsanalytische Betrachtungen ergibt sich nach [57] die Kolmogorov-Längenskala  $l_K$ , die Geschwindigkeitsskala  $u_K$  und die Zeitskala  $\tau_K$  zu

$$l_K = (\nu^3/\epsilon)^{1/4} \quad (2.11)$$

$$u_K = (\epsilon\nu)^{1/4} \quad (2.12)$$

$$\tau_K = (\nu/\epsilon)^{1/2} \quad (2.13)$$

Dabei entspricht die Umdrehungszeit eines Wirbels der Zeit für die Diffusion über den Durchmesser  $l_K$  [46]. Für Längenskalen kleiner als  $l_K$  erfolgen molekulare Transportprozesse schneller als turbulente, so dass hier keine turbulenten Prozesse mehr vorhanden sind [46]. Entsprechend der Energieerhaltung gilt nach Kolmogorov, dass der Energietransfer von den Wirbelstrukturen im Inertialbereich zu den kleinsten Wirbeln gleich der Energiedissipationsrate der Kolmogorov-Wirbel ist [57]. Im Inertialbereich, dem Bereich zwischen dem Produktions- und dem Dissipationsbereich, überwiegt der Einfluss der Trägheitskräfte [54]. In diesem Bereich sind die Turbulenzstrukturen, entsprechend Kolmogorovs zweiter Ähnlichkeitshypothese, nur von der hier konstanten Dissipationsrate  $\epsilon$ , nicht aber von der Viskosität abhängig [52, 54]. Das Energiespektrum sinkt proportional zu  $\tilde{\nu}^{-5/3}$  [52]. Da die Dissipationsrate  $\epsilon$  im Inertialbereich konstant ist, lässt sich durch dimensionsanalytische Betrachtungen ein Zusammenhang zwischen der Dissipationsrate  $\epsilon$  mit der Längenskala  $l_n$ , der Geschwindigkeitsskala  $v_n$  und der Wirbelumlaufgeschwindigkeit  $\tau_n$  eines beliebigen Wirbels  $n$  gemäß Gl. 2.14 finden [52]

$$\epsilon \sim \frac{v_n^2}{\tau_n} \sim \frac{v_n^3}{l_n} \sim \frac{l_n^2}{t_n^3}. \quad (2.14)$$

### 2.1.2.2 Turbulente Verbrennung

Die Beschreibung der Flammenausbreitung ist in turbulenten Strömungen ungleich komplexer als in laminaren. Während die Flammengeschwindigkeit im Laminaren eine Funktion der diffusiven und reaktiven Eigenschaften ist, hängt die Flammenausbreitung im Turbulenten zusätzlich von der Turbulenzcharakteristik und deren Kopplung mit der nachfolgenden Verbrennung ab [57]. Sind die Turbulenzskalen größer als die laminare Flammenfrontdicke, führt die Turbulenz zu einer Faltung der Flammenfront, wodurch sich die Oberfläche und damit die Brenngeschwindigkeit erhöht [57]. Zur Beschreibung der turbulenten Flammengeschwindigkeit  $s_T$  existieren unterschiedlichste Ansätze. Meist handelt es sich dabei um semi-empirische Korrelationen der Form  $s_T = f(u', s_L)$ , die die Turbulenzintensität  $u'$ , die turbulente Flammengeschwindigkeit  $s_T$ , die laminare Flammengeschwindigkeit  $s_L$ , die Gesamtoberfläche der Flammenfront  $A_T$  und die Fläche des einströmenden Gases  $A$  entsprechend  $s_T/s_L = A/A_T$  zueinander ins Verhältnis setzen [50]. Abbildung 2.2 zeigt die turbulente Brenngeschwindigkeit  $s_T/s_L$  als Funktion von  $u'/s_L$  für verschiedene Drücke. Mit steigender Turbulenzintensität steigt  $s_T/s_L$  ebenfalls. Jedoch nimmt die Steigung mit wachsender Turbulenzintensität ab, was als *bending effect*

bekannt ist [57]. Mit steigendem Druck verschiebt sich die Kurve zu höheren turbulenten Brenngeschwindigkeit  $s_T/s_L$ . Für weitergehende Modellansätze sei an dieser Stelle auf die einschlägige Literatur, wie beispielsweise [46, 50, 57], verwiesen.

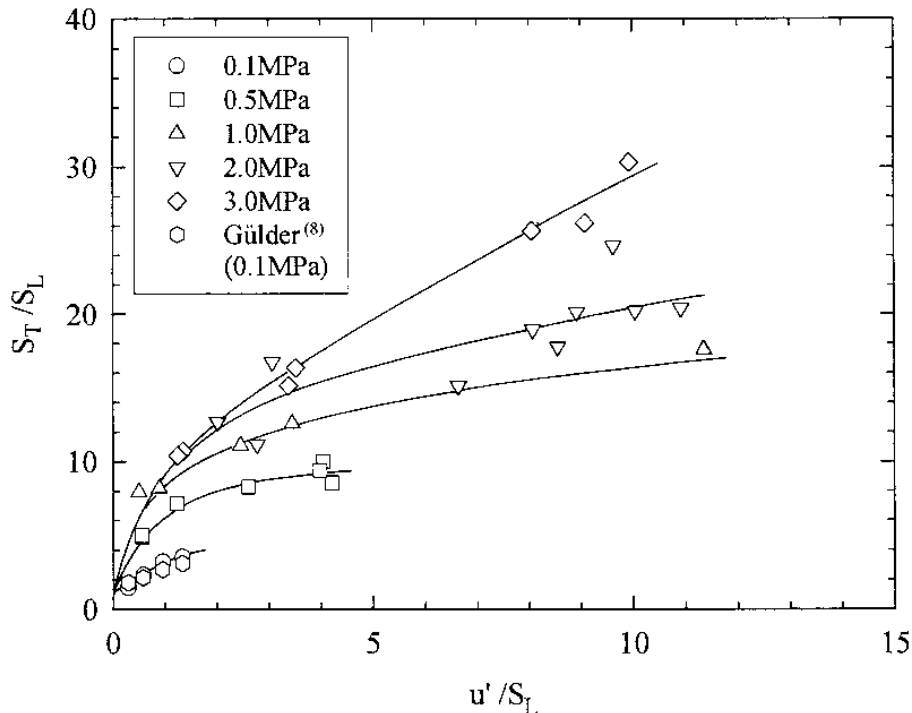


Abbildung 2.2: Experimentell bestimmter Zusammenhang zwischen  $s_T/s_L$  und  $u'/s_L$  für verschiedene Drücke für eine Methan-Luft-Mischung bei  $\lambda \approx 1,1$  [58].

### 2.1.3 Emissionen

Bei der Verbrennung von Erdgas und Luft entstehen neben den Hauptkomponenten Kohlendioxid ( $\text{CO}_2$ ) und Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ ) weitere Minorkomponenten, von denen einige eine schädliche Wirkung auf Umwelt, Klima und Gesundheit entfalten. Zu diesen Schadstoffen zählen beispielsweise Stickoxide, Kohlenmonoxid und unverbrannte Kohlenwasserstoffe (UHC, unburned hydro carbons). Die gesetzliche Grundlage für den zulässigen Schadstoffausstoß von Anlagen zur Erzeugung von Strom, Dampf, Warmwasser, Prozesswärme oder erhitztem Abgas in Feuerungsanlagen bildet das Bundes-Immissionsschutzgesetz (BImSchG). Eine weitere Konkretisierung erfolgt in der Verordnung zur Durchführung des BImSchG, der 4. Bundes-Immissionsschutzverordnung (4. BImSchV), welche die Genehmigungsbedürftigkeit der Anlagen regelt. Für alle hier als genehmigungspflichtig aufgeführten Anlagen gelten die in einer Verwaltungsvorschrift, der Technischen Anleitung

zur Reinhaltung der Luft (TA Luft), aufgeführten Grenzwerte. Zwar unterliegen BHKWs mit einer Feuerungswärmeleistung von weniger als 1 MW nicht direkt der TA Luft, jedoch wird seitens des BImSchG in § 22 auch bei nicht genehmigungsbedürftigen Anlagen verlangt, schädliche Umwelteinwirkungen nach dem Stand der Technik zu vermeiden. Somit finden die in der TA Luft festgesetzten Grenzwerte indirekt auch bei kleineren BHKWs Anwendung, zumal die Einhaltung der Grenzwerte der TA Luft eine Voraussetzung für die finanzielle Förderung durch das Bundesamt für Wirtschaft und Ausfuhrkontrolle (BAFA) darstellt [59]. Zwar handelt es sich bei CO<sub>2</sub> nicht im engeren Sinn um einen Schadstoff, jedoch gilt es die CO<sub>2</sub>-Emissionen aufgrund ihrer Treibhauswirkung zu reduzieren. Bei kohlenstoffhaltigem Brennstoff ist eine Reduzierung des CO<sub>2</sub>-Ausstoßes jedoch nur durch eine Steigerung der Anlageneffizienz und damit durch eine Reduktion des Brennstoffeinsatzes möglich.

### 2.1.3.1 Stickoxide

Unter dem Begriff Stickoxide (NO<sub>x</sub>) werden alle gasförmigen Oxide des Stickstoffs zusammengefasst. Im Bereich der Gasturbinenverbrennung spielen insbesondere Stickstoffdioxid (NO<sub>2</sub>) und dessen Vorläufer Stickstoffmonoxid (NO) eine Rolle. Während die Stickoxide in der höher gelegenen Stratosphäre zum Abbau der schützenden Ozon-Schicht beitragen, führen sie in der untersten Atmosphärenschicht, der Troposphäre, zur Entstehung von schädlichem bodennahem Ozon sowie zur Bildung von photochemischem Smog [46]. Zusammen mit dem in der Atmosphäre vorhandenen Wasserdampf bilden Stickoxide außerdem Säuren, welche in Form von saurem Regen umweltschädlich wirken [60]. Des Weiteren wirken Stickoxide negativ auf die Atemwege und können die Wirkung von Allergenen verstärken [61]. Aufgrund der schädlichen Wirkung auf Umwelt, Klima und Gesundheit wird der Ausstoß von Stickoxiden in der TA Luft reglementiert.

Bei der Bildung der Stickoxide lassen sich drei Hauptbildungswege, abhängig von Verbrennungstemperatur, Druck und Luftzahl, unterscheiden, die im Folgenden näher erläutert werden.

**Thermische NO-Bildung** Die Bildung von thermischem NO wurde erstmals 1946 von Y. A. Zeldovich postuliert und wird daher auch Zeldovich-NO genannt [46]. Nach Joos [48] entsteht thermisches NO<sub>x</sub> bevorzugt bei hohen Temperaturen und unter mageren Bedingungen ( $0,9 \geq \phi \geq 0,66$ ) durch die Elementarreaktionen





Mit den Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizienten  $k_1 - k_3$ :

$$k_1 = 1,8 \cdot 10^{14} \exp \left\{ \frac{-318 \text{ kJ/mol}}{R_m \cdot T} \right\} \frac{\text{cm}^3}{\text{mol} \cdot \text{s}} \quad (2.18)$$

$$k_2 = 9,0 \cdot 10^9 \exp \left\{ \frac{-27 \text{ kJ/mol}}{R_m \cdot T} \right\} \frac{\text{cm}^3}{\text{mol} \cdot \text{s}} \quad (2.19)$$

$$k_3 = 2,8 \cdot 10^{13} \frac{\text{cm}^3}{\text{mol} \cdot \text{s}} \quad (2.20)$$

Aufgrund der starken Dreifachbindung von  $N_2$  läuft Gl. 2.15 erst bei vergleichsweise hohen Temperaturen ausreichend schnell ab und ist die geschwindigkeitsbestimmende Reaktion. Da sich die typischen Aufenthaltszeiten in Brennkammern von stationären Gasturbinen im Bereich von 10 - 30 ms bewegen, wird das chemische Gleichgewicht in der Regel nicht erreicht, da dieses sich erst nach mehreren 100 ms einstellt [48]. Einen signifikanten Beitrag zu den  $NO_x$ -Emissionen leistet der thermische Bildungspfad erst ab Temperaturen von ca. 1850 K [16]. Eine längere Aufenthaltszeit erhöht im Allgemeinen die  $NO_x$ -Konzentration. Erst bei sehr mageren Bedingungen nimmt der Einfluss der Aufenthaltszeit ab [16]. Nach [46] lässt sich das Geschwindigkeitsgesetz (s. Gl. 2.3) vereinfachen zu

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2 \cdot k_1 [O] [N_2]. \quad (2.21)$$

Um die thermischen  $NO_x$ -Emissionen zu senken, ergeben sich somit drei Möglichkeiten: Verringerung der Reaktionsgeschwindigkeit  $k_1$  durch Absenken der Verbrennungstemperatur (s. Gl. 2.18), Verringerung der Konzentration der Sauerstoffradikale oder durch Verringerung der Stickstoffkonzentration, z. B. durch Verbrennung in reiner Sauerstoffatmosphäre (s. Gl. 2.21) [46]. Im vorliegenden Fall erfolgt die Verbrennung jedoch mit Luft, so dass sich die Stickoxidemissionen nur durch eine Absenkung der Verbrennungstemperatur bzw. durch das Vermeiden von lokalen Temperaturspitzen reduzieren lassen. Ein Absenken der Verbrennungstemperatur kann durch eine Verbrennung im mageren Bereich erreicht werden, während sich Temperaturspitzen beispielsweise durch eine Vor-

mischung von Luft und Brennstoff reduzieren lassen. Dieser Bildungspfad stellt unter den in dieser Arbeit untersuchten Bedingungen den dominanten Mechanismus für die Stickoxidentstehung dar.

**Promptes NO (Fenimore-NO)** Promptes NO, auch Fenimore NO genannt, entsteht bevorzugt unter Luftmangelbedingungen und sehr kurzen Aufenthaltszeiten [48]. Bei der Verbrennung unter fetten Bedingungen entsteht als Zwischenprodukt CH, welches mit dem Luftstickstoff zu HCN (Blausäure) und anschließend über mehrere weitere Reaktionsschritte zu NO bzw. NO<sub>2</sub> reagiert [46]. Bei der Bildung von Prompt-NO ist der geschwindigkeitsbestimmende Schritt



Da dieser um Größenordnungen schneller abläuft als die turbulente Mischung, spielt die Aufenthaltszeit hier keine Rolle. Aufgrund des hohen Luftüberschusses beim im Rahmen dieser Arbeit vorliegenden Anwendungsfalls, hat dieser Bildungspfad hier keine Relevanz.

**Bildung über Distickstoffoxid (N<sub>2</sub>O)** Bei einer Absenkung der Verbrennungstemperatur unter mageren Bedingungen ( $\phi \leq 0,66$ ) reduziert sich die über den thermischen Pfad gebildete NO<sub>x</sub>-Konzentration und NO wird vermehrt über den N<sub>2</sub>O-Pfad gebildet [48]:



Insbesondere wird dieser Bildungspfad durch hohen Druck begünstigt, da für die Bildung von N<sub>2</sub>O (Lachgas) ein Stoßpartner M erforderlich ist. Aufgrund der niedrigeren Aktivierungsenergie von Gleichung 2.24 von  $E_a = 97 \text{ kJ/mol}$  im Vergleich zu Gl 2.18 mit  $E_a = 318 \text{ kJ/mol}$ , hat eine niedrigere Verbrennungstemperatur bei der NO<sub>x</sub>-Bildung über Distickstoffoxid einen geringeren Einfluss als über den thermischen Pfad [48]. Daher gewinnt der NO<sub>x</sub>-Bildungspfad über Distickstoffoxid v. a. unter mageren Bedingungen (wenn die CH-Konzentration niedrig ist und damit wenig Prompt-NO gebildet wird) in Kombination mit einer niedrigen Verbrennungstemperatur (wenn wenig thermisches NO gebildet wird) und erhöhtem Druck an Bedeutung [48]. Aufgrund des vergleichsweise geringen Drucks von maximal 3 bar in Kombination mit einer hohen adiabaten Flammentemperatur ist nicht von einer erhöhten Relevanz dieses Bildungspfads innerhalb dieser Arbeit auszugehen.

**Weitere Bildungswege von  $\text{NO}_x$**  Neben den oben genannten Reaktionspfaden zur Bildung von  $\text{NO}_x$  gibt es noch weitere Bildungsmöglichkeiten. Hier sind beispielsweise der Pfad über das aus Luftstickstoff und Wasserstoff gebildete  $\text{NNH}$  zu nennen, das dann mit dem unter mageren Bedingungen im Überschuss vorliegenden Sauerstoff über die Reaktion [48]



oxidert wird. Das dabei entstehende  $\text{NH}$  wird im Mageren durch eine weitere Oxidationsreaktion ebenfalls zu  $\text{NO}$  umgewandelt [48]. Der Bildungsweg über im Brennstoff gebundenen Stickstoff ist im vorliegenden Fall aufgrund des niedrigen Stickstoffgehalts des Erdgases vernachlässigbar. Er kommt beispielsweise bei der Kohleverbrennung ins Spiel [46].

**Druckeinfluss** Für konventionelle Brenner verhält sich  $\text{NO}_x$  im Allgemeinen proportional zu  $p^n$ , wobei  $n$  typischerweise zwischen 0,5 und 0,8 liegt [16]. Leonard und Correa [62] zeigten jedoch, dass der Einfluss des Drucks in ihren magersten Punkten, d. h. bei niedrigen Verbrennungstemperaturen, vernachlässigbar ist.

### 2.1.3.2 Kohlenmonoxid

Ein weiterer durch die TA Luft reglementierter Schadstoff ist das Kohlenstoffmonoxid ( $\text{CO}$ ). Durch seine Eigenschaft, sich an den Blutfarbstoff Hämoglobin zu binden, unterbindet  $\text{CO}$  den Sauerstofftransport im Blut und kann so in Abhängigkeit von Konzentration und Expositionszeit zum Tod führen [63].

Im Allgemeinen liegen die gemessenen  $\text{CO}$ -Emissionen oberhalb der theoretischen Gleichgewichtskonzentration, was den Schluss zulässt, dass die Emissionen überwiegend aus einem unvollständigen Verbrennungsprozess resultieren. Der unvollständigen Verbrennung können verschiedene Ursachen zu Grunde liegen [16]:

- Unzureichende Mischung von Luft und Brennstoff und damit lokal fette Gebiete mit hohen lokalen  $\text{CO}$ -Konzentrationen
- Unzureichende Aufenthaltszeit für eine vollständige Aufoxidation von  $\text{CO}$  zu  $\text{CO}_2$
- Lokale Quenching-Effekte, bei Mikrogasturbinen beispielsweise durch die Eindüsung von Mischluft in die Brennkammer

Da die Verbrennung in der Mikrogasturbine ausschließlich im mageren Bereich stattfindet, wird im Folgenden nur auf den CO-Abbau für Luftzahlen  $\lambda > 1$  eingegangen. In diesem Bereich erfolgt der Abbau von CO überwiegend über die Reaktion [16]



und deren Vorläuferreaktion [48]



Im Bereich niedriger Luftzahlen, d. h. bei hohen Verbrennungstemperaturen, steigen die CO-Emissionen mit sinkender Luftzahl. Hier wird zwar einerseits die CO-Oxidation beschleunigt, gleichzeitig nimmt jedoch die Sauerstoffkonzentration ab, was die Reaktion nach Gl. 2.27, die das für die Oxidationsreaktion nach Gl. 2.26 benötigte OH liefert, verlangsamt. Dies zeigt sich im rechten Ast der in Abb. 2.3 über dem Äquivalenzverhältnis  $\phi$  aufgetragenen CO-Emissionen. Die Dissoziation von  $CO_2$ , welche das chemische Gleichgewicht mit steigender Verbrennungstemperatur in Richtung von CO verschiebt, kommt unter atmosphärischen Bedingungen erst bei Verbrennungstemperaturen oberhalb von 2500 K zum Tragen [64] und damit deutlich oberhalb der im untersuchten Bereich auftretenden Verbrennungstemperaturen. Bei Erhöhung der Luftzahl, d. h. bei Absenken der Verbrennungstemperatur, verschiebt sich das chemische Gleichgewicht prinzipiell in Richtung  $CO_2$  und die CO-Emissionen sinken. Gleichzeitig reduzieren sich jedoch die Reaktionsgeschwindigkeiten der Reaktionen 2.26 und 2.27 derart, dass die Aufenthaltszeit in der Brennkammer für die Oxidation von CO zu  $CO_2$  nicht mehr ausreicht, was zu einem Anstieg der CO-Emissionen ab einer gewissen Luftzahl führt [16]. Für eine Minimierung der CO-Emissionen sollte der Luftsplit zwischen Primär- und Sekundärluft so gewählt werden, dass sich die lokalen Luftzahlen über den Betriebsbereich im Bereich des Minimums des CO-Profiles befinden.

## 2.2 Numerische Simulation

Zur Auslegung des FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystems werden im Rahmen dieser Arbeit numerische Strömungs- und Verbrennungssimulationen (Computational Fluid Dynamics, CFD) eingesetzt. Dazu wird der DLR-interne Code THETA (Turbulent Heat Release Extension of the TAU Code) verwendet, der zur Simulation von Strömungen mit chemischen Reaktionen entwickelt wird.



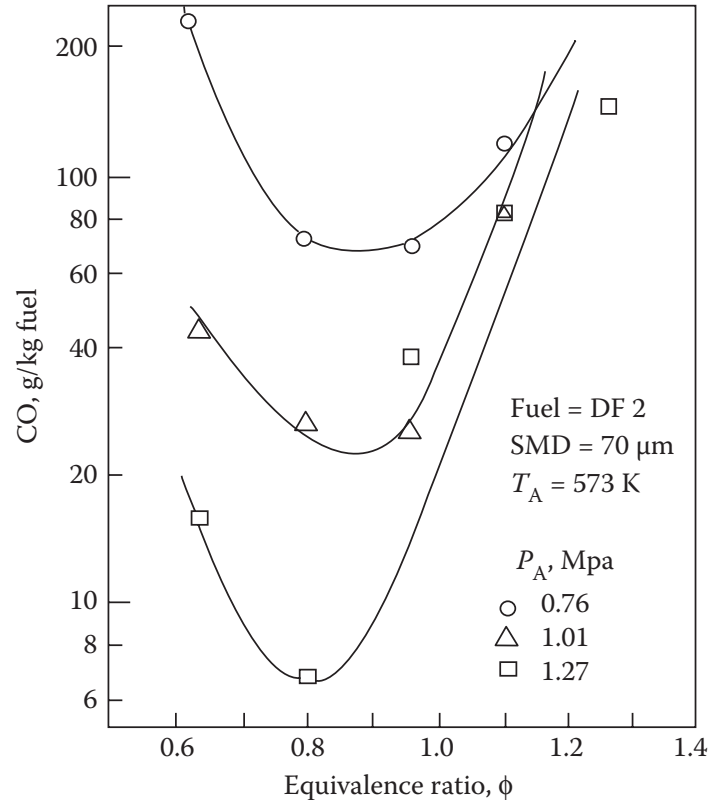


Abbildung 2.3: Einfluss des Äquivalenzverhältnisses und des Drucks auf die CO-Emissionen [16].

### 2.2.1 Grundlegende Gleichungen

Im Folgenden wird auf die grundlegenden Gleichungen und die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Turbulenz- und Verbrennungsmodelle eingegangen. Auf eine ausführliche Beschreibung bzw. Herleitung wird an dieser Stelle verzichtet, da die Gleichungen überwiegend allgemein bekannt sind und in einer Vielzahl an Fachbüchern für numerische Strömungssimulation, z. B. [46, 54, 65] zu finden sind. Die Gleichungen in diesem Kapitel werden unter Verwendung der Einstein'schen Summenkonvention angegeben.

Die Basis jeder Strömungssimulation stellen die Massen-, Impuls- und Energieerhaltungsgleichung, die sogenannten Navier-Stokes-Gleichungen, zusammen mit dem idealen Gasgesetz dar. Für den Fall einer Verbrennungssimulation werden zusätzlich noch Spezieserhaltungsgleichungen benötigt. Eine direkte Lösung der instationären Navier-Stokes-Gleichungen, wie es bei einer direkten numerischen Simulation (Direct Numerical Simulation, DNS) erfolgt, ist sehr zeit- und rechenressourcenintensiv, da zum einen ein sehr feines Gitter notwendig ist, um auch Turbulenzstrukturen auf der Kolmogorov-Längenskala auflösen zu können, und zum anderen auch ein sehr kleiner Zeitschritt

erforderlich ist, damit auch die schnellsten und kleinsten Fluktuationen erfasst werden können [56]. Daher ist die DNS für technisch relevante Anwendungen nicht geeignet. Eine Möglichkeit die Rechenzeit zu reduzieren bietet die sogenannte Large-Eddy-Simulation (LES). Dabei werden die großen Wirbel, die dem mittleren Strömungsfeld Energie entziehen und vorwiegend von der Geometrie des Rechengebiets, den Randbedingungen und den Volumenkräften abhängig sind, direkt berechnet. Die kleinskaligen Turbulenzstrukturen, die sich nahezu isotrop verhalten und sehr rechenintensiv sind, werden über Turbulenzmodelle abgebildet [56]. Zwar ist der Rechenaufwand bei LES geringer als bei DNS, aber er übersteigt immer noch den für den Auslegungsprozess eines Brenners vertretbaren Rahmen.

Da der Schwerpunkt dieser Arbeit aber auf der Entwicklung eines Brennkammersystems für eine Mikrogasturbine liegt, wird für dessen Auslegung auf eine direkte Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen verzichtet und die Turbulenz mittels der sogenannten Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (Reynolds-averaged Navier-Stokes, RANS) vollständig modelliert. Dabei wird der Momentanwert einer fluktuierenden Größe  $\phi$  entsprechend

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.28)$$

in einen Mittelwert  $\bar{\phi}$  und einen fluktuierenden Anteil  $\phi'$  aufgeteilt. Im Falle von Strömungen kompressibler Fluide, starken Temperaturänderungen des Fluids oder chemischen Reaktionen, wird in der Regel stattdessen die dichtegewichtete Favre-Mittelung verwendet [65]

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad (2.29)$$

mit

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}}. \quad (2.30)$$

Für die Massenerhaltung ergibt sich mit den Gleichungen 2.28, 2.29 und 2.30 [65]

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2.31)$$

Die Favre-gemittelte Impulserhaltungsgleichung ergibt sich zu [65]

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \overline{\bar{\rho} u_i'' u_j''} \right)}_{\text{Trägheitskräfte}} = \underbrace{\frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j}}_{\text{Viskose Kräfte}} - \underbrace{\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}}_{\text{Druckkräfte}} + \underbrace{\overline{\rho f_{v,i}}}_{\substack{\text{Volumen-} \\ \text{kräfte,} \\ \text{hier} = 0}}, \quad (2.32)$$

mit der Geschwindigkeitskomponente  $u_i$  in Richtung  $x_i$ ,  $i, j = 1, 2, 3$ , der Dichte  $\rho$ , dem Schubspannungstensor  $\tau$ , dem Druck  $p$  und der Volumenkraft  $f_{v,i}$  in Richtung  $x_i$ .

Für den Transport der Energie (und der verschiedenen Spezies) lässt sich eine dichtegegewichtete Transportgleichung einer Größe  $\phi$  der Form

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\tilde{\phi})}_{\text{zeitl. Änderung}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{\phi} + \bar{\rho}\widetilde{u_i''\phi''})}_{\text{Konvektion}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho D_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i}})}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}\overline{F_{\phi,i}}}_{\text{zusätzl. Flüsse}} = \underbrace{S_\phi}_{\text{Quellterme}} \quad (2.33)$$

aufstellen.

Grundsätzlich kann die Energieerhaltungsgleichung in Form der inneren Energie, der Enthalpie oder der Temperatur angegeben werden. Aufgrund des Fehlens eines chemischen Quellterms bietet sich die Enthalpieform an [65],

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\tilde{h})}_{\text{zeitl. Änderung}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{h} + \bar{\rho}\widetilde{u_i''h''})}_{\text{Konvektion}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho D_h \frac{\partial h}{\partial x_i}})}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}\overline{F_{\phi,i}}}_{\substack{\text{zusätzl. Flüsse,} \\ \text{hier}=0}} = \underbrace{S_h}_{\text{Strahlungs-} \\ \text{quellterm}} \quad (2.34)$$

Bei reaktiven Strömungen werden zusätzlich zu den Erhaltungsgleichungen 2.31, 2.32 und 2.34 noch Transportgleichungen für die Spezies gelöst. Mit Ausnahme von einer Spezies wird für jede Spezies eine Erhaltungsgleichung gelöst. Die letzte Spezies wird über das Dalton'sche Gesetz  $\sum_{\alpha=1}^{N_k} Y_\alpha = 1$  bestimmt. Damit der numerische Fehler möglichst wenig ins Gewicht fällt, sollte möglichst die Komponente mit dem höchsten Massenanteil gewählt werden [65]. Innerhalb dieser Arbeit wurde deshalb dafür Stickstoff ( $N_2$ ) verwendet. Die Transportgleichung für den Speziestransport ergibt sich nach Gl. 2.33 mit dem Massenanteil  $Y_\alpha$  der Spezies  $\alpha$ , dem chemischen Quellterm  $S_\alpha$  zu [65]

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{Y}_\alpha)}_{\text{zeitl. Änderung}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{Y}_\alpha + \bar{\rho}\widetilde{u_i''Y_\alpha''})}_{\text{Konvektion}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho D_\alpha \frac{\partial Y_\alpha}{\partial x_i}})}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}\overline{F_{\phi,i}}}_{\substack{\text{zusätzl. Flüsse,} \\ \text{hier}=0}} = \underbrace{S_\alpha}_{\substack{\text{chemischer} \\ \text{Quellterm}}} \quad (2.35)$$

Zusätzlich wird die Favre-gemittelte thermische Zustandsgleichung benötigt, welche sich unter Vernachlässigung des fluktuierenden Anteils mit der Molaren Masse  $M_\alpha$  der

Spezies  $\alpha$ , der allgemeinen Gaskonstante  $R_m$ , dem Favre-gemittelten Massenanteil  $\tilde{Y}_\alpha$  der Spezies  $\alpha$  zu

$$\bar{p} = \bar{\rho} \tilde{T} R_m \sum_{\alpha=1}^{N_k} \frac{\tilde{Y}_\alpha}{M_\alpha} \quad (2.36)$$

ergibt [65].

## 2.2.2 Turbulenzmodellierung

Mit Ausnahme der Massenerhaltungsgleichung entstehen in allen weiteren Erhaltungs- und Transportgleichungen durch die Mittelung zusätzliche (ungeschlossene) Terme. Mit der Annahme eines Newton'schen Fluids und dem Ansatz von Boussinesq ergibt sich durch Umformen die gemittelte Impulserhaltungsgleichung zu [66]

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} k \right) - 2 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \mu_t) \left( \tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{k,k} \right) \right] = \bar{\rho} g_i. \quad (2.37)$$

Darin ist  $u_i$  die Geschwindigkeitskomponente in Richtung  $x_i$ ,  $\rho$  die Dichte,  $p$  der Druck,  $\mu$  die molekulare Viskosität,  $\mu_t$  die turbulente Viskosität,  $S_{ij}$  der Spannungstensor und  $g_i$  die Gravitationskonstante in Richtung  $x_i$ . Des Weiteren werden die Reynolds-Mittel des Spannungstensors durch Favre-Mittel approximiert [65].

Im Fall der Energieerhaltung beschreibt der Diffusionsterm in Gl. 2.33 die Wärmeleitung, so dass sich für den Diffusionskoeffizienten  $D_h = \lambda/c_p + \mu_t/Pr_t$  mit der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  und der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_p$ , der turbulenten Wirbelviskosität  $\mu_t$  und der turbulenten Prandtl-Zahl  $Pr_t$  ergibt. Unter der allgemein üblichen Annahme, dass die turbulenten Fluktuationen keinen Einfluss auf die Diffusion haben [65] sowie mit dem Gradienten-Diffusions-Ansatz ergibt sich durch Umformen die vereinfachte, modellierte gemittelte Transportgleichung [66]

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{h}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\lambda}{c_p} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_i} \right] = \underbrace{\tilde{S}_h}_{\substack{\text{hier} = 0, \\ \text{da Strahlung nicht} \\ \text{berücksichtigt wird}}}. \quad (2.38)$$

Analog zur modellierten Energiegleichung 2.38 lässt sich die Gleichung für den Speziestransport modellieren. Der molekulare Diffusionskoeffizient  $D_\alpha$  ergibt sich unter Vernachlässigung der differentiellen Diffusion über die dynamische Viskosität  $\mu$ , die Dich-

te  $\rho$  und die Schmidt-Zahl  $Sc$  zu  $D_\alpha = \mu / (\rho Sc)$  [65]. Durch Umformen und mit Hilfe des Gradienten-Diffusions-Ansatzes ergibt sich für die modellierte Speziestransportgleichung [66]

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i} - \left[ \left( \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i} \right] = \tilde{S}_\alpha. \quad (2.39)$$

Die durch die Reynolds- bzw. Favre-Mittelung entstandenen ungeschlossenen Terme müssen über ein Turbulenzmodell abgebildet werden. Je nach Anzahl der zur Turbulenzmodellierung verwendeten Transportgleichungen wird zwischen Null-, Ein-, Zwei- und Mehr-Gleichungsmodellen unterschieden [56]. Allerdings steigt der Rechenaufwand mit der Anzahl der zusätzlich zu lösenden Transportgleichungen. Die in Industrie und Forschung am weitesten verbreiteten Modelle sind die Zwei-Gleichungsmodelle, von denen überwiegend drei verschiedene eingesetzt werden. Zum einen das von Jones, Launder, Spalding und weiteren Autoren eingeführte  $k$ - $\epsilon$ -Modell [67, 68], welches Vorteile in freien Scherschichten bietet [65], zum anderen das von Wilcox vorgestellte  $k$ - $\omega$ -Modell [69], das dem  $k$ - $\epsilon$ -Modell vor allem in Wand nahen Bereichen überlegen ist, sowie das von Menter vorgestellte SST-Modell (Shear Stress Transport-Modell) [70], das je nach Bereich beide Modelle kombiniert und somit die Vorteile beider Modelle nutzt.

**$k$ - $\epsilon$ -Modell** Das  $k$ - $\epsilon$ -Modell löst die Transportgleichung für die (massenspezifische) turbulente kinetische Energie gemäß [65]

$$k = \frac{1}{2} \frac{\overline{\rho u_i'' u_i''}}{\bar{\rho}} \quad (2.40)$$

und deren massenspezifischer Dissipationsrate  $\epsilon$

$$\epsilon = \nu \frac{\overline{\partial u_i'' \partial u_i''}}{\partial x_k \partial x_k} \quad (2.41)$$

mit der kinematischen Viskosität  $\nu$ .

Die Transportgleichung für  $k$  ergibt sich aus den Navier-Stokes-Gleichungen und lässt sich nach [67] und [68] schreiben als

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = \left[ 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \left( \bar{\rho} k + \mu_t \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right) \delta_{ij} \right] \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \bar{\rho} \epsilon. \quad (2.42)$$

Darin ist gemäß [65]  $\mu_t$  die Wirbelviskosität

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.43)$$

und  $\tilde{S}_{ij}$  der Scherratentensor

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.44)$$

Im Gegensatz zur Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie ist die Transportgleichung für die Dissipationsrate  $\epsilon$  [65] nach Pope [54] als empirisch anzusehen,

$$\frac{\partial (\bar{\rho}\epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho}\tilde{u}_k\epsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - C_{\epsilon 2} \bar{\rho} \frac{\epsilon^2}{k}. \quad (2.45)$$

Die Standard-Modellkonstanten in den Gleichungen 2.42, 2.43 und 2.45 sind darin nach Launder und Sharma [71]  $C_\mu = 0,09$ ,  $C_{\epsilon 1} = 1,44$ ,  $C_{\epsilon 2} = 1,92$ ,  $\sigma_k = 1,0$  und  $\sigma_\epsilon = 1,3$ . Nach Versteeg und Malalasekera [56] eignet sich das  $k$ - $\epsilon$ -Modell für den Einsatz in Strömungen mit dünnen Scherschichten und rezirkulierenden Strömungen ohne für jeden Einzelfall die Modellkonstanten anpassen zu müssen. Es tendiert jedoch zumindest bei achsensymmetrischen Strömungen Rezirkulationsgebiete zu weit stromab vorherzusagen und die Maximalgeschwindigkeit zu überschätzen [56, 72]. Während es sich insbesondere für eingeschlossene Strömungen, in denen Reynoldsspannungen dominant sind, eignet, weist es nur eine mäßige Qualität bei nicht eingeschlossenen Strömungen mit schwachen Scherschichten auf [56].

**$k$ - $\omega$ -Modell** Das  $k$ - $\omega$ -Modell von Wilcox [69] nutzt als Längenskala anstatt der Dissipationsrate  $\epsilon$  die turbulente Frequenz

$$\omega = \frac{\epsilon}{\beta^* k}. \quad (2.46)$$

Damit ergibt sich die Favre-gemittelte Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie zu

$$\frac{\partial (\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}\tilde{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tilde{\tau}_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \bar{\rho} \omega k \quad (2.47)$$

mit der Wirbelviskosität gemäß [56]

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (2.48)$$

und die Favre-gemittelte Transportgleichung für die turbulente Frequenz gemäß [69] zu

$$\begin{aligned}
 \underbrace{\frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t}}_{\text{zeitl. Änderung}} + \underbrace{\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\omega)}{\partial x_j}}_{\text{Konvektion}} = & \\
 \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial\omega}{\partial x_j} \right]}_{\text{Diffusiver Transport}} - \underbrace{\beta\bar{\rho}\omega^2}_{\text{Dissipation}} + \underbrace{\frac{\gamma\omega}{k} \left[ 2\mu_t \left( \tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial\tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right]}_{\text{Produktion}} \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} & \quad (2.49)
 \end{aligned}$$

Die Modellkonstanten der Gleichungen 2.46, 2.47 und 2.49 betragen  $\sigma_k = 2,0$ ,  $\sigma_\omega = 2,0$ ,  $\beta = 0,075$ ,  $\beta^* = 0,09$  und  $\gamma = 5/9$ . Während das  $k$ - $\omega$ -Modell im Bereich der Wand bessere Ergebnisse erzielt als das  $k$ - $\epsilon$ -Modell, weist es, wie bereits erwähnt, im Freistrahlschwierigkeiten auf. Für einen Freistrahlschwierigkeiten gilt die Randbedingung, dass die turbulente kinetische Energie  $k$  und die turbulente Frequenz  $\omega$  gegen 0 gehen. Für diese Randbedingungen wird Gl. 2.48 für die Wirbelviskosität  $\mu_t$  jedoch undefiniert bzw. geht gegen unendlich. Daher muss für die turbulente Frequenz  $\omega$  ein kleiner, von 0 verschiedener Wert angenommen werden. Allerdings zeigt sich die Lösung sensitiv gegenüber dem für den Freistrahlschwierigkeiten angenommenen Wert von  $\omega$  [56].

**$k$ - $\omega$ -SST-Modell** Das von Menter [70] vorgestellte  $k$ - $\omega$ -SST-Modell vereint die Vorteile beider Modelle. In wandnahen Bereichen erfolgt die Turbulenzmodellierung über das Wilcox  $k$ - $\omega$ -Modell und in wandfernen Bereichen über das Standard- $k$ - $\epsilon$ -Modell. Die Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie  $k$  entspricht dabei prinzipiell der von Wilcox, wobei Menter jedoch einen Produktlimiter  $P_{k,lim}$  einführt, um den Aufbau von Turbulenz in Stagnationspunkten zu verhindern [73]. Die zweite Transportgleichung wird von Menter [73] ebenfalls über  $\omega$  formuliert. Da das SST-Modell in THETA in der Version von 2003 [73] implementiert ist, wird im Folgenden nur auf diese Formulierungen eingegangen.

Die Favre-gemittelten Transportgleichungen für  $k$  und  $\omega$  ergeben sich gemäß [73] zu

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i k)}{\partial x_i} = P_{k,lim} - \beta^* \bar{\rho} k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.50)$$

und

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\omega)}{\partial x_i} = \\ \alpha \frac{1}{\nu_t} P_{k,lim} - \beta \bar{\rho}\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \bar{\rho} \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}. \end{aligned} \quad (2.51)$$

Das Umschalten zwischen beiden Modellen erfolgt über die Mischfunktion

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\bar{\rho}\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (2.52)$$

darin ist  $y$  der Abstand zur nächsten Wand und  $CD_{k\omega} = \max \left( 2\bar{\rho}\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right)$ . In wandfernen Bereichen nimmt die Mischfunktion  $F_1$  den Wert 0 an, d. h. das  $k$ - $\epsilon$ -Modell ist aktiv und in der Nähe der Wand nimmt  $F_1$  den Wert 1 an, so dass das  $k$ - $\omega$ -Modell aktiv ist.

Des Weiteren werden die kinematische turbulente Wirbelviskosität  $\nu_t$

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, F_2 S)} \quad (2.53)$$

und die die Produktion der kinetischen Energie (Favre-gemittelt) über

$$P_{k,lim} = \min \left( \mu_t \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right), 10\beta^* \bar{\rho} k \omega \right) \quad (2.54)$$

limitiert. Erstere, um die Vorhersagequalität in Strömungen mit negativem Druckgradienten und in Nachlaufgebieten zu verbessern und Letztere, um den Aufbau von Turbulenz in Stagnationsgebieten zu verhindern [56].

In Gl. 2.53 ist  $S = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}$  und  $F_2$  eine zweite Mischfunktion, welche gemäß [73] definiert ist als

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[ \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right\}. \quad (2.55)$$

Die Konstanten werden jeweils über die Mischfunktion  $\phi = \phi_1 F + \phi_2 (1 - F)$  aus den Konstanten des  $k$ - $\omega$ - und des  $k$ - $\epsilon$ -Modells berechnet. Die weiteren Konstanten sind  $\beta^* = 0,09$ ,  $\alpha_1 = 5/9$ ,  $\beta_1 = 3/40$ ,  $\sigma_{k1} = 0,85$ ,  $\sigma_{\omega 1} = 0,5$ ,  $\alpha_2 = 0,44$ ,  $\beta_2 = 0,0828$ ,  $\sigma_{k2} = 1$ ,  $\sigma_{\omega 2} = 0,856$ .



### 2.2.3 Verbrennungsmodellierung

Im Fall von reagierenden Strömungen muss für jede Spezies zusätzlich die Transportgleichung 2.35 gelöst werden. Damit erhöht sich der Rechenaufwand im Vergleich zu nicht-reagierenden Strömungen deutlich. Für die Modellierung der hier vorliegenden turbulenten Verbrennungsvorgänge stehen verschiedene Verbrennungsmodelle zur Verfügung.

Das Eddy-Dissipation-Modell (EDM-Modell) von Magnussen und Hjertag (1976) geht davon aus, dass die einzelnen chemischen Reaktionen im Vergleich zur turbulenten Mischung unendlich schnell ablaufen und es gilt „gemischt gleich verbrannt“ [48]. Daher ist dieses Modell nur für globale Reaktionsmechanismen geeignet. Da das EDM-Modell jedoch chemisches Gleichgewicht annimmt, werden Nichtgleichgewichtseffekte, wie beispielsweise NO-Bildung oder lokales Verlöschen, nicht abgebildet [48]. Des Weiteren wird der Brennstoffverbrauch in Bereichen endlicher Chemie überschätzt [48].

Das Finite-Rate-Chemistry-Modell (FRC-Modell) geht hingegen von einer endlichen Geschwindigkeit der chemischen Reaktionen aus [48] und eignet sich im Gegensatz zum EDM für detaillierte Reaktionsmechanismen. Der Quellterm  $\tilde{S}_\alpha$  einer Spezies  $\alpha$  in Gl. 2.39 kann als Summe über alle Elementarreaktionen  $N_r$  berechnet werden. Um Rückreaktionen genauso zu behandeln wie Vorwärtsreaktionen, werden die Rückreaktionen in THETA wie unabhängige Vorwärtsreaktionen behandelt, so dass sich ein System aus  $2N_r$  Elementarreaktionen ergibt. Der Quellterm ergibt sich zu [74]

$$\tilde{S}_\alpha = M_\alpha \sum_{r=1}^{N_r} (\nu''_{\alpha_r} - \nu'_{\alpha_r}) \left( k_{f_r} \prod_{\beta=1}^{N_s+1} C_\beta^{\nu'_{\beta r}} \right). \quad (2.56)$$

Darin sind  $M_\alpha$  die Molmasse der Spezies  $\alpha$ ,  $\nu'_{\alpha_r}$  der Stöchiometrikoeffizient des Reaktanden  $\alpha$  in der Elementarreaktion  $r$ ,  $\nu''_{\alpha_r}$  der Stöchiometrikoeffizient des Produkts  $\alpha$  in der Elementarreaktion  $r$ ,  $k_{f_r}$  der über Gl. 2.4 berechnete Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient der Elementarreaktion  $r$ ,  $C_\beta$  die Konzentration der an der Elementarreaktion  $r$  beteiligten Spezies  $\beta$  und  $\nu'_{\beta r}$  der Stöchiometrikoeffizient des Reaktanden  $\beta$  in der Elementarreaktion  $r$ .  $N_s + 1$  stellt eine virtuelle Spezies dar, die den Einfluss von 3-Körper Stoßpartnern repräsentiert, nimmt aber nicht an der eigentlichen chemischen Reaktion teil [74]. Das FRC-Modell berücksichtigt jedoch keine Effekte aus turbulenten Fluktuationen. Eine Kopplung der beiden Modelle EDM und FRC, der EDM/FRC-Ansatz, berücksichtigt zwar die unterschiedlichen Geschwindigkeitsskalen von Mischung und Chemie indem in jeder Zelle sowohl die Reaktionsrate für die turbulente Mischung als auch die für die chemische Reaktion berechnet werden und jeweils der langsamere Vorgang ausgewählt wird, jedoch wird keine Turbulenz-Chemie-Interaktion berücksichtigt [48].

Daher wird im Rahmen dieser Arbeit die Turbulenz-Chemie-Interaktion über eine angenommene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (Assumed Probability Density Function, A-PDF) erfasst. Diese stellt eine Erweiterung des FRC-Modells dar und geht davon aus, dass die turbulenten Fluktuationen der Temperatur und der Spezieskonzentration stochastisch verteilt sind. Für die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $P(x)$  der Variablen  $x$  gilt

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(x) dx = 1. \quad (2.57)$$

Dabei gibt  $P(x)$  an, mit welcher Wahrscheinlichkeit sich  $x$  im Bereich von  $dx$  um  $x$  befindet. Der Mittelwert bzw. der Erwartungswert der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion berechnet sich über

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot P(x) dx. \quad (2.58)$$

Des Weiteren müssen die Varianzen der Temperatur  $\sigma_T = \overline{T'^2}$  und die Summe der Varianzen der Speziesmassenanteile  $\sigma_Y = \sum_{\alpha=1}^{N_s} \overline{Y'_\alpha{}^2}$  bekannt sein, um die Form der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen zu bestimmen [65]. Während für die Temperatur eine abgeschnittene Gauß-Verteilung angenommen wird, wird für die Speziesmassenanteile eine multi-variante  $\beta$ -PDF verwendet. Weitere Details des Verfahrens sind in [65] ausführlich beschrieben.

## 2.3 Messtechnik

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene optische Messtechniken zur Untersuchung der Wärmefreisetzungszone und des Strömungsfelds sowie unterschiedliche Analysatoren zur Messung der Abgasemissionen eingesetzt. Die verschiedenen Verfahren werden im Folgenden kurz erläutert.

### 2.3.1 Emissionen

Die Stickoxidkomponenten NO und NO<sub>2</sub> werden mittels eines UV-Photometers detektiert, während die Kohlenmonoxid- und Kohlendioxidkonzentration mittels eines IR-Photometers gemessen werden. Beide Analysatoren machen sich zunutze, dass die ausgesandte Strahlung von den entsprechenden Messgaskomponenten absorbiert wird. Über das Gesetz von Lambert-Beer [75]

$$I_1 = I_0 \cdot \exp\{-\epsilon_\lambda \cdot c \cdot l_{mess}\} \quad (2.59)$$

lässt sich aus der von der UV- bzw. IR-Lampe emittierten Strahlungsenergie  $I_0$ , der nach der Messküvette detektierten Strahlungsenergie  $I_1$ , der Extinktionskonstanten  $\epsilon_\lambda$  und der Länge der Messküvette  $l_{mess}$ , die Konzentration  $c$  der Messkomponente bestimmen. Die tägliche Kalibrierung der beiden Analysatoren erfolgt mittels Kalibrierküvetten für den Endpunkt und mit Stickstoff für den Nullpunkt. Die Stickoxidkonzentration wird im Gegensatz zur CO- und CO<sub>2</sub>-Konzentration im feuchten Abgas gemessen.

Die Messung der unverbrannten Kohlenwasserstoffe erfolgt mittels eines Flammenionisationsdetektors mit feuchtem Abgas. Der Analysator ionisiert die organischen Komponenten des Messgases mittels einer Wasserstoffflamme und nutzt dabei aus, dass der Ionisationsstrom proportional zur Anzahl der organisch gebundenen Kohlenstoffatome ist, d. h. Komponenten wie CO und CO<sub>2</sub> werden hier nicht detektiert. Die tägliche Kalibrierung erfolgt für den Endpunkt über ein definiertes Propan/Stickstoff-Gemisch und für den Nullpunkt über kohlenwasserstofffreie synthetische Luft.

Die Restsauerstoffkonzentration des trockenen Abgases wird über einen Analysator, dessen Messprinzip auf den paramagnetischen Eigenschaften der Sauerstoffmoleküle basiert, ermittelt. Die in einem Magnetfeld magnetisierten Sauerstoffmoleküle beeinflussen darin die Position einer Messhantel, welche über ein Stromsignal wieder in ihre ursprüngliche Lage gebracht wird. Das dafür notwendige Stromsignal ist dabei linear zur Sauerstoffkonzentration. Somit ist hier eine tägliche Einpunktkalibrierung mit Stickstoff ausreichend, da nur eine Offset-Verschiebung korrigiert werden muss.

Die Ermittlung der Feuchtigkeit des Abgases beruht auf einer kapazitiven Messung. Der verwendete Kondensator besitzt ein Dielektrikum, dessen Dielektrizitätskonstante sich in Abhängigkeit des Feuchtegehalts ändert. Diese Änderung verursacht wiederum eine Änderung der Kapazität, welche ein Maß für die Feuchtigkeit ist. Die Kalibrierung erfolgt einmal jährlich in einer definierten feuchten Umgebung.

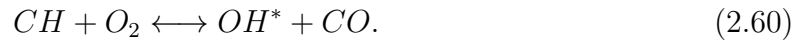
Die Messgenauigkeiten der einzelnen Analysatoren können Anhang A.1.2 entnommen werden.

### 2.3.2 OH\*-Chemolumineszenz (OH\*-CL)

Bei der Chemolumineszenz handelt es sich um eine spontane, elektromagnetische Strahlung, die entsteht, wenn bei chemisch erzeugten angeregten Molekülen die Elektronen aus einem höheren Energieniveau auf ein niedrigeres zurückspringen [76]. Im Bereich der Verbrennungstechnik wird häufig das Chemolumineszenz-Signal des elektronisch angeregten OH-Radikals, das OH\*-Radikal, verwendet, um die Form und Lage der Reaktionszone zu bestimmen. Da es unter atmosphärischen Bedingungen überwiegend in der Reaktionszone

## 2 Grundlagen

gebildet wird [77] und nur eine kurze Lebensdauer besitzt [78], ist es ein guter Indikator für die Wärmefreisetzungszone. Nach Hall und Petersen [79] erfolgt die Bildung von  $\text{OH}^*$  in Kohlenwasserstoffsystemen überwiegend über den Bildungspfad



Der Abbau erfolgt nach [78] anschließend unter Abgabe von elektromagnetischer Strahlung über



und über die Kollision mit Stoßpartner in der Größenordnung von Nanosekunden [80] entsprechend [78]



Je nach Vibrations- und Rotationsübergang erfolgt die über den Abbaupfad nach Gl. 2.61 emittierte elektromagnetische Strahlung bei leicht unterschiedlichen Wellenlängen. Die höchste Intensität hat dabei der Übergang bei einer Bandenkopfwellenlänge von  $\lambda = 306,4 \text{ nm}$  [81]. Dieser Wellenlängenbereich des in Abb. 2.4 dargestellten Emissionsspektrums einer Methan/Luft-Flamme wird mit einer bildverstärkten CCD-Kamera, die mit einem oder mehreren entsprechend schmalbandigen Filtern versehen ist, aufgenommen.

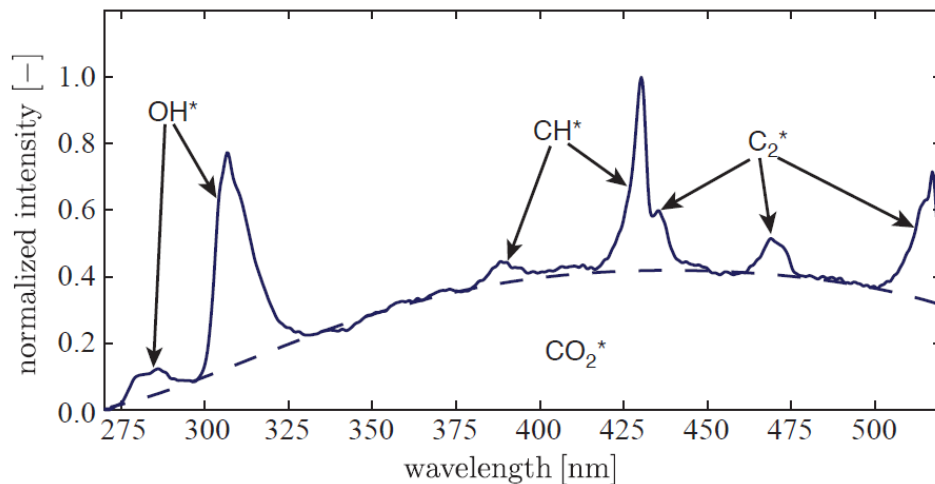


Abbildung 2.4: Emissionsspektrum einer Methan/Luft-Flamme bei Atmosphärendruck [82].

Das detektierte Chemolumineszenz-Signal ist dabei räumlich über die Brennkammer integriert, womit das  $\text{OH}^*$ -CL Verfahren zu den sogenannten Line-of-Sight Verfahren gehört. Bei rotationssymmetrischen Brennern, wie beispielsweise Drallbrennern, kann

über eine Abel-Inversion die räumliche Verteilung des OH\*-Signals berechnet werden [83]. Da der Brenner im vorliegenden Fall jedoch aus sechs einzelnen Düsen besteht, ist dies hier nicht möglich.

### 2.3.3 OH Planare Laser-induzierte Fluoreszenz (OH-PLIF)

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Form und Lage der Reaktionszone sowie zur Unterscheidung von Frisch- und Abgasgebieten bietet die Planare Laser-induzierte Fluoreszenz. Im Fall der vorliegenden Arbeit erfolgt dies über die Detektion des OH-Radikals. Dieses wird in der Reaktionszone über schnell ablaufende Zwei-Teilchen-Reaktionen gebildet und liegt dort in Übergleichgewichtskonzentration vor [84]. Der Abbau in Richtung OH-Gleichgewichtskonzentration erfolgt über vergleichsweise langsame Drei-Körper-Rekombinationen und benötigt unter atmosphärischen Bedingungen eine Zeit im Bereich weniger Millisekunden [84, 85]. Im Gegensatz zu OH\* liegt OH daher nicht nur in der Reaktionszone, sondern auch in anderen Bereichen, wie beispielsweise der Rezirkulationszone vor. Damit gibt das OH-Signal selbst zunächst Aufschluss über Gebiete in denen sich Frischgas befindet und über Gebiete in denen sich heißes Abgas befindet. Nach allgemeiner Auffassung liegt die Flammenfront am Ort der maximalen Wärmefreisetzung. Näherungsweise befindet sich am Ort der maximalen Wärmefreisetzung auch der maximale Temperatur- und OH-Gradient [86], so dass der maximale OH-Gradient als Indikator für die Flammenfront verwendet werden kann. Für die Detektion des OH-Signals wird das OH mittels eines gepulsten Nd:YAG gepumpten Farbstofflasers mit einer Austrittswellenlänge von  $\lambda = 283,64$  nm gezielt angeregt. Die Austrittswellenlänge entspricht dabei der  $Q_1(8)$  Linie des  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi(1,0)$  Bandes. Der Übergang vom angeregten Zustand zurück in den Grundzustand kann über chemische (Dissoziation, photo-induzierte Reaktionen) und physikalische Prozesse erfolgen. Bei den physikalischen Prozessen lassen sich drei verschiedene Wege des Energieabbaus unterscheiden. Neben dem Energieverlust durch Strahlungsemission, wie z. B. Fluoreszenz, wird die Energie auch über strahlungslose Prozesse wie den Vibrations- und Rotationsenergieübertrag sowie durch Molekülstöße absorbiert [87]. Läuft einer der beiden letzteren oder beide vor der Energieabgabe durch Fluoreszenz ab, ergibt sich eine Verschiebung der Fluoreszenzwellenlänge im Vergleich zur Anregungswellenlänge. Über einen Bandpassfilter kann das verschobene Fluoreszenzsignal herausgefiltert werden. Die Aufnahme des Fluoreszenzsignals erfolgt wie die OH\*-CL mittels einer bildverstärkten CCD-Kamera, die mit einem schmalbandigen Filter und einem UV-transparenten Objektiv versehen ist. Im Fall der planaren Laser-induzierten Fluoreszenz wird der Laserstrahl mittels verschiedener Optiken zu einem Lichtschnitt

aufgeweitet. Somit wird das OH-Radikal nur in einer bestimmten Ebene der Brennkammer angeregt, was, im Gegensatz zu OH\*-CL, die Bestimmung der Flammenfront in einem Schnitt der Brennkammer ermöglicht.

### 2.3.4 Particle Image Velocimetry (PIV)

Bei der Particle Image Velocimetry (PIV) handelt es sich um eine Methode zur quantitativen Bestimmung des Strömungsfelds. Für reaktive Strömungen werden dazu typischerweise kleine Festkörperpartikel, i. d. R. im  $\mu\text{m}$ -Bereich, in die Strömung eingebracht, welche der Strömung folgen. Die Partikel werden in kurzem zeitlichen Abstand  $\Delta t_{PIV}$  mit zwei Laserpulsen, die zu einem Laserlichtschnitt aufgeweitet werden, in einer Ebene beleuchtet. Das von den Partikeln gestreute Licht wird mittels einer oder mehrerer Kameras erfasst. Im anschließenden Auswerteprozess wird aus dem räumlichen Versatz der einzelnen Partikel und dem zeitlichen Versatz der beiden Aufnahmen der Geschwindigkeitsvektor bestimmt [88]. Im Gegensatz zu beispielsweise der Hitzdraht-Anemometrie, handelt es sich bei PIV um eine nicht-invasive Methode, die daher den Vorteil bietet, dass sie das Strömungsfeld nicht beeinflusst [88]. Der zeitliche Abstand der beiden Aufnahmen ist vom jeweiligen Experiment abhängig (Strömungsbedingung, Messaufbau (Vergrößerung)). Einerseits muss er lang genug sein, damit sich die Partikel ausreichend weit bewegt haben, um sie sicher erfassen zu können. Andererseits richtet er sich nach der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Beleuchtungsebene und muss kurz genug sein, damit sich die Partikel zwischen den beiden Aufnahmen nicht aus der Ebene herausbewegen [88]. Die Bestimmung des Geschwindigkeitsvektors erfolgt bei PIV mittels statistischer Methoden wie beispielsweise einer Kreuzkorrelation. Dazu wird die Auswerteebene in gleichgroße sogenannte Korrelationsfenster unterteilt und in jedem Korrelationsfenster das Maximum der Korrelationsfunktion ermittelt. Die Abweichung des Korrelationsmaximums vom Mittelpunkt des Korrelationsfensters entspricht dann dem Geschwindigkeitsvektor [89]. Die Größe des Korrelationsfenster bestimmt dabei bei gegebener räumlicher Auflösung des Kamerasensors die maximale räumliche Auflösung der Geschwindigkeitsvektoren [88]. Dabei gilt, je größer das Korrelationsfenster, umso schlechter die Auflösung. Des Weiteren sollte das Korrelationsfenster klein genug sein, um einen signifikanten Einfluss der Geschwindigkeitsgradienten auf das Ergebnis zu vermeiden [88]. Um jedoch die PIV-Methoden anwenden zu können, müssen sich genügend Partikel innerhalb des Korrelationsfenster befinden, d. h. bei zu geringer Partikelanzahl muss ein größeres Korrelationsfenster gewählt werden. Außerdem muss das Korrelationsfenster ausreichend groß sein, um auch Geschwindigkeitsvektoren in sehr schnellen Strömungen zu erfassen.

sen. Somit gilt es im Auswerteprozess bei der Wahl des Korrelationsfensters zwischen räumlicher Auflösung, Einfluss der Geschwindigkeitsgradienten und dem Dynamikbereich der auftretenden Geschwindigkeiten sowie ausreichender Partikeldichte im Korrelationsfenster abzuwägen. Eine Herausforderung bei der Messung stellt die für die statistische Auswertung notwendige erforderliche Partikeldichte dar. Insbesondere bei den bei dieser Anwendung auftretenden hohen Temperaturen lagern sich die Partikel jedoch an den Scheiben der Brennkammer an und verschlechtern im Laufe der Messung so die Signalqualität. Somit ist die Messzeit sehr beschränkt und liegt oft nur im Bereich weniger Minuten, bevor die Scheiben ausgetauscht werden müssen. Dies hat zur Folge, dass bei den Messungen innerhalb dieser Arbeit in der Regel nur ein Messpunkt aufgenommen werden konnte, bevor die Scheiben getauscht werden mussten.





# 3 Messdatenauswertung

## 3.1 Emissionen

Die mit der Gasanalyse *Advance Optima AO2020* der Firma *ABB* gemessenen Emissionen werden alle auf den für Gasturbinenanwendungen üblichen Restsauerstoffgehalt von 15 Vol.-% normiert. Da die Stickoxide ( $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$ ) im Analysator *Limas11* und die unverbrannten Kohlenwasserstoffe im Analysator *MultiFID14* nass gemessen werden, werden diese mittels des im Vaisala Feuchtemessgerät *HMT338* gemessenen Wassergehalts auf trockenes Abgas korrigiert. Da die Messung von Kohlenmonoxid im Analysator *Uras26* trocken erfolgt, ist eine Korrektur hier nicht erforderlich.

## 3.2 OH\*-Chemolumineszenz

Die innerhalb dieser Arbeit entstandenen OH\*-Chemolumineszenzaufnahmen, wurden mit der kommerziellen Software *Davis 8.1* von *LaVision* ausgewertet und im Rahmen der Auswertung hinsichtlich verschiedener Einflüsse korrigiert. Diese Korrekturprozedur ist in Abb. 3.1 schematisch dargestellt. Zunächst wird das vom Kamerasensor erzeugte zeitlich gemittelte Hintergrundrauschen, der Dunkelstrom, von jedem Einzelbild des Weißabgleichs subtrahiert. Anschließend werden die Dunkelstrom-korrigierten Weißabgleichsbilder zeitlich gemittelt und das entstandene Mittelwertbild auf sein Intensitätsmaximum normiert. Die Einzelbilder der Messdaten werden zunächst mit dem Mittelwert des täglichen Hintergrunds korrigiert. Anschließend erfolgt die Korrektur bzgl. des korrigierten Weißabgleichs. Aus den so entstandenen korrigierten OH\*-Chemolumineszenz-Einzelbilder kann nun der zeitliche Mittelwert sowie die Standardabweichung bestimmt werden.

## 3.3 OH-PLIF

Die Auswertung der OH-PLIF-Aufnahmen erfolgt ebenso wie die Auswertung der OH\*-Chemolumineszenzaufnahmen mit der kommerziellen Software *Davis 8.1* von *LaVision*.

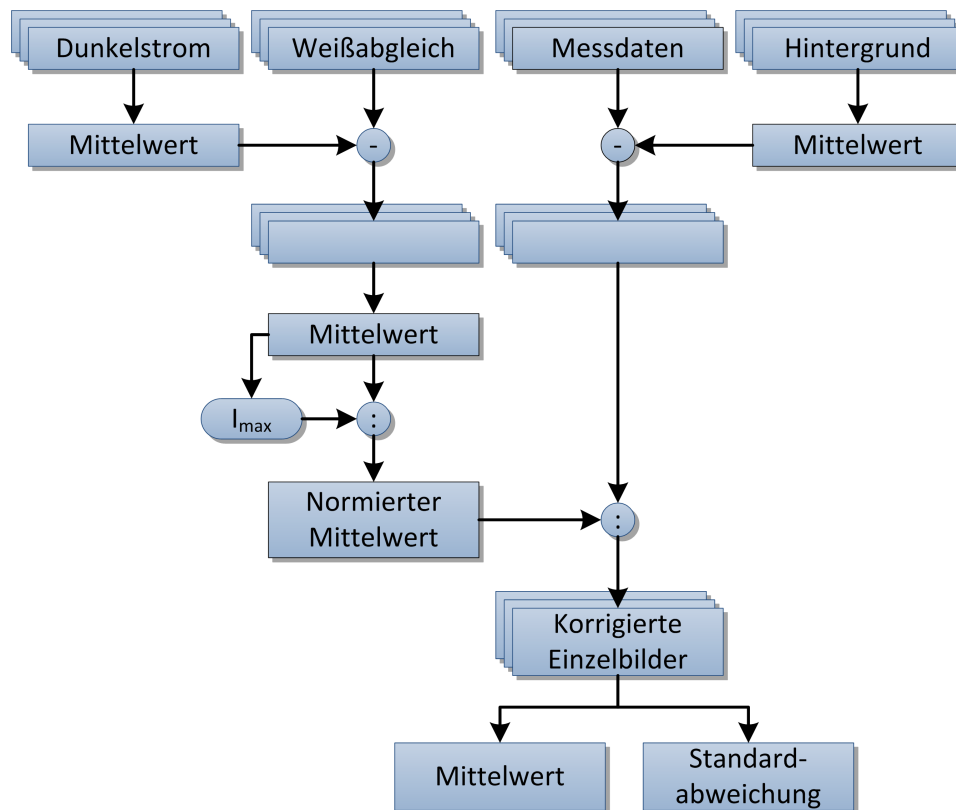


Abbildung 3.1: Korrektur- bzw. Auswerteschema für die OH\*-CL-Aufnahmen.

Die Rohbilder wurden zunächst, wie in Abb. 3.2 dargestellt, hintergrund- und weißbildkorrigiert. Ebenso wurden die Einzelschüsse hinsichtlich Laserstrahlprofil und -energie korrigiert. Anschließend erfolgte die Analyse der Einzelbilder. Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu erhöhen, wurde ein Bandpassfilter angewendet. Die so erzeugten Bilder zeigen nun die Intensitätsverteilung des OH-LIF-Signals und damit die Verteilung von Frisch- und Abgasgebieten in der Messebene in den Einzelschussbildern. Durch eine zeitliche Mittelung ergibt sich daraus die mittlere OH-LIF-Signalintensität bzw. deren Standardabweichung. Um den maximalen OH-Gradienten und damit die Lage der Flammenfront in den Einzelbildern sowie die mittlere Lage der Reaktionszone, die sogenannte Flame Surface Density (FSD), zu bestimmen, werden die OH-PLIF-Einzelschüsse weiterverarbeitet. Mittels eines Sobel-Filters wurden die Gradienten in horizontaler und in vertikaler Richtung ermittelt. Über die Anwendung eines Grenzwerts wurde weiteres Rauschen unterdrückt. Der Grenzwert wurde dabei so gewählt, dass er 25 % der mittleren Maximalintensität des jeweils betrachteten Lastpunkts beträgt. Bei diesem Wert zeigte sich nur ein sehr geringer Einfluss auf das Ergebnis der FSD. Dabei wurde jedoch in Kauf genommen, dass tendenziell zu wenig Rauschen herausgefiltert wird. Im Bereich der

Einströmung in den Brennraum neigt der FSD-Auswertalgorithmus zu einer Fehlinterpretation, da hier das einströmende Frischgas auf rezirkuliertes Abgas, welches OH enthält, trifft und sich hier aufgrund der kurzen Mischungsdauer ein steiler Gradient einstellt. Die theoretischen Grundlagen zu den angewendeten Filtern können [90, 91] entnommen werden. Die Arbeitsschritte des in Abb. 3.2 als *Korrektur* dargestellten Bereichs erfolgten durch Dr. Zhiyao Yin.

### 3.4 PIV

Die Auswertung der stereoskopischen PIV-Daten erfolgte mit der kommerziellen Software *DaVis 8.3* von *LaVision*. Mittels einer Kalibrierplatte *Typ 11* wurden die Rohbilder der beiden Kameras zunächst entzerrt, ausgerichtet und skaliert. Von den Rohbildern wurde mittels eines gleitenden Minimums das Hintergrundleuchten für eine bessere Detektion der Seeding-Partikel entfernt. Darüber hinaus wurden Bildbereiche mit starken Lichtreflexen maskiert. Für die Berechnung der dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektoren wurde ein mehrskaliger Kreuzkorrelations-Algorithmus angewandt, dessen finales Korrelationsfenster 24x24 px mit einer Überlappung von 50 % entsprach. Um Fehlvektoren zu detektieren, wurde zunächst die Korrelationsspitzenrate  $Q$  bestimmt, welche sich über  $Q = \frac{\text{Wert der höchsten Korrelationsspitze} - \text{Minimum}}{\text{Wert der zweiten Korrelationsspitze} - \text{Minimum}}$  berechnet. Betrug die Abweichung mehr als die in Tab. 3.1 angegebenen Faktoren der Standardabweichung des Nachbarvektors, wurden die Fehlvektoren entweder durch interpolierte Vektoren ersetzt oder durch Vektoren, die dem zweiten, dritten oder vierten Kreuzkorrelationspeak entsprachen, solange diese das Mediankriterium erfüllten.

Tabelle 3.1: Untersuchte Lastfälle und deren Vektorauswertung.

Fall	$P_{\text{th},n}$	$T_V$	$\lambda$	Reagierend	Vektor entfernt	Vektor (wieder) eingesetzt
1	100 %	700 °C	2,2	nein	1,5	2,5
2	100 %	700 °C	2,2	ja	1,2	2,0
4	69 %	700 °C	3,0	ja	1,5	2,5

Für die weitere Auswertung wurden nur solche Einzelbilder verwendet, deren Anteil an gültigen Vektoren innerhalb des Beobachtungsfensters mindestens 92 % entsprach. Aufgrund der hohen Anzahl an Bildern mit guter Qualität konnten die Kriterien für Fall 2 enger gefasst werden, als die für Fall 1 und 4 (s. Tab. 3.1) und die Qualität damit nochmals erhöht werden.

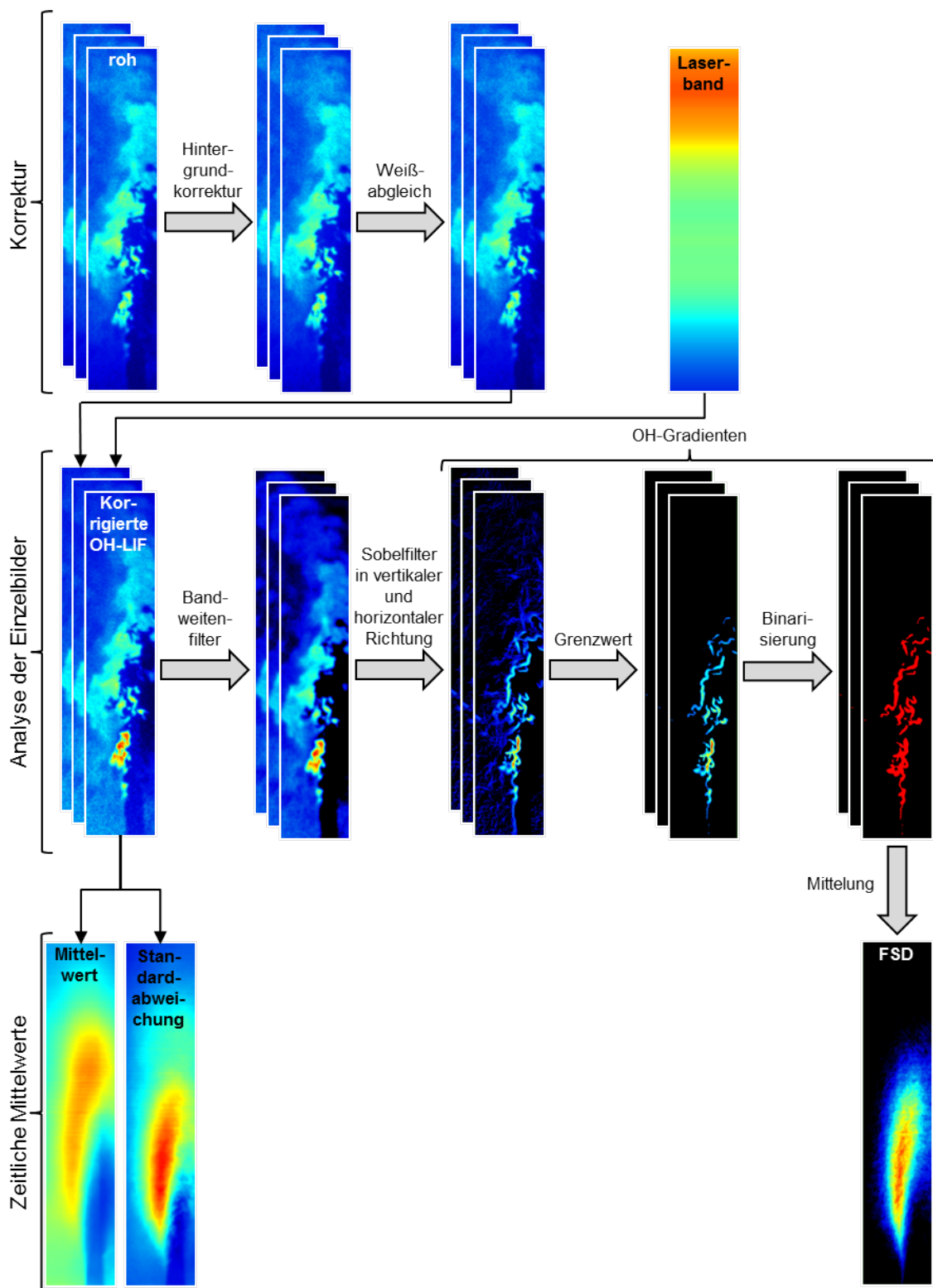


Abbildung 3.2: Beispiel für die Auswertung der OH-PLIF-Aufnahmen.

Da sich bei der Standardabweichung sowie bei der Auswertung der turbulenten kinetischen Energie Effekte zeigten, die sich auf einzelne Ausreißer in der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Laserlichtschnittebene ( $z$ -Komponente der Geschwindigkeit) zurückführen ließen, wurden Vektoren, die außerhalb des Erwartungsbereichs lagen ( $u_x = \pm 200$  m/s,  $u_y = \pm 200$  m/s,  $u_z = \pm 30$  m/s), für diese Auswertung zusätzlich eliminiert. Da kein signifikanter Einfluss auf das mittlere Strömungsfeld sowie auf die anderen Geschwindigkeitskomponenten vorlag, wurde hier auf eine zusätzliche Filterung, die wiederum Auswirkung auf die Bilder mit genügender Anzahl gültiger Vektoren hat, zu Gunsten einer besseren Statistik verzichtet. Die Berechnung der Standardabweichung der Absolutgeschwindigkeiten erfolgt über  $\sqrt{1/3(u_{x,SD}^2 + u_{y,SD}^2 + u_{z,SD}^2)}$ .

Des Weiteren wurde die turbulente kinetische Energie über [89]

$$k = 1/2 (u_x'^2 + u_y'^2 + u_z'^2) \quad (3.1)$$

ermittelt, um einen Vergleich zu den CFD-Daten ziehen zu können. Aufgrund der fehlenden räumlichen Auflösung senkrecht zur Laserlichtschnittebene (Raumrichtung  $z$ ) kann die skalare Scherrate [92]

$$S = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}} \quad (3.2)$$

des Scherratentensors  $\tilde{S}_{ij}$  (s. Gl. 2.44) nur in zwei Dimensionen, d. h. innerhalb der Laserlichtschnittebene, ausgewertet werden. Mit  $\partial z = 0$  ergibt sich die zweidimensionale Scherrate zu

$$S_{2d} = \sqrt{2 \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v_y}{\partial y} \right)^2} \quad (3.3)$$

Die räumliche Auflösung der Geschwindigkeiten ist in Abb. 5.18 dargestellt und eine Abschätzung der Messgenauigkeit ist in Kap. A.1.3 gegeben. Innerhalb dieser Arbeit werden alle PIV-Aufnahmen aus Sicht der LIF-Kamera dargestellt. Die Auswertung der Rohbilder zu Geschwindigkeitsvektoren erfolgte durch Dr. Michael Stöhr.



# 4 Numerisches Setup und experimenteller Aufbau

Die Untersuchung des Brennersystems gliederte sich in zwei große Teilbereiche. Der eine Bereich umfasste die Untersuchung des Brennerkopfes unter atmosphärischen Bedingungen. Hier wird der Einfluss der Mischluft zunächst vernachlässigt. Der andere umfasst die Untersuchung des gesamten Brennkammersystems in der Mikrogasturbine. Beide Bereiche wurden sowohl numerisch als auch experimentell untersucht und der Aufbau der beiden untersuchten Konfigurationen wird im Folgenden im Detail erläutert.

## 4.1 Anforderungen an das Brennkammersystem

Für die Entwicklung des neuen FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystems wurde ein Prototyp der noch nicht kommerziell erhältlichen MGT erworben und detailliert instrumentiert, um zunächst die Anforderungen an den neuen Brenner bzgl. Luftmassenstrom, thermischer Leistung, Brennkammereintrittstemperatur und -druck mit dem Originalbrennkammersystem durch Messungen zu bestimmen. Abbildung 4.1 zeigt den Verlauf der Brennkammereintrittstemperaturen, des statischen Brennkammereintrittsdrucks, des jeweils auf den Volllastpunkt normierten Luftmassenstroms und der zugeführten thermischen Leistung über der Drehzahl. Dabei entspricht eine Drehzahl von  $N = 240.000$  Umdrehungen pro Minute dem Volllastpunkt der MGT. MGT-intern wird für diesen Lastpunkt die Bezeichnung *Power Code 100* (PC100) verwendet. Der minimale Teillastpunkt liegt bei einer Drehzahl von  $N = 180.000$  Umdrehungen pro Minute (PC20).

Die Brennstofftemperatur  $T_B$  sinkt mit steigender thermischer Leistung aufgrund der Kühlwirkung des steigenden Brennstoffmassenstroms. Da sich das Thermoelement für die Brennstofftemperatur jedoch in der Brennstoffleitung befindet, ist ein Einfluss der Wandtemperatur auf den Messwert wahrscheinlich. Daher ist diese Temperatur nur als Anhaltspunkt zu verstehen. Während der statische Brennkammereintrittsdruck  $p_{stat,BK,ein}$  über den Betriebsbereich auf ca. 2,9 bar zunimmt, bleibt die Brennkammereintrittstemperatur  $T_{BK,ein}$  im stationären Zustand über den Betriebsbereich nahezu konstant bei

#### 4 Numerisches Setup und experimenteller Aufbau

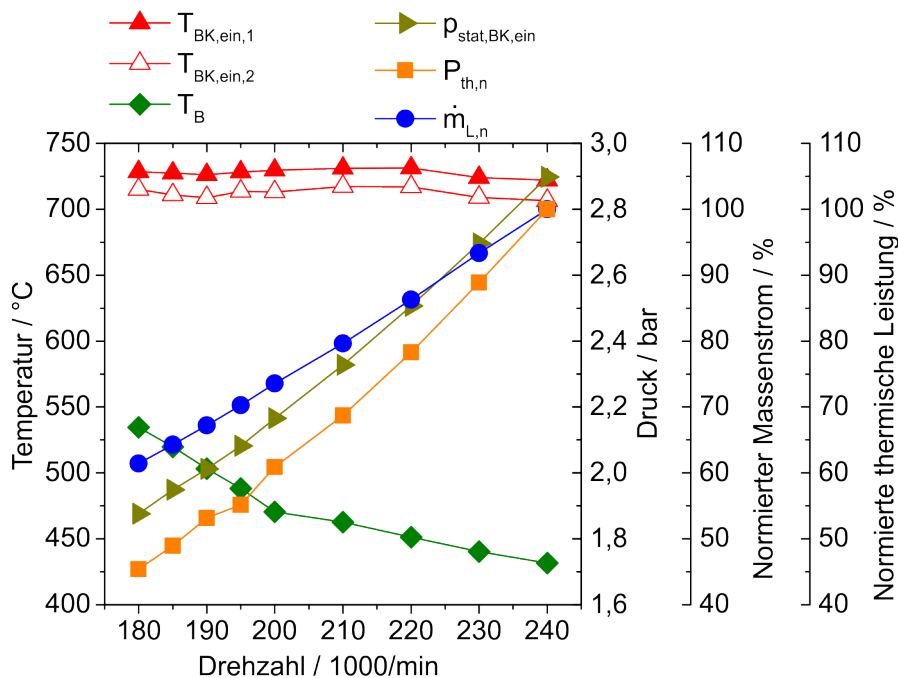


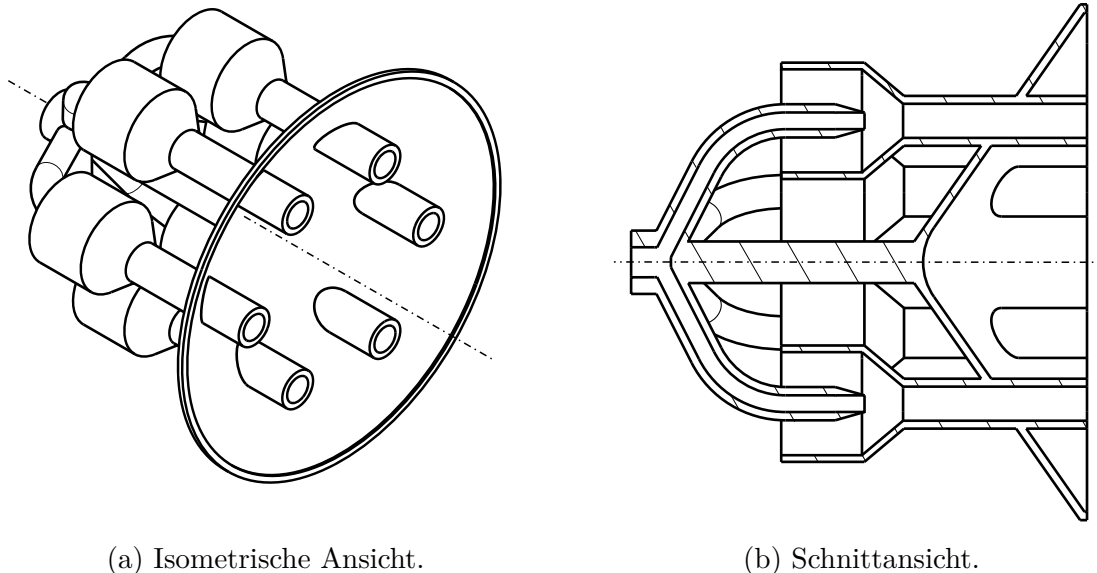
Abbildung 4.1: Stationäre Betriebspunkte der MTT *EnerTwin* mit dem Original-Brennkammersystem [93].

ca. 700 - 730 °C. Im Gegensatz zur Brennkammereintrittstemperatur steigen über den Betriebsbereich sowohl der (normierte) globale Luftmassenstrom  $m_{L,global,n}$  als auch die zugeführte (normierte) thermische Leistung  $P_{th,n}$  deutlich an. Bei einer Regelung auf eine konstante Turbinenausstrittstemperatur wie in MGTs üblich ändern sich Luft- und Brennstoffmassenstrom jedoch nicht im gleichen Verhältnis. Bei gleicher Aufteilung zwischen Primär- und Sekundärluft führt dies zu einer Verschiebung der lokalen Luftzahl am Brenner. Im Vergleich zum Volllastpunkt findet die Verbrennung bei Teillast bei höheren lokalen Luftzahlen  $\lambda$  und damit unter mageren Bedingungen statt. Im Fall der MGT *EnerTwin* beträgt der erwartete Unterschied in der Luftzahl unter Annahme eines konstant bleibenden Luftsplits zwischen Voll- und Teillast etwa  $\Delta\lambda = 0,75$ . Neben den thermodynamischen Randbedingungen stellt auch der für die Integration in der MGT zur Verfügung stehende Bauraum sowie die das Brennkammersystem umgebenden Bauteile gewisse Anforderungen an das Brennkammersystem. Aufgrund der kompakten Bauweise des BHKW-Systems steht nur wenig Platz für das Brennkammersystem zur Verfügung. Darüber hinaus sollten die Anschlüsse an den Rekuperator und die Turbine beibehalten werden, um den Aufwand für den Austausch des Brennkammersystems gering zu halten. Dies führt insbesondere zu Einschränkungen bei der Wahl der Durchmesser des Flammrohrs und des Druckgehäuses, welches das Brennkammersystem umgibt.



## 4.2 Brenner im atmosphärischen Einzelbrennerprüfstand

Das im Rahmen einer ersten numerischen Auslegung definierte Design des Brennerkopfs ist in Abb. 4.2 dargestellt. Dabei handelt es sich um einen Brennerkopf mit sechs kreisförmig angeordneten Düsen, über welche das Luft/Brennstoff-Gemisch in die Brennkammer einströmt.



(a) Isometrische Ansicht.

(b) Schnittansicht.

Abbildung 4.2: Schema des Brennerkopfbasisdesigns.

Eine Anzahl von sechs Düsen stellte hierbei einen Kompromiss zwischen einer ringförmigen Anordnung der Düsen, welche eine gegenseitige Stabilisierung ermöglicht, und geringer Komplexität, welche sich mit steigender Düsenanzahl, z. B. durch damit einhergehende geringere Düsenquerschnitte, erhöht, dar. Des Weiteren wurden hier sowohl der Teilkreisdurchmesser auf dem die Düsen liegen festgelegt als auch die Durchmesser der Düsen, der Brennstoffdüsen und des Flammrohrs sowie die Geometrie der Mischstrecke. Herausforderungen stellten hierbei die Einstufigkeit, die kleinen Dimensionen und die hohen Brennkammereintrittstemperaturen dar.

Bevor der Brenner in die Mikrogasturbine integriert wurde, wurde dieser zunächst unter atmosphärischen Bedingungen in einem Einzelbrennerprüfstand mit gutem optischem Zugang untersucht. Dies hat den Vorteil, dass die Flamme einerseits mittels optischer Messtechnik wie  $\text{OH}^*$ -Chemolumineszenz oder laser-basierten Messtechniken untersucht werden kann, andererseits ermöglicht dies die Untersuchung des Brennerbetriebsbereichs ohne Einschränkungen durch die Betriebspunkte der Mikrogasturbine, so dass Luftmassenstrom, Brennstoffmassenstrom und die Vorwärmtemperatur unabhängig von einander

variiert werden können. Um die Eintrittsrandbedingungen in die Brennkammer in der Mikrogasturbine nachzubilden, wurde die Luft elektrisch vorgeheizt. Die Massenströme wurden dabei über den Druck so skaliert, dass eine Machzahl-Ähnlichkeit gewährleistet war, welche zu vergleichbaren Strömungsfeldern und Druckverlusten führte. Die thermische Leistung wird innerhalb dieser Arbeit normiert dargestellt. Dabei entspricht eine normierte thermische Leistung von 100 % der Vollastbedingung und 69 % der normierten thermischen Leistung im Teillastfall unter atmosphärischen Bedingungen. Bei der Untersuchung im Einzelbrennerprüfstand wurde der Einfluss der Mischluft vernachlässigt. Für die Untersuchungen im atmosphärischen Brennerprüfstand wurde die konische Form der Brennerstirnplatte des in Abb. 4.2 gezeigten Brennerkopfes durch eine gerade Form, wie sie in Abb. 4.4 gezeigt wird, ersetzt. Diese Form bietet den Vorteil einer definierteren Düsenaustrittsebene ohne eine signifikante Änderung der Eigenschaften des Brenners wie bei Seliger et al. [94] gezeigt. Im Folgenden werden das numerische Setup und dessen Randbedingungen sowie der experimentelle Aufbau des atmosphärischen Brennerprüfstands beschrieben.

### 4.2.1 Numerisches Setup des Brenners

Aufgrund der für diesen Anwendungsfall (Leistungsklasse, geometrische Abmessungen) bislang fehlenden Validierungsdaten für die Brennerauslegung wurden ausgewählte Lastpunkte des atmosphärischen Brennerprüfstands für einen Vergleich mit dem Experiment simuliert. Dies erfolgte, wie auch die spätere Auslegung des MGT-Brennkammersystems (s. Kap. 4.3.1), mit dem DLR eigenen Simulationscode THETA (Turbulent Heat Release Extension of the TAU Code).

#### 4.2.1.1 Numerisches Setup und Randbedingungen

Auf Basis von Ergebnissen aus früheren Arbeiten und unter Abwägung der Qualität der CFD gegenüber der Rechenzeit wurde der Brenner mittels stationären RANS Simulationen ausgelegt (s. Kap. 1.2.2). Die Turbulenz wurde dabei durch das von Menter eingeführte  $k-\omega$ -SST Model [70] in seiner verbesserten Formulierung modelliert [73]. Da das FLOX<sup>®</sup>-basierte Brennerkonzept auf dem Rücktransport von Radikalen und Intermediaten zur Flammenwurzel beruht, welche z. B. zu einer Reduktion der Zündverzugszeit führen [95], wurde das FRC-Model, welches direkt die chemischen Zeitskalen berücksichtigt, verwendet. Dazu wurde der Reaktionsmechanismus *DRM22*, bei welchem es sich um einen auf dem *GRI1.2* basierenden reduzierten Mechanismus handelt, eingesetzt [96].

Er enthält einen Gleichungssatz mit 22 Spezies und 104 Elementarreaktionen. Darüber hinaus wurde ein assumed-PDF-Ansatz gewählt, um die Interaktion der Reaktionschemie mit der Turbulenz zu berücksichtigen. Das Rechengebiet bestand aus der in Abb. 4.3 gezeigten Brennkammergeometrie des atmosphärischen Brennerprüfstands mit einem Stück der Zuströmung bis zum Austritt aus dem Kamin. Der Einlass in das Rechengebiet liegt stromab der Partikelseedingstelle, welche somit in der Simulation nicht berücksichtigt wird. Im Rahmen dieser Arbeit wird nur der Bereich stromab der Mischstrecke von Luft- und Brennstoff ohne den Auslassbereich (Brennkammerdeckel und Kamin) gezeigt. Um Rechenzeit zu sparen, wurde aufgrund der annähernden Rotationssymmetrie nur ein  $60^\circ$ -Segment der Brennkammer simuliert. Im Vorfeld wurde eine Gitterstudie mit unterschiedlichen Gitterauflösungen durchgeführt, deren Ergebnisse werden in Anhang A.3.1 gezeigt. Das finale Gitter bestand aus 1,0 Millionen Knoten und 4,5 Millionen Gitterelementen und enthielt neben Tetraedern insbesondere in Bereichen einer gerichteten Strömung Prismenschichten für die Wandauflösung. An den Einlässen von Luft und Brennstoff wurden jeweils Massenstromrandbedingungen mit Vorgabe der Gastemperatur aufgeprägt. An den Wänden wurden im Allgemeinen adiabate Randbedingungen gesetzt, wobei auch einzelne Simulationen mit einer konstanten Wandtemperatur (isotherm) durchgeführt wurden.

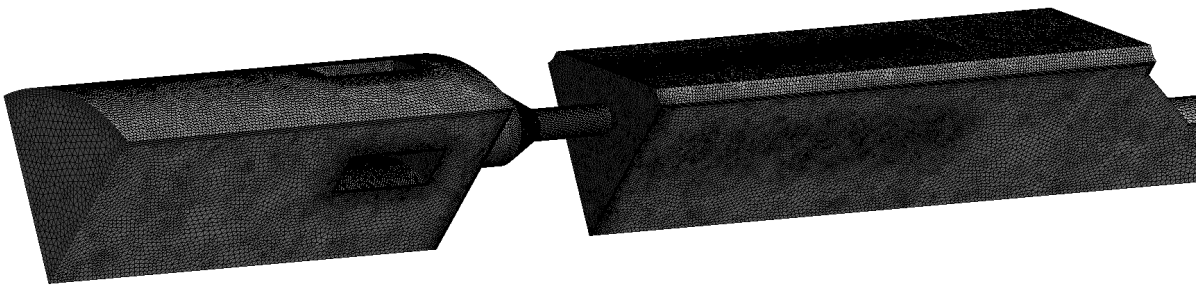


Abbildung 4.3: Rechengebiet der ATM-Konfiguration.

### 4.2.1.2 Simulierte Lastpunkte

Um die Eignung der eingesetzten Modelle zu bewerten, wurden die beiden Extrema des stationären Betriebsbereichs der Mikrogasturbine, der Volllastpunkt und der minimale Teillastpunkt (skaliert auf atmosphärische Bedingungen) untersucht. Die Randbedingungen entsprachen dabei den im Rahmen der PIV/OH LIF-Messungen gemessenen Werte. Tabelle 4.1 zeigt eine Übersicht über die auf atmosphärische Bedingungen skalierten Randbedingungen der MGT bei Teil- und Volllast. Aufgrund von zusätzlichen Wärmeverlusten

durch den PIV-Seeding-Flansch konnte die angestrebte Brennkammereintrittstemperatur der MGT von  $T_V = 730^\circ\text{C}$  nicht ganz erreicht werden. Statt dessen wurden die Messungen bei einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 700^\circ\text{C}$  durchgeführt.

Tabelle 4.1: Experimentell und numerisch untersuchte Betriebspunkte der MGT.

<b>Parameter</b>		<b>Volllast</b> (PC100)	<b>Teillast</b> (PC20)
Norm. thermische Leistung	$P_{th,n}$	100 %	69 %
Luftzahl	$\lambda$	2,2	3,0
Vorwärmtemperatur	$T_V$	$700^\circ\text{C}$	$700^\circ\text{C}$

Tabelle 4.2 zeigt eine Übersicht über die simulierten Lastfälle und ihre Randbedingungen. Neben dem reagierenden Volllastfall (Fall 2) und dem reagierenden Teillastfall (Fall 4) wurde der Volllastfall auch ohne Flamme untersucht (Fall 1). Um den Einfluss von möglichen Wärmeverlusten abzuschätzen, wurden neben Simulationen mit adiabaten Brennkammerwänden, Simulationen mit konstanter Wandtemperatur  $T_w$  durchgeführt (Fall 3 und Fall 5). Als Anhaltspunkt für die Temperatur diente hier das in Abb. 4.4 gezeigte Thermoelement  $T_1$  am Ende der Brennkammer.

#### 4.2.2 Experimenteller Aufbau des Brennerprüfstands

Die experimentellen Untersuchungen erfolgten anhand von stationären Lastpunkten. Um den Einfluss der verschiedenen Parameter auf die Verbrennungsstabilität, den Druckverlust und die Emissionen des Brenners zu untersuchen, wurden in der grundlegenden Untersuchung des Betriebsbereichs die Luftzahl  $\lambda$ , die normierte thermische Leistung  $P_{th,n}$  und die Vorwärmtemperatur  $T_V$  variiert. Die Zeit für die Bildung der Mittelwerte betrug jeweils 5 Minuten. Die Messwerte der Lasermesskampagne wurden jeweils über den Zeitraum der Bildaufnahme gemittelt. Um die Eintrittstemperaturen in das MGT-

Tabelle 4.2: Simulierte Lastfälle.

<b>Fall</b>	<b><math>P_{th,n}</math></b>	<b><math>T_V</math></b>	<b><math>\lambda</math></b>	<b><math>T_w</math></b>	<b>Reagierend</b>
1	100 %	$700^\circ\text{C}$	2,2	adiabat	nein
2	100 %	$700^\circ\text{C}$	2,2	adiabat	ja
3	100 %	$700^\circ\text{C}$	2,2	1023 K	ja
4	69 %	$700^\circ\text{C}$	3,0	adiabat	ja
5	69 %	$700^\circ\text{C}$	3,0	1021 K	ja

Brennkammersystem in den atmosphärischen Einzelbrennerversuchen abzubilden, wurde die Luft mit einer keramischen Heizkartusche der Firma *Leister* mit einer elektrischen Leistung von maximal 10,8 kW auf Temperaturen von bis zu  $T_V = 900\text{ °C}$  elektrisch vorgeheizt. Da die Temperaturverteilung stromab der Heizkartusche verhältnismäßig inhomogen war, wurde diese nach der Heizkartusche zunächst mittels Keramikugeln, die sich zwischen zwei Lochplatten befanden, homogenisiert. Aufgrund von trotz Isolierung auftretender Wärmeverluste wurden am Brennkammereintritt maximal Temperaturen von ca.  $730\text{ °C}$  erreicht.

### 4.2.2.1 Instrumentierung

Um alle relevanten Parameter analysieren zu können, war der Prüfstand mit einer detaillierten Instrumentierung versehen. Abbildung 4.4 zeigt die Instrumentierung im Bereich der Brennkammer. Die Gastemperaturen im Zuströmbereich des Brenners

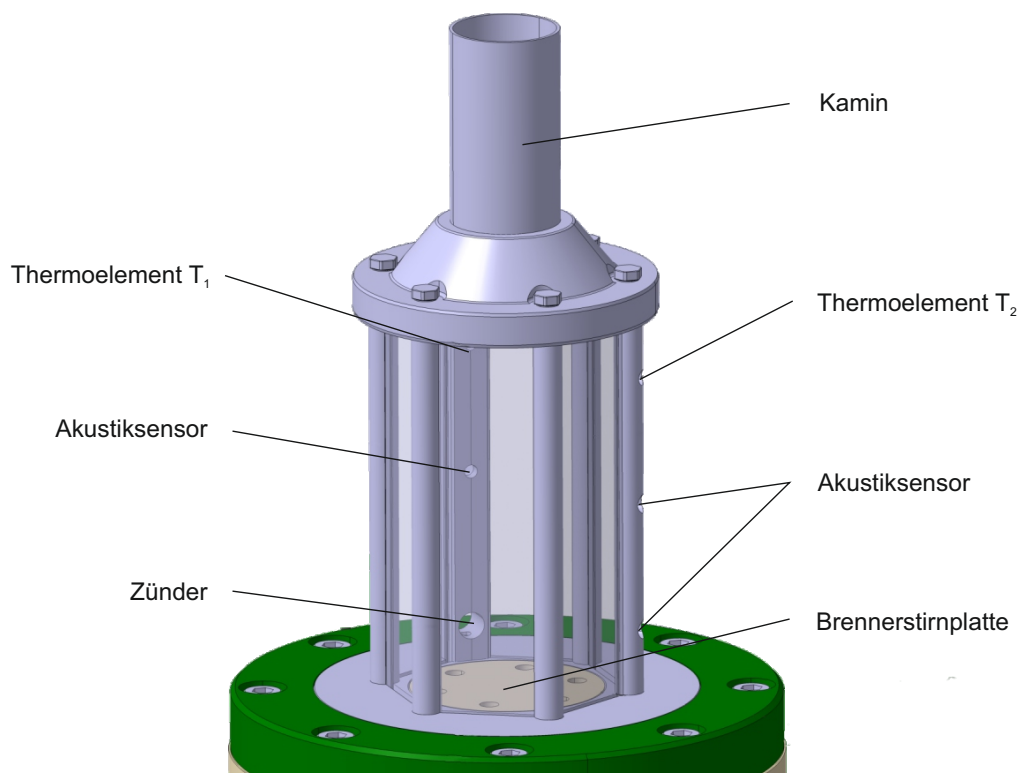


Abbildung 4.4: Aufbau der Brennkammer mit Instrumentierung.

#### 4 Numerisches Setup und experimenteller Aufbau

sowie die in der Brennkammer wurden mittels mehrerer Thermoelemente (Typ N, Toleranzklasse 1) gemessen. Die Gastemperaturen vor den Massenstromreglern wurden mit Widerstandsthermometern (PT100 *TR30-w* der Firma *WIKA*) bestimmt. Die Brennkammereintrittstemperatur  $T_V$  wurde über das arithmetische Mittel zweier hier nicht gezeigter Thermoelemente in der Nähe des Düsen Eintritts ermittelt. Die statischen Drücke wurden mittels der Druckaufnehmer *Netscanner Model 9116* und *Netscanner Model 9032* der Firma *Esterline Pressure Systems* erfasst. Des Weiteren waren in den Brennkammerstangen drei Messstellen zur Erfassung möglicher akustischer Instabilitäten angebracht. Da sich bei der grundlegenden Untersuchung des Betriebsbereichs des Brenners keine thermoakustischen Probleme zeigten, wurde im Rahmen der Lasermesskampagne zu Gunsten einer besseren optischen Zugänglichkeit auf diese verzichtet. Ebenfalls verzichtet wurde darin auf das Thermoelement  $T_2$ .

Während der Luftmassenstrom über einen thermischen Massenstromregler (*Bronkhorst El-Flow F-203*) eingestellt wurde, wurde der Brennstoffmassenstrom mittels eines Coriolis-Massenstromreglers (*Bronkhorst Mini-Cori-Flow M14*) geregelt. Die Aufnahme der Daten erfolgt über verschiedene Module der Firma *Delphin Technology AG* mit einer Aufnahme rate von 2 Hz.

Zur Messung der Abgasemissionen ( $\text{CO}$ ,  $\text{NO/NO}_2$ , UHC,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$ ) erfolgte eine kontinuierliche Probenentnahme im Kamin (s. Abb. 4.4), welche mittels verschiedener Analysatoren der Firma *ABB* bzw. *Vaisala* untersucht wurde und mit einer Rate von 1 Hz erfasst wurde. Die Sonde zur Probenentnahme wurde dabei mittels Luft soweit abgekühlt, dass beispielsweise eine Oxidation von  $\text{CO}$  zu  $\text{CO}_2$  unterdrückt, aber eine Auskondensation des Wassers vermieden wurde. Die Messprinzipien und -genauigkeiten der einzelnen Analysatoren können Kap. 2.3.1 bzw. Anhang A.1.2 entnommen werden.

Der relative Totaldruckverlust  $\Delta p_{tot,rel}$  über den Brenner wurde über einen vor dem Brenneintritt befindlichen statischen Druckaufnehmer  $p_{stat,in}$ , den Atmosphärendruck  $p_{atm}$ , den Luftmassenstrom  $\dot{m}_L$ , den Strömungsquerschnitt  $A$ , die allgemeine Gaskonstante  $R_m$  und die Vorwärmtemperatur  $T_V$  am Brenneintritt über

$$\Delta p_{tot,rel} = \frac{p_{tot,ein} - p_{atm}}{p_{tot,ein}} = \frac{\left( p_{stat,ein} + \frac{\dot{m}_L^2 \cdot R_m \cdot T_V}{2 \cdot A \cdot p_{stat,ein}} \right) - p_{atm}}{\left( p_{stat,ein} + \frac{\dot{m}_L^2 \cdot R_m \cdot T_V}{2 \cdot A \cdot p_{stat,ein}} \right)} \quad (4.1)$$

ermittelt.

#### 4.2.2.2 Aufbau zur Messung von OH\*-Chemolumineszenz

Das OH\*-Chemolumineszenz-Signal zur Erfassung der räumlich integrierten Lage und Form der Wärmefreisetzungszone wurde in beiden Messkampagnen mit einer bildverstärkten CCD-Kamera detektiert. Dabei unterschieden sich jedoch die Beobachtungsrichtung der Kamera in Bezug auf die Brennergeometrie. Abbildung 4.5 zeigt die Blickrichtungen für die OH\*-Chemolumineszenzmessungen sowie die Position des Laserlichtschnitts. Während in der grundlegenden Messkampagne das OH\*-Signal in Blickrichtung 1, senkrecht zur Brennkammerscheibe mit zwei fluchtenden Düsen im Zentrum, erfolgte, wurde das OH\*-Signal in der zweiten Messkampagne in Blickrichtung 2 erfasst.

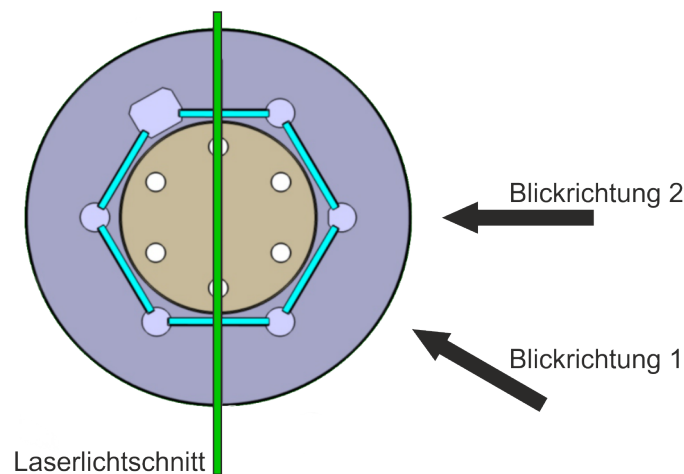


Abbildung 4.5: Beobachtungsrichtungen für OH\*-Chemolumineszenz-Messungen und Position des Laserlichtschnitts.

In der Messkampagne zur grundlegenden Untersuchung des Betriebsbereichs wurde eine *LaVision Imager Pro Plus 2M* CCD-Kamera (1600 x 1200 pixels) mit einem *Cerco 2178* UV-Objektiv ( $f = 98\text{mm}$ ,  $f/2,8$ ) in Kombination mit einem UV-Bandpassfilter (*Laser Components GmbH*,  $Tr > 80\%$ ,  $\lambda = 310 \pm 20\text{ nm}$ ) verwendet. Für die zweite Messkampagne wurde eine *LaVision Imager Intense 3* (1376 x 1040 Pixel) bildverstärkte CCD Kamera mit einem UV-Objektiv ( $f = 64\text{ mm}$ ,  $f/2,0$ ) und einem schmalbandigen *LOT-QuantumDesign* UV-Filter ( $Tr > 85\%$ ,  $\lambda = 310\text{ nm}$ ) verwendet. Der Messaufbau ist in Abb. 4.6 gezeigt. Darüber hinaus wurde das Hintergrundleuchten der Brennkammerstreben in beiden Messkampagnen mittels zweier *Schott UG11* Filter blockiert. Die Aufnahme erfolgte in beiden Messkampagnen bei jeweils konstantem Verstärkungsfaktor und einer Belichtungszeit von 120 - 700  $\mu\text{s}$  in der ersten Messkampagne und 80  $\mu\text{s}$  in der zweiten. Für die Mittelwertbilder wurden jeweils 400 bzw. 1000 Einzelbilder gemittelt. Die

unterschiedlichen Belichtungszeiten der Messkampagne 1 ergeben sich aus dem deutlich umfangreicheren Betriebsbereich, der hier untersucht wurde.

### 4.2.3 Aufbau zur simultanen Messung von OH-PLIF und PIV

Neben den oben beschriebenen OH\*-Chemolumineszenz-Messungen wurde die turbulente Wärmefreisetzungszone und die Lage der Flammenfront mittels OH planarer laser-induzierter Fluoreszenz gemessen. Um einen tieferen Einblick in die Vorgänge in der Brennkammer zu erhalten, erfolgten simultan dazu Stereo-PIV-Messungen. Der experimentelle Aufbau für die simultane Messung von OH-PLIF und PIV ist in Abb. 4.6 dargestellt.

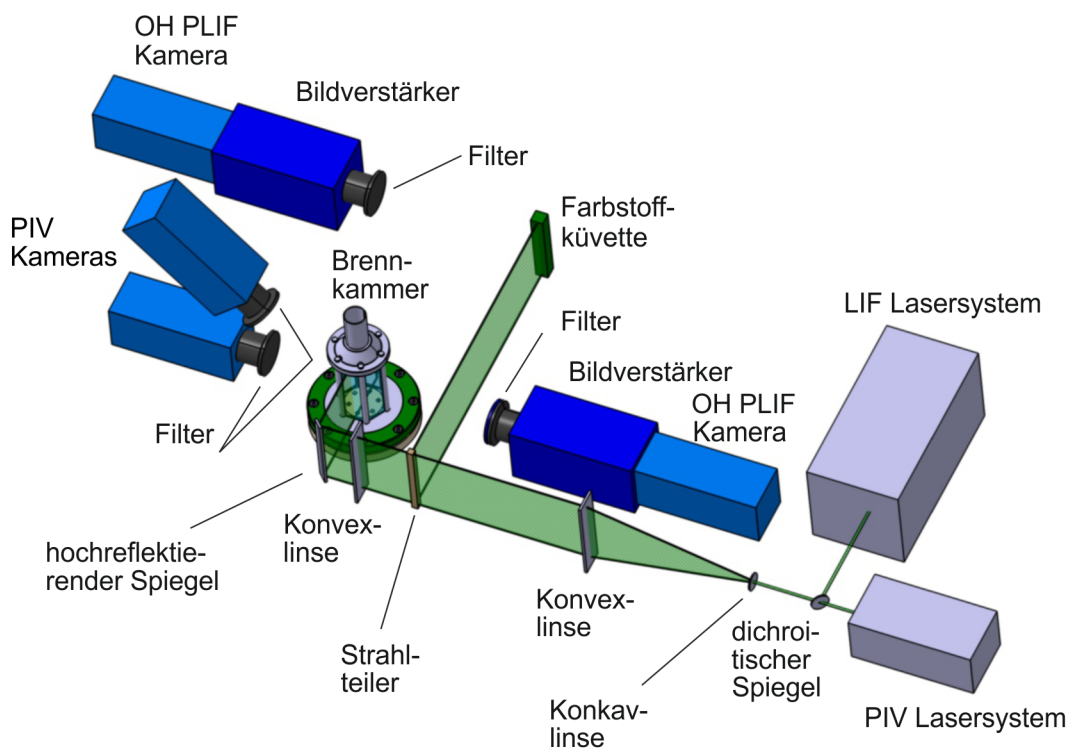


Abbildung 4.6: Aufbau zur simultanen Messung von OH-PLIF und PIV sowie für die Messung von OH\*-CL [97].

Die Anregung des OH-Moleküls erfolgte mit einem durch einen Nd:YAG Laser gepumpten Farbstofflaser mit einer Pulsenergie von 20 mJ und einer Austrittswellenlänge von  $\lambda = 283,64$  nm. Der Laserstrahl wurde über einen dichroitischen Langpassspiegel mit dem PIV-Laserstrahl überlappt (s. unten) und mit einer konkaven ( $f = -19$  mm) und einer konvexen Linse ( $f = 750$  mm) zu einem Laserlichtband aufgeweitet. Mit einer weiteren



konvexen Linse ( $f = 750 \text{ mm}$ ) senkrecht zum Laserband wurde dieses anschließend auf der Symmetrieachse des Brenners auf eine Strahltaile von ca. 1 mm fokussiert. Das Laserband wurde über einen hochreflektierenden Spiegel senkrecht zur Scheibe in die Brennkammer gelenkt, so dass es auf der Symmetrieachse des Brenners zwei Düsen schneidet (s. Abb. 4.5). Dabei entsprach dessen Höhe in etwa der Länge der Brennkammer. Das von den OH-Molekülen emittierte Licht wurde mit demselben Kameraaufbau wie das OH\*-Chemolumineszenz-Signal aufgenommen (s. Kapitel 4.2.2.2). Die Gate-Zeit des LIF-Bildverstärkers betrug jedoch lediglich 100 ns. Ein kleiner Teil des Laserbands wurde über einen Strahlteiler ausgekoppelt und in eine mit Rhodamin 6G gefüllte Farbstoffküvette gelenkt. Das von der Farbstoffküvette emittierte Fluoreszenzsignal wurde mit einer CCD Kamera aufgenommen und bei der späteren Bildauswertung zur Korrektur von Ungleichmäßigkeiten in der Laserbandintensität verwendet.

Zur Messung der stereoskopischen Geschwindigkeitsfelder wurde ein frequenzverdoppeltes Doppelschuss Nd:YAG Lasersystem (*New Wave Solo PIV 120*) mit einer Austrittswellenlänge von  $\lambda = 532 \text{ nm}$  und einer Pulsenergie von  $2 \times 120 \text{ mJ}$  verwendet. Die Zeit zwischen den Laserpulsen betrug ca.  $\Delta t_{PIV} \approx 20 \mu\text{s}$ . Die Aufnahme der PIV-Bilder erfolgte mit zwei *LaVision Imager Pro Plus* CCD Kameras mit *Nikon* Objektiven ( $f = 50 \text{ mm } f/1,4$  eingestellt auf  $f/2,0$ ). Des Weiteren waren die Objektive mit schmalbandigen Bandpassfiltern ( $\lambda = 532 \pm 5 \text{ nm}$ ) zur Reduktion der Hintergrundstrahlung der Flamme und Polarisationsfiltern zur Unterdrückung von Reflexionen auf Scheiben und metallischen Oberflächen versehen. Um die Fokalebene mit der Ebene des Laserlichtschnitts auszurichten, waren beide Kameras auf Scheimpflugadaptoren befestigt [97]. Das Laserband für die PIV-Messungen hatte in etwa dieselben Dimensionen wie das LIF-Laserlichtband. Der vorgeheizten Luft wurden stromab der Temperaturhomogenisierung Titandioxidpartikel ( $\text{TiO}_2$ ) mit einem Durchmesser von  $d_p \approx 1 \mu\text{m}$  zugegeben. Die Massenträgheit der Seeding-Partikel in der Strömung war dabei vernachlässigbar (s. Stokes-Zahl in Anhang A.1.3). Der Massenstrom der Seedingluft wurde dabei über ein Ventil geregelt und mittels eines *Siemens DI3* Coriolis-Massenstrommessers gemessen. Der Anteil der Seeding-Luft am Gesamtluftmassenstrom lag bei den Messungen bei  $\leq 1,2 \%$ , so dass der Einfluss auf eine Absenkung der Vorwärmtemperatur vernachlässigbar war. Die Wiederholrate der PIV-Aufnahmen lag bei 5 Hz. Dabei erfolgte die Synchronisation mit dem OH-PLIF-System derart, dass der OH-PLIF-Puls zwischen den beiden PIV-Pulsen lag. Alle Ergebnisse der PIV-Messungen werden in dieser Arbeit aus der Blickrichtung der LIF-Kamera (Blickrichtung 2) gezeigt (s. Abb. 4.5).

### 4.3 Brennkammersystem für die Mikrogasturbine

Wie in Kap. 1.3 beschrieben, wird in Mikrogasturbinen der Großteil der Luft an der Brennkammer vorbeigeleitet und dieser erst am Ende zugeführt, um die Abgastemperatur zu senken. Die Aufteilung zwischen der an der Verbrennung teilnehmenden Primärluft und der am Brenner vorbeigeleiteten Sekundärluft in einem FLOX<sup>®</sup>-basierten MGT-Brennkammersystem ist in Abb. 4.7 schematisch gezeigt. Außer durch die Mischluftbohrungen kann ein Teil der Sekundärluft als Kühlluft durch einen Spalt zwischen Flammrohrauslass und Druckgehäuse am Ende der Brennkammer strömen.

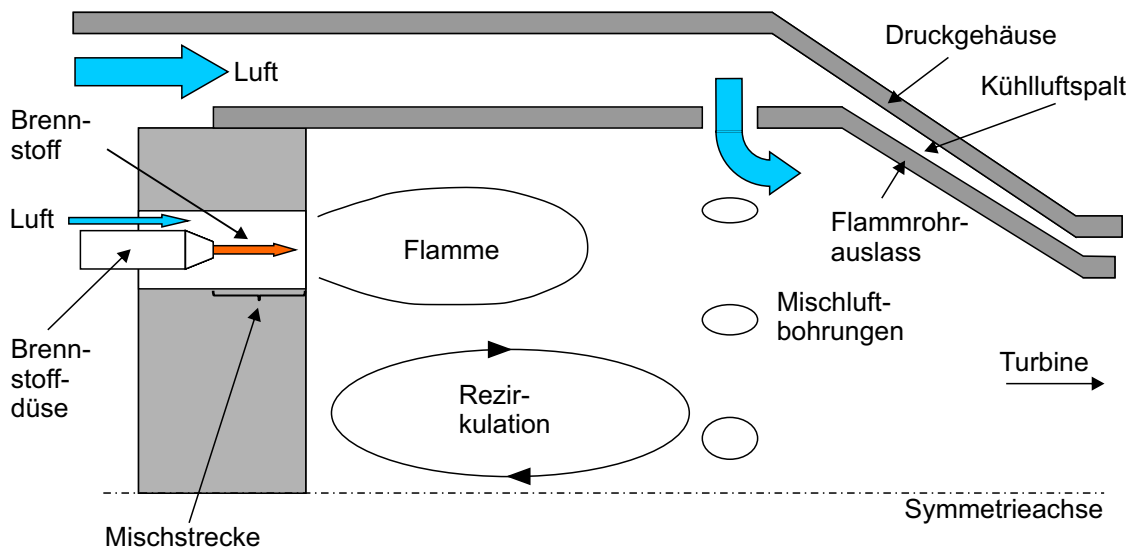


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung einer FLOX<sup>®</sup>-basierten Verbrennung mit Mischlufteindüsung in einer MGT.

Für die Auslegung des Brennkammersystems für die Mikrogasturbine spielt die Position und Fläche der Mischluftöffnungen eine entscheidende Rolle. Einerseits müssen die Mischluftbohrungen weit genug stromab positioniert werden, um Quenching Effekte zu vermeiden, andererseits sollte die Brennkammerlänge so kurz wie möglich ausfallen, um Wärmeverluste zu minimieren und Bauraum zu sparen. Daher kommt der axialen Länge der Wärmefreisetzungszone eine besondere Bedeutung zu. Ein weiteres Auslegungskriterium stellt die Länge der Rezirkulationszone dar, da ein Teil der Mischluft zurück zur Flammenwurzel gezogen werden kann und die Verbrennung so abmagert bzw. die Verbrennungstemperatur absenkt. Ein Teil der Sekundärluft wird im vorliegenden Fall vollständig am Flammrohr vorbei durch einen Kühlluftspalt zwischen Druckgehäuse

und Flammrohrauslass geführt. Die Querschnittsfläche des Spalts kann sich konstruktionsbedingt über den Betriebsbereich der MGT durch Längenausdehnungen infolge der Erwärmung ändern, da der Flammrohrauslass in axialer Richtung verschiebbar gelagert ist.

#### 4.3.1 Numerisches Setup des Brennkammersystems

Der Schwerpunkt der numerischen Untersuchung der MGT-Konfiguration lag auf der Auslegung der Mischluftbohrungen. Hierzu wurden die Durchmesser der Bohrungen variiert, um den Split zwischen Primär- und Sekundärluft entsprechend den Ergebnissen aus den grundlegenden atmosphärischen Brennerversuchen (s. Kap. 5.1) einzustellen.

##### 4.3.1.1 Numerisches Setup und Randbedingungen

Die Auslegung der MGT-Konfiguration erfolgte wie die der ATM-Konfiguration ebenfalls anhand stationärer RANS Simulationen und mit den gleichen numerischen Modellen (s. dazu Kap. 4.2.1.1). Auch hier wurde aus Gründen der Rotationssymmetrie nur ein  $60^\circ$ -Segment der Brennkammer simuliert. Abbildung 4.8 zeigt das Rechengebiet, das sich von stromauf der Brennkammer (Verbindungsstück zwischen Rekuperator und Brennkammer) bis kurz vor dem Eintritt in die Turbinenschnecke erstreckt.

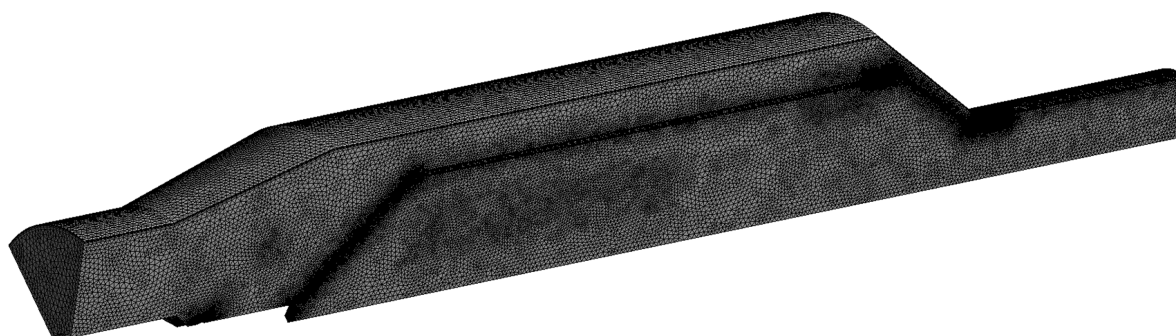


Abbildung 4.8: Rechengebiet der MGT-Konfiguration.

Neben der Geometrie für die Sekundärluft unterscheidet sich die MGT-Konfiguration von der ATM-Konfiguration auch im Druckniveau und den Massenströmen, die in der MGT-Konfiguration nicht druckskaliert werden müssen. Des Weiteren werden die Brennkammereintrittstemperaturen entsprechend der experimentellen Untersuchung der MGT mit dem Originalbrenner, wie in Abb. 4.1 gezeigt, gewählt.

### 4.3.1.2 Simulierte Lastpunkte

Für die Analyse der MGT-Konfiguration wurden die beiden Extrempunkte des stationären Betriebs, Teillast ( $PC20$ ) und Volllast ( $PC100$ ), simuliert. Während die Brennkammereintrittstemperatur zwischen dem minimalen Teillastpunkt und Volllast nahezu konstant bleibt, ändern sich Druck, thermische Leistung und der globale Luftmassenstrom. Tabelle 4.3 zeigt eine Übersicht über die Randbedingungen. Die thermische Leistung sowie der globale Luftmassenstrom werden darin auf den Volllastpunkt  $PC100$  normiert angegeben.

Tabelle 4.3: Numerisch untersuchte Betriebspunkte der MGT.

Parameter		Volllast (PC100)	Teillast (PC20)
Norm. thermische Leistung	$P_{th,n}$	100 %	45 %
Druck	$p$	2,8 bar	1,9 bar
Vorwärmtemperatur	$T_V$	706,3 °C	715,1 °C
Norm. globaler Luftmassenstrom	$\dot{m}_{L,global,n}$	100 %	61 %

### 4.3.2 Experimenteller Aufbau des Mikrogasturbinenprüfstands

Der MGT-Prüfstand war mit einer detaillierten Instrumentierung versehen. Dazu gehörten statische Druckaufnehmer  $PXM319$  der Firma *Omega* mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,25\%$  des Endwerts. Damit lag der Fehler der Druckaufnehmer bei den hier vorgestellten Messungen bei maximal  $\pm 25$  mbar. Die Bestimmung des relativen Totaldruckverlustes über den Brenner erfolgte über je eine statische Druckmessstelle am Brennkammerein- und -austritt mittels

$$\begin{aligned} \Delta p_{tot,BK,rel} &= \frac{p_{tot,BK,ein} - p_{tot,BK,aus}}{p_{tot,comp,out}} \\ &= \frac{\left( p_{stat,BK,ein} + \frac{\dot{m}_L^2 \cdot R_{s,L} \cdot T_{BK,ein}}{2 \cdot p_{stat,BK,ein} \cdot A_{BK,ein}} \right) - \left( p_{stat,BK,aus} + \frac{(\dot{m}_L + \dot{m}_B)^2 \cdot R_{s,exh} \cdot T_{BK,aus}}{2 \cdot p_{stat,BK,aus} \cdot A_{BK,aus}} \right)}{\left( p_{stat,comp,aus} + \frac{\dot{m}_L^2 \cdot R_{s,L} \cdot T_{comp,aus}}{2 \cdot p_{stat,comp,aus} \cdot A_{comp,aus}} \right)} \end{aligned} \quad (4.2)$$

mit den statischen Brennkammerein- und -austrittsdrücken  $p_{stat,BK,ein}$  bzw.  $p_{stat,BK,aus}$ , den Luft- und Brennstoffmassenströmen  $\dot{m}_L$  und  $\dot{m}_B$ , den Brennkammerein- und -austrittstemperaturen  $T_{BK,ein}$  und  $T_{BK,aus}$ , den Querschnittsflächen auf Höhe der Druckmessstellen am Brennkammerein- und -austritt  $A_{BK,ein}$  und  $A_{BK,aus}$ , der spezifischen Gaskonstanten

für Luft  $R_{s,L}$  und der aus der Abgaszusammensetzung berechneten spezifischen Gaskonstante des Abgases  $R_{s,exh}$ . Des Weiteren geht der statische Druck nach dem Verdichter  $p_{stat,comp,aus}$ , die Temperatur nach dem Verdichter  $T_{stat,comp,aus}$  sowie die Querschnittsfläche  $A_{comp,aus}$  an den Verdichteraustrittsmesstellen in die Berechnung ein.

Um eine Vergleichbarkeit zwischen den unterschiedlichen Messtagen der beiden Konfigurationen zu gewährleisten, wurde der Totaldruckverlust auf den maximalen Druck im Mikrogasturbinenkreislauf, den Totaldruck am Verdichteraustritt, bezogen. Die Temperaturen wurden überwiegend mit Thermoelementen vom Typ N mit Toleranzklasse 1 gemessen. Die Temperaturmessstellen, die bereits vom Hersteller vorgesehen sind, wie beispielsweise die Turbinenaustrittstemperatur  $Tt_{45}$ , die die MGT als Regelgröße verwendet, waren jedoch Thermoelemente vom Typ K mit Toleranzklasse 2. Eine kontinuierliche Abgasprobe wurde im Rekuperator entnommen und mit der in Kap. 3.1 bzw. A.1.2 beschriebenen Abgasanalyse analysiert.

Die MGT kann prinzipiell in zwei verschiedenen Regelungsvarianten betrieben werden. Beiden gemein ist, dass die Vorgabe der Drehzahl durch den Nutzer erfolgt. Die Referenzmessungen mit dem Originalbrennkammersystem zur Ermittlung der Randbedingungen des Brennkammersystems (s. Abb. 4.1) erfolgte im automatischen Betriebsmodus der MGT. Dies bedeutet, dass die MGT den Brennstoffmassenstrom über die Drehzahl bzw. die Frequenz des Brennstoffkompressors automatisch so regelt, dass sich eine Turbinenaustrittstemperatur  $Tt_{45}$  von 1060 K einstellt. Diese Temperatur wird aus dem arithmetischen Mittel dreier Thermoelemente berechnet. Die Messung des Brennstoffmassenstroms erfolgte hierbei über einen Massenstrommesser *F-103E* der Firma *Bronkhorst*. Der Messfehler wurde innerhalb dieser Messreihe mit  $< 2,9\%$  abgeschätzt. Für die in Kap. 5.2 vorgestellten Ergebnisse der Mikrogasturbinenmessungen mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystem wurde die MGT im manuellen Modus betrieben, in dem der Brennstoffmassenstrom manuell so angepasst wurde, dass sich ebenfalls eine Turbinenaustrittstemperatur von  $Tt_{45} = 1060$  K einstellte. Anstelle des MGT-internen Brennstoffkompressors wurde hierfür ein Massenstromregler *mini CORI-FLOW M14* der Firma *Bronkhorst* verwendet (Messgenauigkeit s. Anhang A.1.1.1). Der Luftmassenstrom wurde über eine Staudrucksonde vom Typ *SDF* der Firma *SKI* mit einer Genauigkeit von  $\pm 2\%$  gemessen.



# 5 Ergebnisse

## 5.1 Brenner im atmosphärischen Brennerprüfstand

Die Charakterisierung des Brenners auf dem atmosphärischen Einzelbrennerprüfstand erfolgte in mehreren Phasen. In einer ersten Messkampagne lag der Fokus auf der grundlegenden Untersuchung des Brennerbetriebsbereichs hinsichtlich Verbrennungsstabilität, Druckverlust und Emissionen und damit auf dem Nachweis der Funktionsfähigkeit des Brenners über den gesamten erforderlichen Betriebsbereich (s. Kap. 4.1). Im Rahmen einer zweiten Messkampagne wurden ausgewählte Betriebspunkte mittels laserbasierter Messtechnik untersucht (PIV und OH-PLIF), um anhand dieser Ergebnisse die Eignung der zur Auslegung eingesetzten numerischen Modelle beurteilen zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die thermische Leistung und die Massenströme jeweils in normierter Form angegeben. Der Bezugswert ist hierbei immer der Volllastpunkt PC100. Eine thermische Leistung von  $P_{th,n} = 69\%$  entspricht dabei der auf atmosphärische Bedingungen skalierten thermischen Leistung der MGT im minimalen Teillastfall. Darüber hinaus wurden auch Betriebspunkte außerhalb des MGT-Betriebsfensters untersucht. Dies erfolgte zum einen um ein vollständigeres Bild des Brennerbetriebsbereichs zu erhalten. Zum anderen ist davon auszugehen, dass sich der Betriebspunkt der MGT aufgrund geänderter Druckverluste bzw. anderer Umgebungsrandbedingungen im Verhältnis zur Referenzmessung leicht verschieben kann und daher außerhalb des durch die Referenzmessung erfassten Betriebsfensters liegt. Tabelle 5.1 zeigt die Versuchsmatrix der Parameterstudie. Aufgrund von Wärmeverlusten im Prüfstand konnten nicht alle Kombinationen von  $P_{th,n}$ ,  $\lambda$  und  $T_V$  umgesetzt werden. Dies betrifft vor allem Lastpunkte bei niedrigen Luftzahlen, niedrigen thermischen Leistungen und hoher Vorwärmtemperatur.

Tabelle 5.1: Versuchsmatrix der ATM-Parameterstudie.

Parameter		Bereich	Einheit
Luftzahl	$\lambda$	1,8 - LBO	-
Thermische Leistung	$P_{th,n}$	60 - 110	%
Vorwärmtemperatur	$T_V$	450 - 730	°C

### 5.1.1 Stationärer Betriebsbereich und Druckverlust

Der stationäre Betriebsbereich des Brenners wird zu höheren Luftzahlen hin vorwiegend durch die magere Verlöschgrenze (LBO) begrenzt. Da die thermische Leistung und damit der Brennstoffmassenstrom in den stationären Lastpunkten der MGT als Randbedingung bekannt ist, wird die magere Verlöschgrenze hier durch eine schrittweise Erhöhung des Luftmassenstroms bis zum Verlöschen der Flamme bestimmt. Bei konstant gehaltenem Brennstoffmassenstrom kann so eine Variation des Luftsplits zwischen Primär- und Sekundärluft abgebildet werden. Das magere Verlöschen wurde hierbei mittels des Temperaturgradienten des Thermoelements  $T_2$  (s. Abb. 4.4) am Ende der Brennkammer detektiert. Die Luftzahl an dem Punkt mit einem steilen Temperaturgradienten wurde dabei als  $\lambda_{LBO}$  definiert. Wie Abb. 5.1 zeigt, weist die magere Verlöschgrenze eine starke Abhängigkeit zur Vorwärmtemperatur  $T_V$  auf.

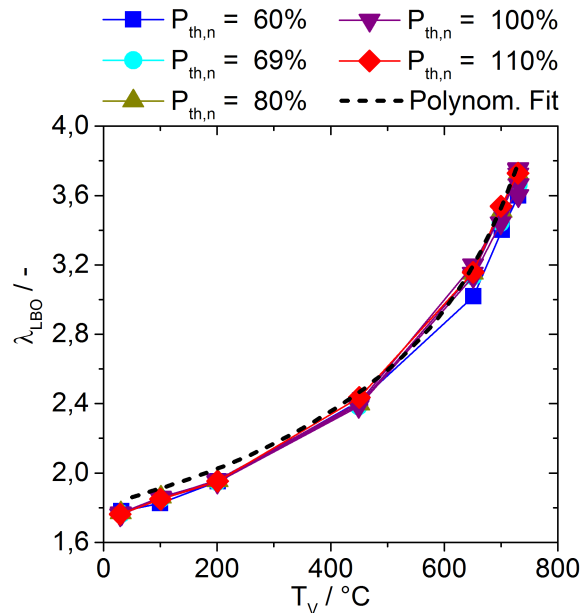


Abbildung 5.1: Einfluss der Vorwärmtemperatur auf die Luftzahl bei magerem Verlöschen  $\lambda_{LBO}$  für verschiedene normierte thermische Leistungen  $P_{th,n}$ .



Dagegen hat die thermischen Leistung nur einen geringen Einfluss, welcher bei höheren Vorwärmtemperatur etwas zuzunehmen scheint. Im Gegensatz zu [98] ist der Einfluss der thermischen Leistungen auf die magere Verlöschgrenze jedoch nahezu vernachlässigbar. Daher lassen sich die Luftzahlen, bei denen mageres Verlöschen auftritt, für nicht untersuchte Vorwärmtemperaturen über einen polynomischen Fit annähern.

Abbildung 5.2 zeigt den stabilen Betriebsbereich des ATM-Brenners bei der maximalen Brennkammereintrittstemperatur von  $T_V = 730\text{ °C}$ . Darin ist die normierte Axialgeschwindigkeit des Luft/Brennstoff-Gemischs am Austritt aus den Düsen in die Brennkammer als Funktion der thermischen Leistung  $P_{th,n}$  dargestellt. Die normierte axiale Geschwindigkeit des Luft/Brennstoff-Gemischs in den Düsen ist dabei definiert als

$$u_{Düse,n} = \frac{\dot{m}_{mix} \cdot R_{s,mix} \cdot T_V}{p_{stat,ein} \cdot A_{Düse} \cdot u_{Düse,max}} \quad (5.1)$$

Darin ist  $u_{Düse,n}$  die normierte Axialgeschwindigkeit des Luft/Brennstoff-Gemischs in der Düse,  $\dot{m}_{mix,Düse}$  der aus Luft und Brennstoff bestehende Massenstrom in einer Düse,  $R_{s,mix}$  die spezifische Gaskonstante des Luft/Brennstoff-Gemischs,  $T_V$  die Vorwärmtemperatur,  $p_{stat,ein}$  der statische Druck am Brenneintritt,  $A_{Düse}$  die Querschnittsfläche einer Düse und  $u_{Düse,max}$  die Axialgeschwindigkeit des Gemischs unter der angenommenen MGT Auslegungsbedingung. Mit steigender thermischer Leistung steigt die magere Verlöschgrenze von  $\lambda_{LBO} = 3,6$  auf  $\lambda_{LBO} = 3,8$  leicht an. Bei höheren thermischen Leistungen findet das mageres Verlöschen erst bei höheren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten statt. Bei

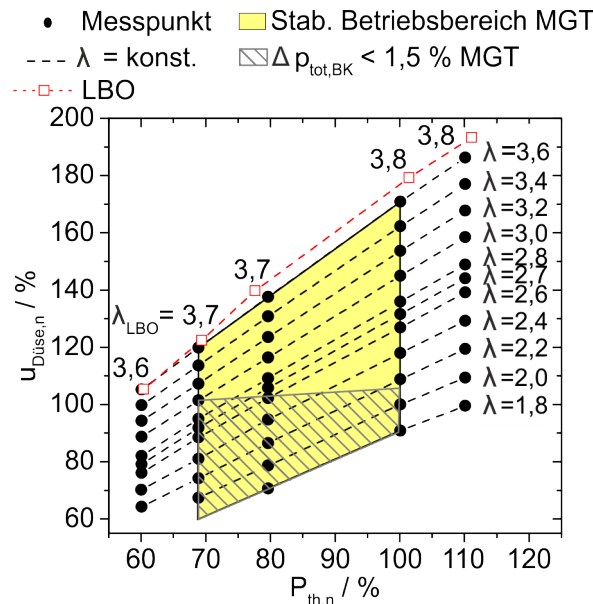


Abbildung 5.2: Stabiler Betriebsbereich des ATM-Brenners: Normierte Geschwindigkeit in der Düse für verschiedene Luftzahlen  $\lambda$  als Funktion der normierten thermischen Leistung  $P_{th,n}$  bei einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 730\text{ °C}$ .

einer thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 60\%$  beträgt die Düsenaustrittsgeschwindigkeit beim Verlöschen der Flamme  $u_{Düse} = 106\%$ , während sich bei einer thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 100\%$  Düsenaustrittsgeschwindigkeiten von  $193\%$  erreichen lassen. Dieser Effekt wurde auch von Zanger et al. [34] und Vaz et al. [31] bei deutlich höheren thermischen Leistungen beobachtet. Der Geschwindigkeitseinfluss auf die Wärmefreisetzung wird in Kap. 5.1.3 ausführlicher diskutiert. Der gelb hinterlegte Bereich in Abb. 5.2 zeigt den möglichen stabilen Betriebsbereich des Brenners hinsichtlich der MGT-Anwendung zwischen minimaler und maximaler thermischer Leistung und mit ausreichendem Abstand zur mageren Verlöschgrenze.

Neben der mageren Verlöschgrenze stellt auch der Totaldruckverlust über das Brennkammersystem  $\Delta p_{tot,BK} = (p_{tot,BK,ein} - p_{tot,BK,aus}) / p_{tot,BK,ein}$  eine Limitierung für den Betriebsbereich des Brenners dar. Dieser ist in Abb. 5.3 als Funktion der Luftzahl  $\lambda$  für verschiedene normierte thermische Leistungen  $P_{th,n}$  bei einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 730\text{ °C}$  gezeigt. Unter Annahme eines maximal tolerierbaren Totaldruckverlusts von  $1,5\%$ , reduziert sich der mögliche Betriebsbereich auf die grau schraffierte Fläche in Abb. 5.2 und 5.3 und damit auf Luftzahlen von  $\lambda = 1,8 - 3,0$ . Eine weitere Reduzierung

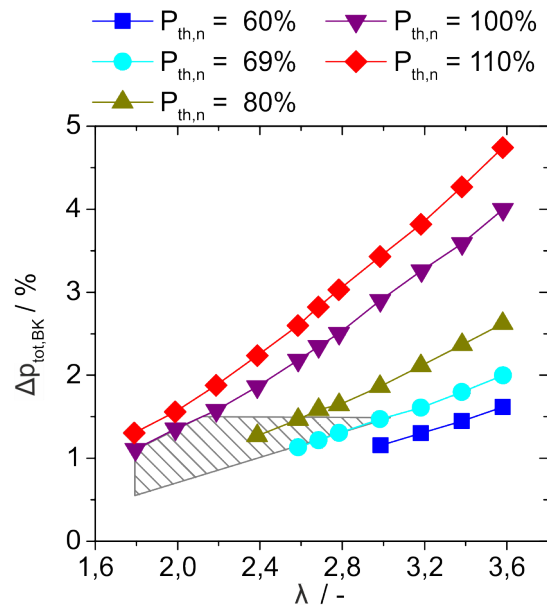


Abbildung 5.3: Einfluss der normierten thermischen Leistung  $P_{th,n}$  auf den Totaldruckverlust  $\Delta p_{tot,BK}$  bei einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 730\text{ °C}$ .

des stabilen Betriebsbereichs können grundsätzlich auch thermoakustische Pulsationen, d. h. eine Rückkopplung zwischen Strömungsfeld und Verbrennung, darstellen. Im untersuchten Betriebsbereich (s. Abb. 5.2) wurden jedoch keine thermoakustischen Phänomene beobachtet.

### 5.1.2 Emissionen

Neben einem stabilen Betrieb und einem niedrigen Totaldruckverlust über den Brenner sind die Abgasemissionen ein entscheidendes Kriterium für den späteren Betrieb. Insbesondere die in der TA Luft für diesen Anwendungsfall reglementierten Kohlenmonoxid- und Stickoxidemissionen. Die TA Luft limitiert diese Emissionen für einen Bereich von 70 - 100 % Last, d. h. elektrischer Leistung. Während der Grenzwert für  $\text{NO}_x$   $75 \text{ mg/m}^3$  bei 15 Vol.-%  $\text{O}_2$  ( $\approx 37 \text{ ppm}$  bei 15 Vol.-%  $\text{O}_2$ ) beträgt, liegt der Grenzwert von CO bei  $0,1 \text{ g/m}^3$  bei einem Restsauerstoffgehalt von 15 Vol.-% ( $\approx 80 \text{ ppm}$  bei 15 Vol.-%  $\text{O}_2$ ) [99]. In den folgenden zwei Abschnitten wird der Einfluss der thermischen Leistung und der Einfluss der Vorwärmtemperatur für verschiedene Luftzahlen auf die  $\text{NO}_x$ - und CO-Emissionen erläutert. Mit diesen Ergebnissen lässt sich, zusammen mit den durch den tolerierbaren Druckverlust (s. Kap. 5.1.1) vorgegebenen Grenzen, die Aufteilung zwischen Primär- und Sekundärluft in der späteren MGT-Konfiguration festlegen. Außerdem kann ggf. der Einfluss von Vorwärmtemperatur und thermischer Leistung in späteren Optimierungsschritten abgeschätzt werden.

**Einfluss der thermischen Leistung** Abbildungen 5.4 und 5.5 zeigen die auf einen Restsauerstoffgehalt von 15 Vol.-% normierten trockenen  $\text{NO}_x$ - bzw. CO-Emissionen als Funktion der Luftzahl  $\lambda$  bei einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 730 \text{ °C}$  für verschiedene normierte thermische Leistungen.

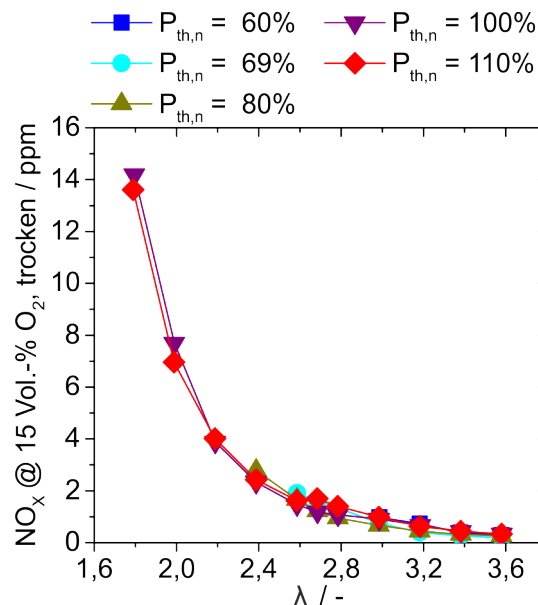


Abbildung 5.4: Einfluss der normierten thermischen Leistung  $P_{th,n}$  auf die  $\text{NO}_x$ -Emissionen als Funktion von  $\lambda$  bei einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 730 \text{ °C}$ .

Wie in Kap. 2.1.3 beschrieben, ist der dominierende Stickoxidbildungsweg bei dieser Anwendung der thermische  $\text{NO}_x$ -Pfad. Da die Stickoxidbildung innerhalb dieses Pfads exponentiell von der Temperatur abhängt, sinken die  $\text{NO}_x$ -Emissionen mit steigender Luftzahl aufgrund der damit einhergehenden sinkenden Verbrennungstemperatur. Die thermische Leistung hat bei diesem Brennerdesign keinen signifikanten Einfluss auf die  $\text{NO}_x$ -Emissionen. Dies deutet daraufhin, dass sich die verschiedenen Einflüsse, die eine Erhöhung der thermischen Leistung mit sich bringen, entweder gegenseitig aufheben oder nicht relevant sind. Sadanandan et al. [32] zeigten, dass eine verbesserte Vormischung durch eine längere Mischstrecke zu höheren  $\text{NO}_x$ -Emissionen führt, da die Flamme weiter stromauf wandert und vor Beginn der Reaktion weniger rezirkuliertes Abgas eingemischt wird. Eine Verbesserung der Vormischung könnte hier durch die mit der Erhöhung der thermischen Leistung einhergehenden Erhöhung der Geschwindigkeit in der Mischstrecke vorliegen. Jedoch bleibt die Länge der Mischstrecke hier konstant, wodurch sich die Aufenthaltszeit in der Mischstrecke verkürzt, was wiederum einen negativen Einfluss auf die Vormischgüte hat. Es ist an dieser Stelle nicht möglich, eine Aussage darüber zu treffen, welcher Effekt innerhalb der Mischstrecke überwiegt. Des Weiteren wird die Rezirkulation durch eine höhere Einströmgeschwindigkeit verstärkt, was zu einer besseren Einmischung von heißen Abgasen und damit zu einer Absenkung der  $\text{NO}_x$ -Emissionen führt. Einen gegenteiligen Effekt haben die höheren Massenströme bei höheren thermischen Leistungen. Da bei steigendem Massenstrom die relativen Wärmeverluste in der Brennkammer sinken, erfolgt die Verbrennung bei höheren Temperaturen, welche die  $\text{NO}_x$ -Emissionen erhöhen. Nichtsdestotrotz liegen die  $\text{NO}_x$ -Emissionen im gesamten untersuchten Betriebsbereich unterhalb des in der TA Luft festgesetzten Grenzwerts und deutlich unterhalb der  $\text{NO}_x$ -Emissionen des drallstabilisierten Originalbrenners [18].

Abbildung 5.5 zeigt die auf 15 Vol.-% Restsauerstoff normierten trockenen CO-Emissionen als Funktion der Luftzahl  $\lambda$  für verschiedene thermische Leistungen. Im Bereich niedriger Luftzahlen sinken die CO-Emissionen mit steigender Luftzahl trotz sinkender Verbrennungstemperaturen und sinkender Aufenthaltszeit. Dieses Verhalten wurde ebenfalls von Zanger et al. [34] beobachtet. Hier zeigt sich, dass die Reaktionsgeschwindigkeit nicht nur mit steigender Temperatur steigt, sondern auch mit steigender Konzentration der Edukte (s. Gl. 2.3). Mit steigender Sauerstoffkonzentration läuft die Reaktion  $H + O_2 \rightarrow OH + O$ , die das für die Oxidationsreaktion  $CO + OH \rightarrow CO_2 + H$  benötigte OH liefert, beschleunigt ab. Die so erhöhte OH-Konzentration trägt wiederum zu einer Beschleunigung der Oxidationsreaktion  $CO + OH \rightarrow CO_2 + H$  bei (vgl. Kap. 2.1.3.2). Bei einer weiteren Erhöhung der Luftzahl und damit einer weiteren Absenkung der

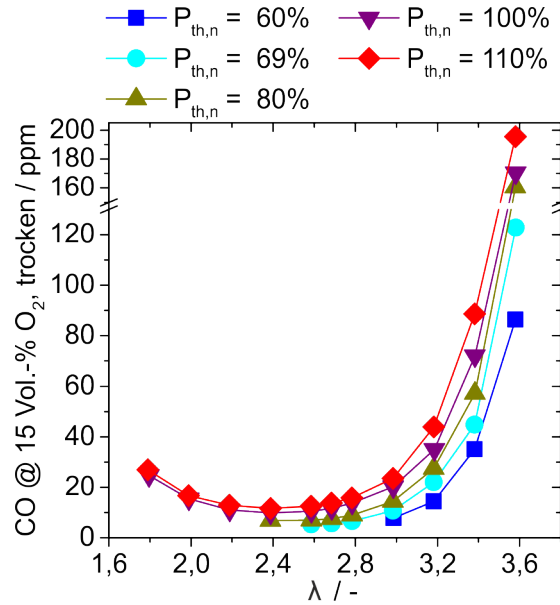


Abbildung 5.5: Einfluss der thermischen Leistung auf die CO-Emissionen als Funktion von  $\lambda$  bei einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 730^\circ\text{C}$ .

Verbrennungstemperatur steigen die CO-Emissionskurven wieder, da die Reaktionsgeschwindigkeit der CO-Abbaureaktion  $\text{CO} + \text{OH} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$  sinkt und diese für die zunehmend verkürzten Aufenthaltszeiten zu langsam abläuft. Ab einer kritischen Temperatur von ca.  $T_{krit} \approx 1250 \text{ K}$  wird die OH-Konzentration der limitierende Parameter für den Abbau von CO [64]. Obwohl die adiabaten Flammentemperaturen im untersuchten Bereich oberhalb der kritischen Temperatur liegen, ist dies nicht zu vernachlässigen. Zum einen wird die adiabate Flammentemperatur aufgrund der Wärmeverluste im Prüfstand nicht erreicht, zum anderen kühlt das Abgas nach der Flammenzone ab und vor allem bei Annäherung an die magere Verlöschgrenze kommt es zu lokalem Verlöschen. Aufgrund der vielfältigen Einflussparameter ist eine Angabe der Luftzahl für das Unterschreiten der kritischen Temperatur im realen System nicht möglich. Bei konstanter Luftzahl, d. h. konstanter adiabater Flammentemperatur, steigen die CO-Emissionen mit steigender thermischer Leistung. Hier überlagern sich mehrere, teilweise gegenläufige Effekte. Eine Erhöhung der thermischen Leistung führt, wie auch bei den  $\text{NO}_x$ -Emissionen, zu einer Erhöhung der Geschwindigkeit in der Mischstrecke. Dies fördert einerseits eine bessere Mischung aufgrund einer Erhöhung der Turbulenz, andererseits sinkt die Aufenthaltszeit. Welchen Einfluss dies auf die CO-Bildung hat, kann an dieser Stelle nicht geklärt werden. Die geringeren relativen Wärmeverluste durch die höheren Massenströme bei höheren thermischen Leistungen, welche sich durch höhere Temperaturen an den Thermoellemen-

ten  $T_1$  und  $T_2$  (s. Abb. 4.4) zeigen, führen bei konstanter Luftzahl zu einer Erhöhung der Verbrennungstemperatur und damit zu einer Verringerung der CO-Emissionen. Da sich jedoch die Flammenform und die Flammenposition bei Variation der thermischen Leistung nicht ändern (s. Abb. 5.8a und 5.8b) und damit ein Einfluss auf die Temperatur am Brennkammerende durch eine Änderung der Flamme nahezu ausgeschlossen werden kann, lässt sich die Erhöhung der CO-Emissionen bei steigender Leistung auf die Änderung der mittleren Aufenthaltszeit (ca. Faktor 2 zwischen  $P_{th,n} = 60\%$  und  $P_{th,n} = 110\%$ ) zurückführen. Insbesondere auf dem rechten Ast der CO-Kurve stellt die kürzere Aufenthaltszeit gegenüber den geringeren Wärmeverlusten den dominierenden Effekt dar. Das Minimum der CO-Emissionen liegt für eine Vorwärmtemperatur von  $T_V = 730\text{ °C}$  etwa bei  $\lambda \approx 2,4$  und scheint bei dem hier vorgestellten FLOX<sup>®</sup>-basierten Brenner im untersuchten Betriebsbereich unabhängig von der thermischen Leistung zu sein.

**Einfluss der Vorwärmtemperatur** Der Einfluss der Vorwärmtemperatur auf die  $\text{NO}_x$ - und CO-Emissionen ist in Abb. 5.6 und 5.7 für eine normierte thermische Leistung von  $P_{th,n} = 100\%$  dargestellt. Da für diesen Anwendungsfall der Bildungspfad über das thermische  $\text{NO}_x$  dominant ist (s. Kap. 2.1.3.1) und die  $\text{NO}_x$ -Emissionen damit direkt von der Verbrennungstemperatur abhängig sind, steigen diese mit steigender Vorwärm-

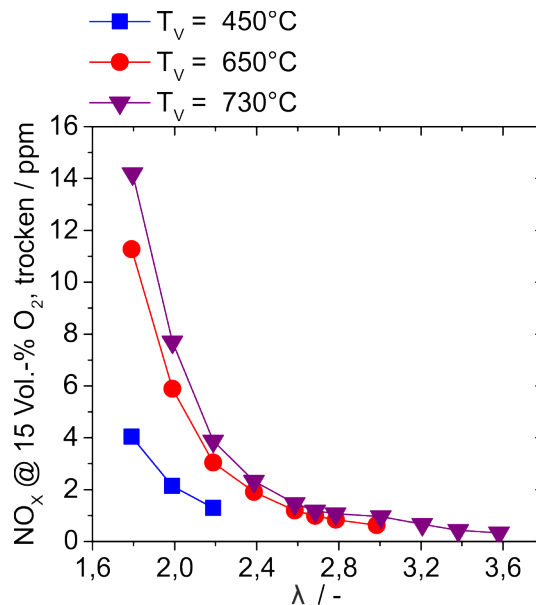


Abbildung 5.6: Einfluss der Vorwärmtemperatur auf die  $\text{NO}_x$ -Emissionen als Funktion von  $\lambda$  bei einer normierten thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 100\%$ .

temperatur  $T_V$  und sinkender Luftzahl  $\lambda$ . Mit steigender Luftzahl sinkt der Einfluss der Vorwärmtemperatur, da das Temperaturniveau deutlich niedriger ist und die thermische  $\text{NO}_x$ -Bildung exponentiell von der Verbrennungstemperatur abhängig ist. Dieser Effekt wurde beispielsweise auch von Li et al. [25] für ein FLOX<sup>®</sup>-basiertes Brennersystem mit einer thermischen Leistungen im Bereich von ca. 10 - 50 kW beobachtet.

Das Minimum der CO-Kurve ist, wie aus Abb. 5.7 ersichtlich, von der Vorwärmtemperatur abhängig. Mit steigender Vorwärmtemperatur verschiebt sich das Minimum und damit der Punkt, ab dem die Aufenthaltszeit in der Brennkammer dominant wird, hin zu höheren Luftzahlen, wie auch in [98] und [25] gezeigt wurde. Dies ist auf die höheren Verbrennungstemperaturen bei höherer Vorwärmtemperatur und gleicher Luftzahl zurückzuführen. Der Absolutwert der CO-Emissionen am Punkt des Minimums ist dabei unabhängig von der Vorwärmtemperatur.

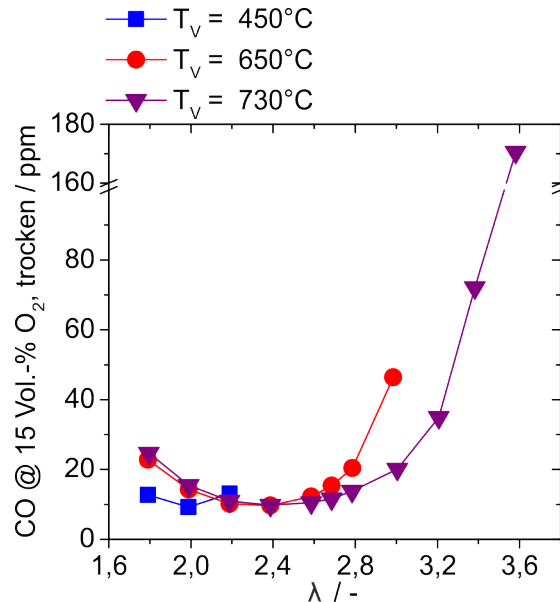


Abbildung 5.7: Einfluss der Vorwärmtemperatur auf die CO-Emissionen als Funktion von  $\lambda$  bei einer normierten thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 100\%$ .

**Festlegung des Luftsplits** Da die Brennkammereintrittstemperatur über den Betriebsbereich der MGT nahezu konstant bei bis zu 730 °C liegt (s. Abb. 4.1), sind die  $\text{NO}_x$ - und CO-Emission bei dieser Vorwärmtemperatur für die Festlegung des Luftsplits, also der Aufteilung zwischen Primär- und Sekundärluft, entscheidend. Bei der zu erwartenden Luftzahlverschiebung von  $\Delta\lambda = 0,75$  wird aufgrund des Verlaufs der CO-Emissionskurven über der Luftzahl (s. Abb. 5.5) die Soll-Luftzahl am Brennerkopf für den Volllastpunkt PC100 auf  $\lambda = 2,1$  festgelegt. Damit ergibt sich in Teillast (PC20) am Brenner etwa eine

Luftzahl von  $\lambda = 2,9$ . In diesem Bereich steigen zwar die  $\text{NO}_x$ -Emissionen in Richtung Volllastpunkt bereits leicht an, jedoch befinden sie sich immer noch auf einem sehr niedrigen Niveau (s. Abb. 5.4). Der angestrebte Betriebsbereich des Brenners von  $\lambda = 2,1 - 2,9$  deckt sich auch mit dem Ziel, den Druckverlust über den Brenner bei  $\Delta p_{tot,BK} \leq 1,5\%$  zu halten, was für den Bereich  $\lambda = 1,8 - 3,0$  erfüllt wird (s. Abb. 5.3).

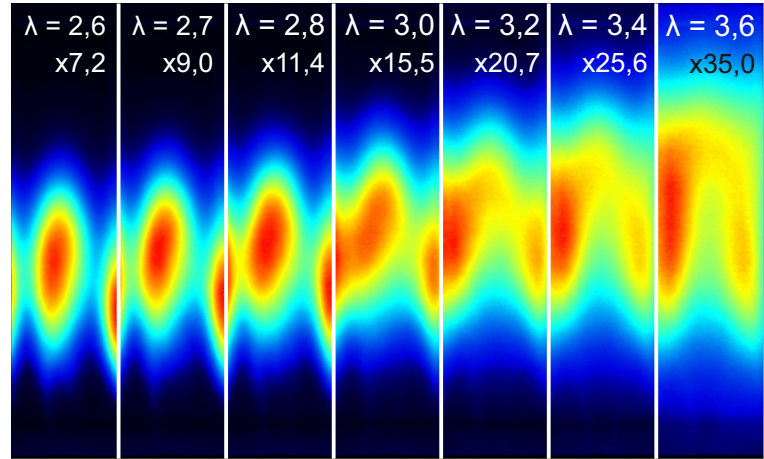
### 5.1.3 Einfluss verschiedener Parameter auf die Wärmefreisetzungszone

Um den Einfluss verschiedener Parameter auf die Form und Lage der Wärmefreisetzungszone zu beurteilen, wurde die Flamme bei unterschiedlichen Randbedingungen mittels zeitlich gemittelter  $\text{OH}^*$ -Chemolumineszenz-Aufnahmen betrachtet. Hierbei wurde bei verschiedenen thermischen Leistungen bzw. verschiedenen Vorwärmtemperaturen die Luftzahl variiert. Dies diente zum einen der Festlegung der Position der Mischluftbohrungen im späteren MGT-Brennkammersystem, zum anderen kann dadurch für spätere Optimierungsschritte der Einfluss der einzelnen Parameter abgeschätzt werden. Die Ergebnisse der Parametervariation werden in den folgenden beiden Abschnitten vorgestellt.

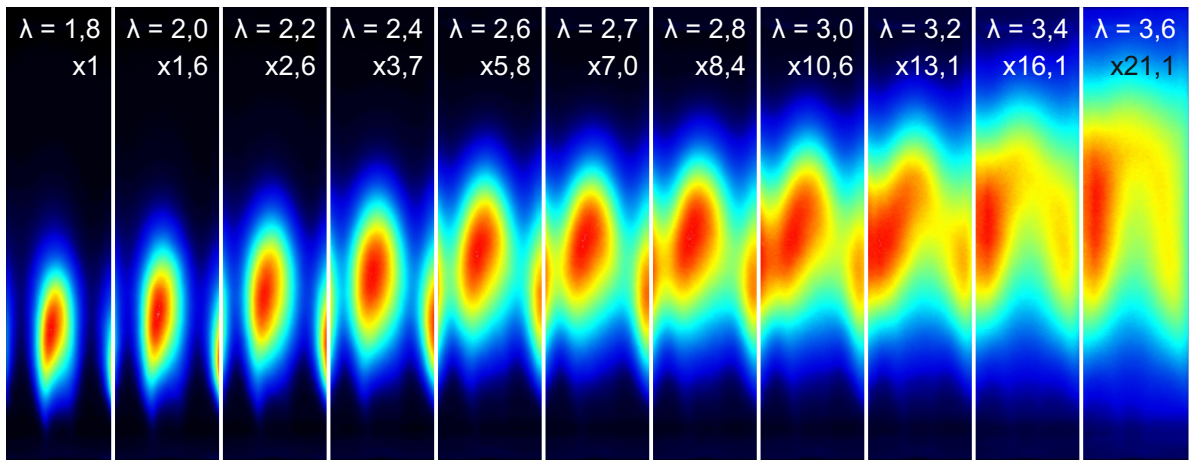
**Einfluss der thermischen Leistung** Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss der thermischen Leistung auf die Form und Lage der Wärmefreisetzungszone näher betrachtet. Abbildung 5.8 zeigt eine Serie von  $\text{OH}^*$ -CL Aufnahmen exemplarisch für den Teillastfall ( $P_{th,n} = 69\%$ ) und den Volllastfall ( $P_{th,n} = 100\%$ ) bei einer konstanten Vorwärmtemperatur von jeweils  $T_V = 730^\circ\text{C}$  aus Blickrichtung 1 (s. Abb. 4.5). Die Luftzahl  $\lambda$  wird dabei von 2,6 bzw. 1,8 bis 3,6 variiert. Die einzelnen Bilder wurden jeweils auf ihr Maximum skaliert. Der Skalierungsfaktor der Intensität, bezogen auf das Intensitätsmaximum der Aufnahme bei einer normierten thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 100\%$  und einer Luftzahl  $\lambda = 1,8$  (s. Abb. 5.8b), ist in jedem Bild angegeben.

Im Fall einer normierten thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 100\%$  (s. Abb. 5.8b) zeigt sich, dass sich bei niedrigen Luftzahlen diskrete Einzelflammen ausbilden, während sich die Flamme mit steigender Luftzahl im Brennkammervolumen ausbreitet. Gleichzeitig verschiebt sich der Bereich der maximalen  $\text{OH}^*$ -Signal-Intensität vom Düsenzentrum in Bereiche zwischen den Düsen. Dabei nimmt die maximale  $\text{OH}^*$ -Signal-Intensität deutlich ab. Etwa im Bereich von  $\lambda = 2,6$  und  $\lambda = 2,7$  scheinen die Flammen zusammenzuwachsen. Bei der niedrigeren normierten thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 69\%$  in Abb. 5.8a zeigt sich im beobachteten Lastbereich ein ähnliches Verhalten und es ist kein signifikanter Unterschied in der Form und Lage der Wärmefreisetzungszone ersichtlich. Trotz einer Änderung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit aufgrund der Zunahme des





(a)  $P_{th,n} = 69\%$ .



(b)  $P_{th,n} = 100\%$ .

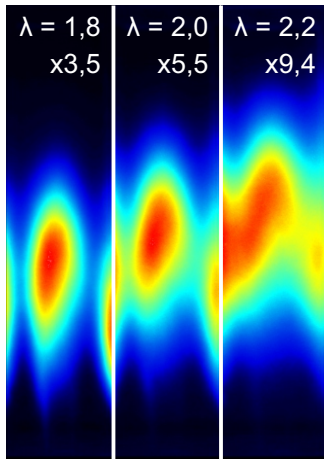


Abbildung 5.8: OH\*-CL Aufnahmen bei Variation der Luftzahl  $\lambda$  bei einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 730^\circ\text{C}$  für verschiedene normierte thermische Leistungen  $P_{th,n}$  (Blickrichtung 1).

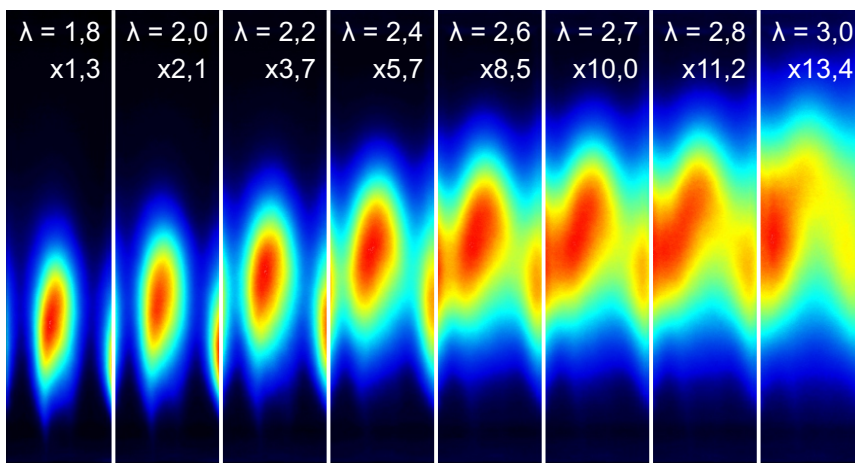
Volumenstroms zwischen  $P_{th,n} = 69\%$  und  $P_{th,n} = 100\%$  um etwa den Faktor 1,4, hat diese keinen Einfluss auf die Form und Lage der Wärmefreisetzungszone wie bereits in [94] gezeigt. Auch nahezu eine Verdopplung der Geschwindigkeit zwischen der normierten thermischen Leistungen  $P_{th,n} = 60\%$  und  $P_{th,n} = 110\%$  hat keinen signifikanten Einfluss. Da die Düsenaustrittsgeschwindigkeit aber deutlich zunimmt und sich damit die Aufenthaltszeit des Luft/Brennstoff-Gemischs nach dem Austritt aus der Düse reduziert, müssen sich die Zündverzugszeit oder die Flammengeschwindigkeit derart reduzieren, dass die Flamme im Mittel trotzdem an ähnlicher Stelle stabilisiert. Eine Reduktion der

Zündverzugszeit könnte über verschiedene Mechanismen zustande kommen, die jeweils zu einer Abnahme dieser führen. Eine Erhöhung der Axialgeschwindigkeit führt neben einer Verbesserung der (Vor-)Mischung von Luft und Brennstoff zu einer Erhöhung der Einmischung von rezirkuliertem, heißem und Radikal haltigem Abgas in das Frischgas und damit zu einer Erhöhung der Reaktivität. Gleichzeitig sinken mit steigender thermischer Leistung aufgrund der niedrigeren Aufenthaltszeit die Wärmeverluste in der Rezirkulationszone, was zu einer Erhöhung des Verbrennungstemperaturniveaus und damit ebenfalls zu einer erhöhten Reaktivität führt. Mit der Erhöhung der Turbulenz und damit der turbulenten Fluktuationen  $u'$  in der Scherschicht steigt jedoch auch die lokale turbulente Flammengeschwindigkeit  $s_T$  (s. Kap. 2.1.2.2). Auch die mit einer besseren Einmischung bzw. geringeren Wärmeverlusten verbundene Temperaturerhöhung an der Flammenwurzel führt zu einer Erhöhung der turbulenten Flammengeschwindigkeit. Wahrscheinlicher ist bei dieser turbulenten Strömung jedoch, dass der entscheidende Parameter für die Flammenstabilisierung die Selbstzündungsereignisse und damit die Zündverzugszeit ist. Darauf weisen Untersuchungen von Severin et al. [100] hin. Sie zeigten anhand instantanen Hochgeschwindigkeitsmessungen, dass die Abhebehöhe im zeitlichen Verlauf den für Selbstzündungsereignisse typischen Sägezahnprofilverlauf aufweist. Die leichten Asymmetrien in der OH\*-CL-Signalintensität resultieren höchstwahrscheinlich aus Toleranzen im Herstellungsprozess der Bauteile. Da die absolute Spreizung zwischen der minimalen und der maximalen Intensität mit steigender Luftzahl geringer wird, fallen Asymmetrien in den OH\*-CL Aufnahmen bei höheren Luftzahlen überproportional ins Gewicht.

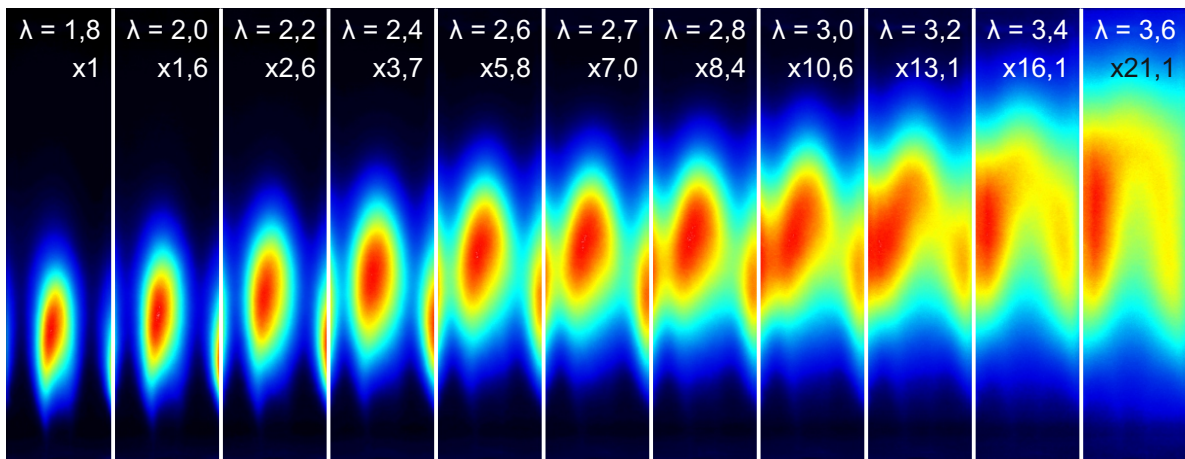
**Einfluss der Vorwärmtemperatur** Abbildung 5.9 zeigt Form und Lage der Wärmefreizetzungszone bei einer thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 100\%$  für verschiedene Vorwärmtemperaturen bei Variation der Luftzahl  $\lambda$  in Blickrichtung 1 (s. Abb. 4.5). Die Farbskalierung erfolgt analog zu Abb. 5.8. Bei niedrigeren Vorwärmtemperaturen tritt mageres Verlöschen aufgrund der geringeren Verbrennungstemperatur bereits bei niedrigeren Luftzahlen auf, wodurch der Betriebsbereich eingeschränkt ist. Die geringeren Verbrennungstemperaturen führen dazu, dass die Flammenausbreitung in das Brennkammervolumen bei geringeren Vorwärmtemperaturen bereits bei niedrigeren Luftzahlen auftritt. Dabei ist die Flammenform insbesondere von der Verbrennungstemperatur abhängig. Die bei einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 450^\circ\text{C}$  und  $\lambda = 1,8$  auftretende *Flammenform A* findet sich bei  $T_V = 650^\circ\text{C}$  bei einer Luftzahl von  $\lambda \approx 2,2$  und bei  $T_V = 730^\circ\text{C}$  bei einer Luftzahl von  $\lambda \approx 2,4$  (s. Abb.A.1). Hier liegt die adiabate Flammentemperatur jeweils im Bereich von 1900 K. Die *Flammenform B* des Betriebspunkts  $T_V = 450^\circ\text{C}$  und  $\lambda = 2,2$  findet sich bei einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 650^\circ\text{C}$  bei  $\lambda \approx 2,7$  wieder.



(a)  $T_V = 450\text{ °C}$ .



(b)  $T_V = 650\text{ °C}$ .



(c)  $T_V = 730\text{ °C}$ .



Abbildung 5.9: OH\*-CL Aufnahmen bei Variation der Luftzahl  $\lambda$  bei einer normierten thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 100\%$  für verschiedene Vorwärmtemperaturen  $T_V$  (Blickrichtung 1).

### 5.1.4 Detaillierte Untersuchung ausgewählter Lastpunkte

In den vorangegangenen Kapiteln 5.1.1 - 5.1.3 wurde das Betriebsverhalten des Brenners untersucht und gezeigt, dass der Brennerkopf unter atmosphärischen Bedingungen in der Lage ist, die gesetzten Ziele, d. h. einen stabilen Betrieb mit nur einer Brennerstufe über den gesamten Betriebsbereich der MGT bei gleichzeitig sehr niedrigen  $\text{NO}_x$ - und CO-Emissionen, zu erfüllen. Des Weiteren wurde die Aufteilung zwischen Primär- und Sekundärluft festgelegt. Für die numerische Auslegung des Brennkammersystems für den Einsatz in der Mikrogasturbine, d. h. für die Festlegung der Lage und Geometrie der Mischluftöffnungen, werden jedoch für diese Randbedingungen validierte numerische Modelle benötigt. Daher wurden für ausgewählte, maschinenrelevante Lastpunkte das Strömungsfeld und die Wärmefreisetzungszone mittels aufwändigerer laserbasierter Messtechnik am optisch zugänglichen atmosphärischen Brennerprüfstand untersucht. Dazu wurde ein Laserlichtschnittband, wie in Abb. 4.5 gezeigt, mittig durch zwei Düsen aufgespannt. Die Beobachtungsrichtung der Kameras entsprach dabei der Blickrichtung 2. Exemplarisch werden die Ergebnisse anhand der beiden stationären extremen MGT-Lastpunkte, dem minimalen Teillastpunkt (PC20) und dem Volllastpunkt (PC100) gezeigt. Als Brennstoff wurde im Rahmen dieser Messkampagne Methan anstelle von Erdgas verwendet, um den Einfluss der Minorkomponenten, insbesondere der höheren Kohlenwasserstoffe, auf die Flamme zu minimieren.

Aufgrund zusätzlicher Wärmeverluste durch den Flansch zur Einbringung der Seedingpartikel für die simultanen PIV-Messungen wurde die angestrebte Vorwärmtemperatur von  $T_V = 730^\circ\text{C}$  nicht erreicht und die folgenden Messungen bei einer geringfügig niedrigeren Vorwärmtemperatur von  $T_V = 700^\circ\text{C}$  durchgeführt. Im Fall des Volllastpunkts bei einer Luftzahl von  $\lambda = 2,2$  verringert dies die adiabate Flammentemperatur um  $\Delta T = 25\text{ K}$ , welche in Bezug auf das Flammenbild eine Verschiebung um  $\Delta\lambda = 0,07$  zur Folge hat. Im Teillastpunkt bei  $\lambda = 3,0$  verringert sich die adiabate Flammentemperatur um  $\Delta T = 21\text{ K}$ , was in Bezug auf das Flammenbild in einer Verschiebung um  $\Delta\lambda = 0,1$  resultiert. Wie anhand von Abb. 5.9c ersichtlich, hat eine derartige Verschiebung nur einen geringen Einfluss auf die grundsätzliche Form und Lage der Wärmefreisetzungszone.

#### 5.1.4.1 Volllast (PC100)

Der folgende Abschnitt zeigt die Ergebnisse der experimentellen Analyse des Strömungsfelds und der Wärmefreisetzungszone bzw. der FSD des reagierenden Volllastfalls bei einer normierten thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 100\%$ , einer Vorwärmtemperatur von

$T_V = 700\text{ °C}$  und einer Luftzahl von  $\lambda = 2,2$ . Die Abb. 5.10a und 5.10b zeigen das instationäre Strömungsfeld anhand zweier typischer Einzelschussaufnahmen. Dieses wird darin anhand der Stromlinien dargestellt, welche mit der Absolutgeschwindigkeit farbcodiert sind. Die Normierung der Absolutgeschwindigkeit bezieht sich dabei auf den Maximalwert der PIV-Messungen des Volllastpunkts. Der graue Hintergrund entspricht dem Auswertefenster der numerischen Simulationen, welche in Kap. 5.1.5 gezeigt sind. Insbesondere an

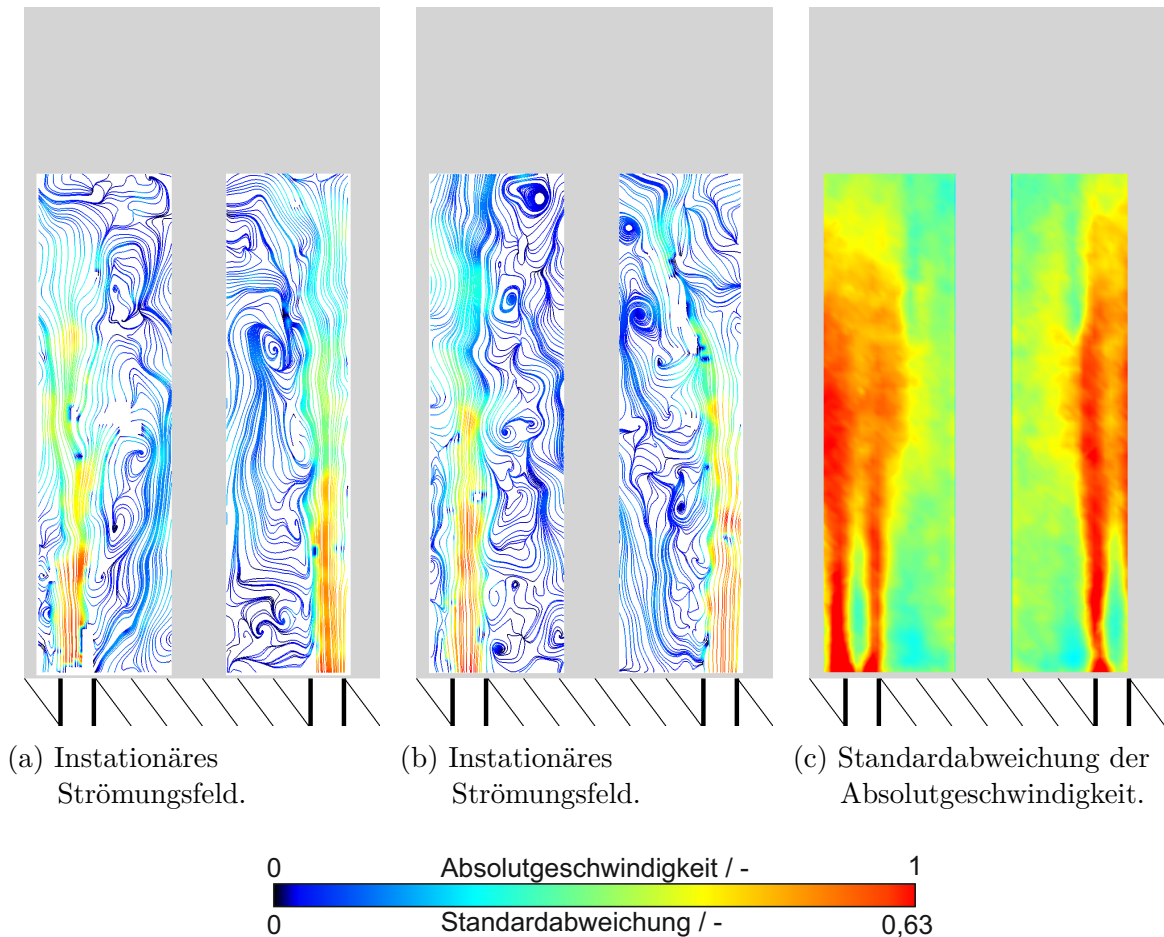


Abbildung 5.10: Geschwindigkeitsfeld (PIV) des reagierenden Volllastfalls bei  $T_V = 700\text{ °C}$ ,  $P_{th,n} = 100\text{ %}$  und  $\lambda = 2,2$ .

der inneren Seite der einströmenden Frischgasstrahlen zeigen großskalige Wirbel deren Interaktion mit dem rezirkulierten Abgas. Diese sorgen für eine gute Einmischung des rezirkulierten Abgases in das Frischgas, welche zur Stabilisierung der Flamme beiträgt. Diese Wirbel ändern dabei lokal die Breite des Frischgasstrahls, was zu einer un stetigen Abfolge von Geschwindigkeitsmaxima in axialer Richtung des Strahls führt. Wie zu



erwarten und bereits von Lammel et al. [27] gezeigt, weist die Standardabweichung der Absolutgeschwindigkeit im Bereich der Scherschicht die größten Werte auf (s. Abb. 5.10c).

Das hoch turbulente Verhalten des Strömungsfelds zeigt sich auch in der simultan gemessenen OH-Verteilung. Die zu den Stromlinienplots der Abb. 5.10a und 5.10b korrespondierenden instantanen OH-Signal Aufnahmen sind in Abb. 5.11a und 5.11b dargestellt. Das einströmende Frischgas, welches sich durch Bereiche ohne OH abgrenzt, variiert insbesondere in der axialen Länge. Gleichzeitig ändert sich die Region, in welcher die maximalen OH-Intensitäten auftreten. Während die Maximalintensitäten in Abb. 5.11a und an der linken Düse der Abb. 5.11b überwiegend stromab des Frischgases zu finden sind, liegen diese an der rechten Düse in Abb. 5.11b im Bereich der inneren Scherschicht. Die Grenzschicht zwischen verbranntem und unverbranntem Gas ist stark gefaltet. Im zeitlichen Mittel finden sich die höchsten OH-Signal-Intensitäten wie Abb. 5.11c zeigt überwiegend stromab des einströmenden Frischgasstrahls.

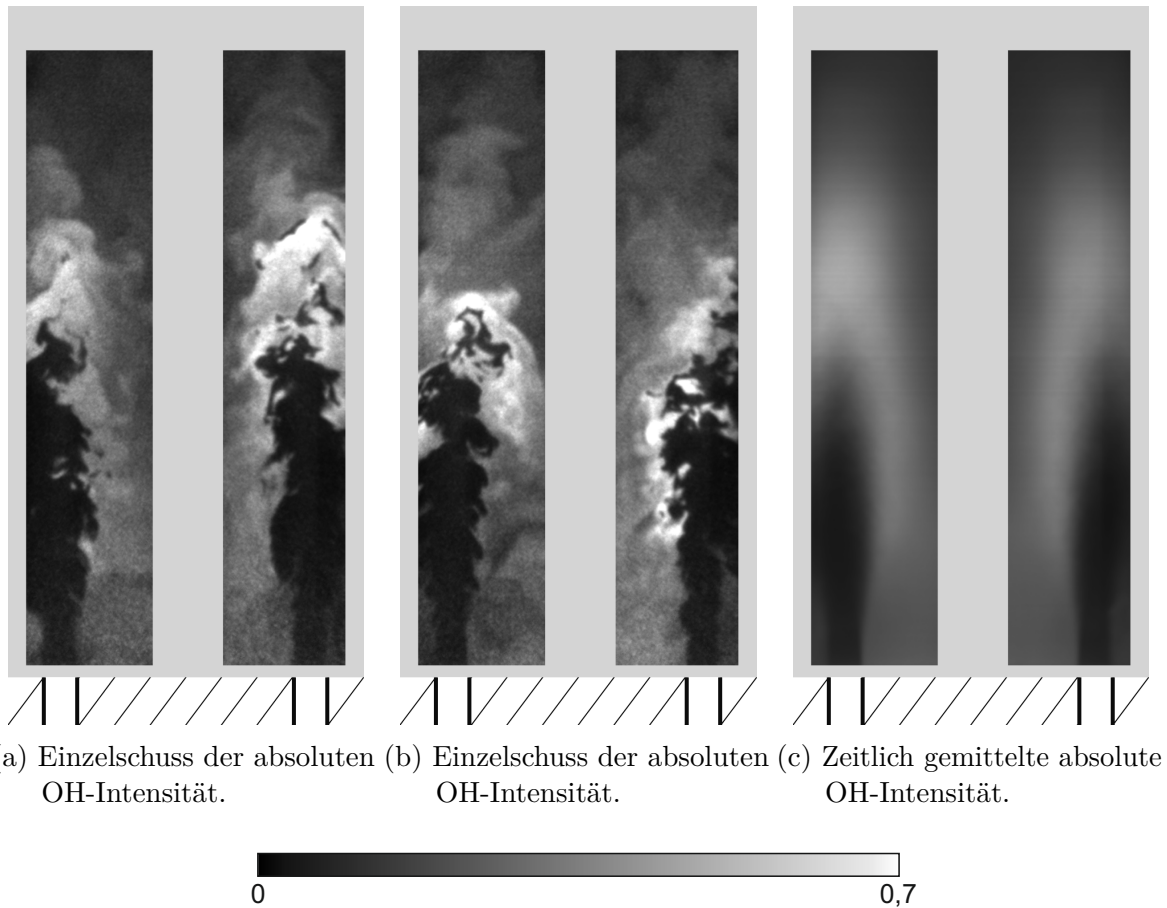


Abbildung 5.11: Vergleich von zwei Einzelschussbildern mit der zeitlich gemittelten absoluten OH-Intensität des reagierenden Volllastfalls (PC100) bei  $T_V = 700\text{ °C}$ ,  $P_{th,n} = 100\%$  und  $\lambda = 2,2$ .

Die in Abb. 5.12a dargestellte FSD zeigt die Lage der Flammenfront, welche über den maximalen OH-Gradienten ermittelt wurde, im zeitlichen Mittel. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der FSD mit der mittleren OH\*-Chemolumineszenz Aufnahme in Abb. 5.12b in Bezug auf die Ausdehnung stromab des einströmenden Frischgasstrahls. An der Grenzfläche zwischen einströmendem Frischgas und rezirkuliertem OH-haltigen Abgas ergibt sich aufgrund der kurzen Mischungszeit nahe der Düse ein steiler Gradient. Dieser wird vom Auswertalgorithmus als Flamme interpretiert, wodurch die Ausdehnung der Flamme in Richtung der Brennerstirnplatte von der FSD überschätzt wird. Die Aufnahmen weisen jedoch eine Asymmetrie zwischen der linken und der rechten Düse auf. Dies könnte sowohl auf die nicht vollständig symmetrische Brennkammergeometrie (s. Abb. 4.5) durch die etwas dickere Brennkammerstrebe für den Zünder als auch auf eine inhomogene Verteilung des Brennstoffs auf die beiden Düsen durch Fertigungstoleranzen oder die nur von einer Seite erfolgende Brennstoffzufuhr zurückzuführen sein.

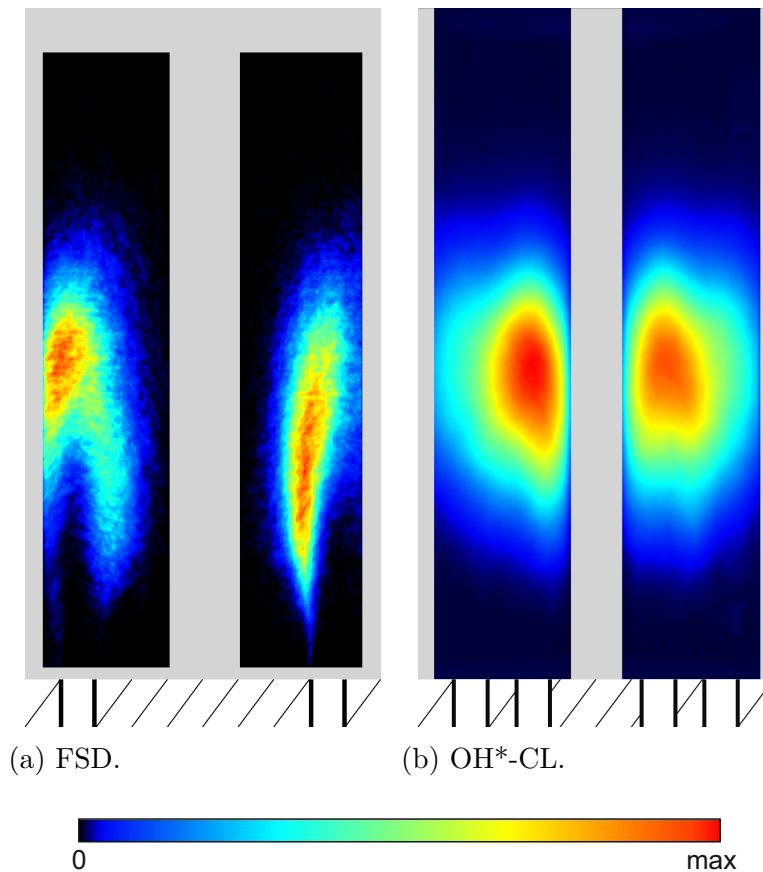


Abbildung 5.12: Vergleich der zeitlich gemittelten OH-Gradienten (FSD) mit der zeitlich gemittelten OH\*-CL Aufnahme des reagierenden Volllastfalls bei  $T_V = 700\text{ °C}$ ,  $P_{th,n} = 100\%$  und  $\lambda = 2,2$ .

Eine Überlagerung des instantanen Geschwindigkeitsfelds der Abb. 5.10b mit dem korrespondierenden OH-PLIF-Bild (s. Abb. 5.11b) ist in Abb. 5.13 dargestellt. Hier wird die Interaktion von Strömungsfeld und Verbrennung (anhand der OH-Intensität) ersichtlich. Die Stromlinien folgen der gekrümmten Form der Frischgas/Abgas-Grenze. Wie an der rechten Düse gut zu sehen, transportieren Wirbel reagiertes Gas von der inneren Scherschicht in Richtung der Jetachse (s. Markierung). Dies wurde ebenfalls von Severin et al. [101] beobachtet. Sie beobachteten, dass im Bereich stromab der Düsen Zündkerne überwiegend an derartigen Wirbeln in der Scherschicht auftraten und so zu einer Stabilisierung der Flamme beitragen. Auch dies weist auf die Bedeutung von Selbstzündungsereignissen für die Flammenstabilisierung in FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennern hin (vgl. Kap. 5.1.1). Ebenfalls an der rechten Düse befindet sich am stromabseitigen Ende des Frischgasstrahls quer dazu ein Bereich mit nahezu geschlossener Reaktionszone bei gleichzeitig hoher Geschwindigkeit an dieser Stelle. Die Beschleunigung der Strömung könnte hier auf die Expansion des verbrannten Gases zurückzuführen sein.

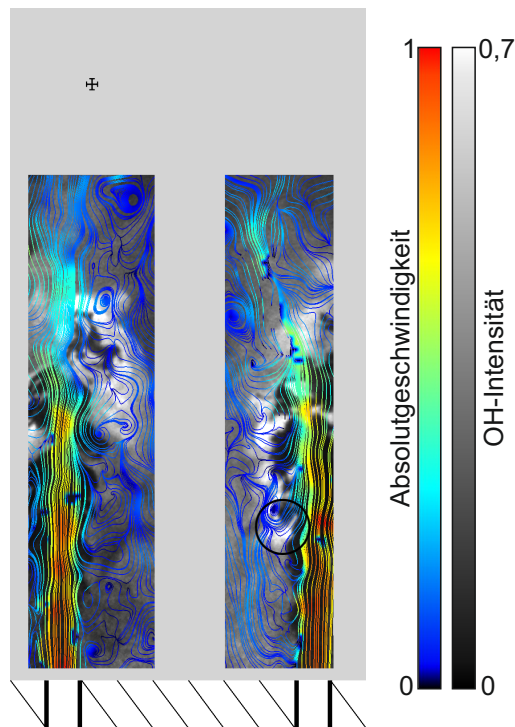


Abbildung 5.13: Überlagerung des Strömungsfelds und der OH-Konzentration des reagierenden Volllastfalls bei  $T_V = 700 \text{ °C}$ ,  $P_{th,n} = 100 \%$  und  $\lambda=2,2$ .



### 5.1.4.2 Teillast (PC20)

Beim Betrieb einer MGT in Teillast verschiebt sich die Verbrennung zu mageren Bedingungen. Im Fall der Mikrogasturbine *EnerTwin* beträgt der erwartete Unterschied in der Luftzahl etwa  $\Delta\lambda = 0,75$ . Wie bereits in Kap. 5.1.3 gezeigt, führt eine Erhöhung der Luftzahl unabhängig von der thermischen Leistung zu einer verteilteren Flamme.

Abbildung 5.14 zeigt zwei typische OH-PLIF Einzelschüsse sowie die zeitlich gemittelte OH-Intensität für den Teillastfall bei einer normierten thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 69\%$ , einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 700^\circ\text{C}$  und einer Luftzahl von  $\lambda = 3,0$ .

Auch hier zeigt sich der instationäre Charakter der Strömung. Die Ausdehnung der Frischgasstrahlen ändert sich in den Abbildungen 5.14a und 5.14b sowohl in axialer als auch in radialer Richtung deutlich. Die maximale OH-Intensität findet sich hauptsächlich zwischen, aber auch in Bereichen stromab der einströmenden Frischgasstrahlen. Im

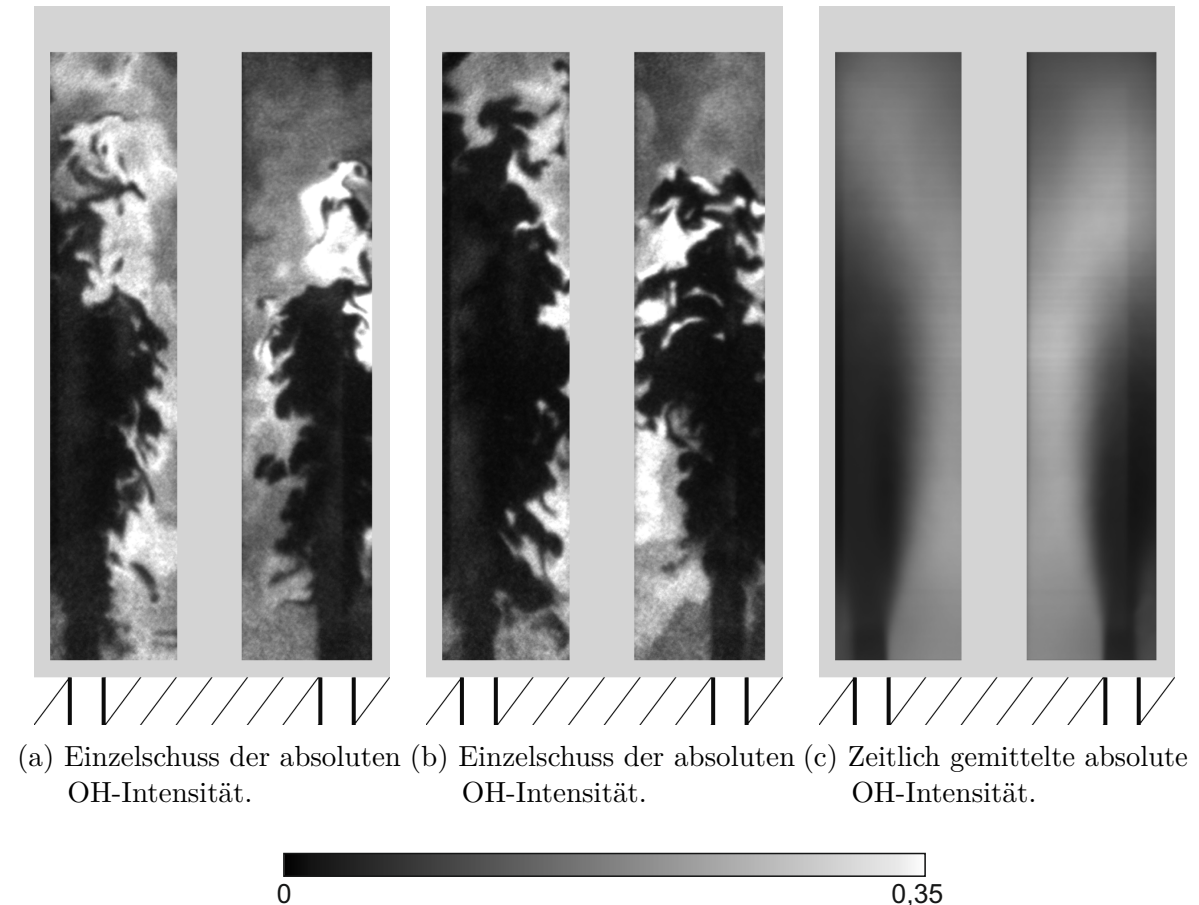


Abbildung 5.14: Vergleich von zwei Einzelschussbildern mit der zeitlich gemittelten absoluten OH-Intensität des reagierenden Teillastfalls bei  $T_V = 700^\circ\text{C}$ ,  $P_{th,n} = 69\%$  und  $\lambda = 3,0$ .

Vergleich zum Volllastfall (vgl. Abb. 5.11) dringen die Frischgasstrahlen jedoch deutlich weiter in die Brennkammer ein und weisen auch eine größere radiale Ausdehnung auf.

Die größere Eindringtiefe der Frischgasstrahlen im Teillastfall zeigt sich auch in der FSD in Abb. 5.15a durch eine Verschiebung der Wärmefreisetzungzone weiter stromab.

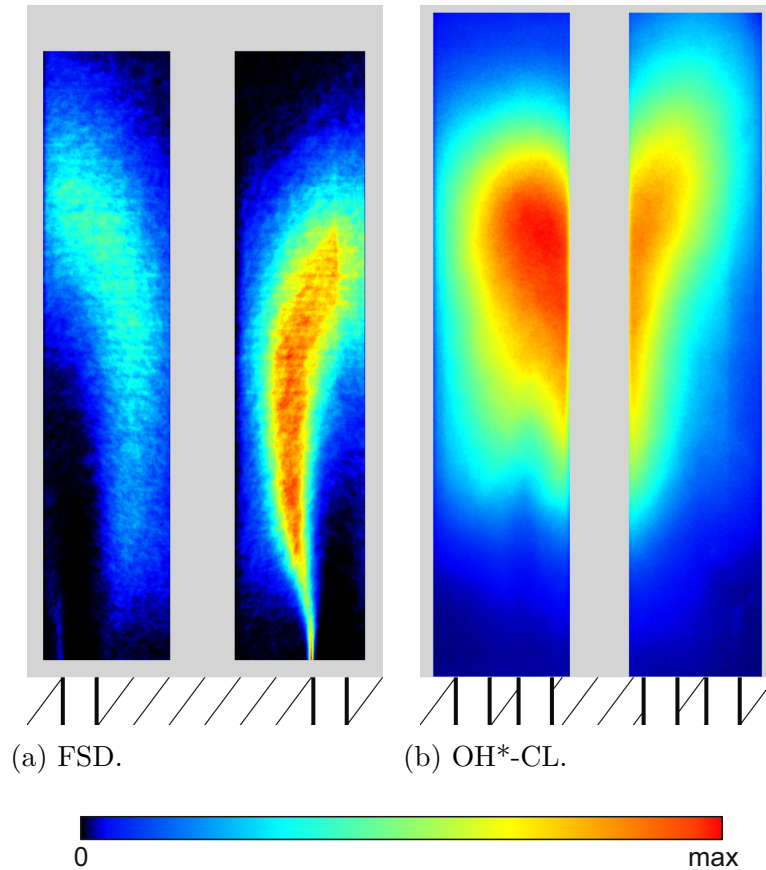


Abbildung 5.15: Vergleich der zeitlich gemittelten OH-Gradienten (FSD) mit der zeitlich gemittelten OH\*-Chemolumineszenz Aufnahme des reagierenden Teillastfalls bei  $T_V = 700 \text{ °C}$ ,  $P_{th,n} = 69 \%$  und  $\lambda = 3,0$ .

Die Fehlinterpretation des Auswertalgorithmus in der Nähe der Düsen wird hier noch deutlicher als im Volllastfall (s. Abb. 5.15a), da die lokale OH-Signal-Intensität bei höheren Luftzahlen noch niedriger ist. Das gemittelte OH\*-Chemolumineszenz-Bild (s. Abb. 5.15b) weist jedoch nicht auf signifikante Reaktionen nahe der Düsen hin. Die Abweichungen in der Ausbreitung stromab der Reaktionszone lassen sich höchstwahrscheinlich auf die schlechte Detektierbarkeit von schwachen Gradienten durch den Gradientenfilter sowie auf das räumlich integrierte Signal der OH\*-CL zurückführen. Neben den bereits in Kap. 5.1.4.1 erwähnten möglichen Gründen für die auftretende Asymmetrie zwischen der linken und der rechten Düse (leicht asymmetrische Brennkammer durch dickere

Zünderstrebe, inhomogene Brennstoffverteilung), fallen im Teillastfall aufgrund einer geringeren absoluten Spreizung der Signalintensitäten Asymmetrien stärker ins Gewicht. Durch die insgesamt deutlich längere Wärmefreisetzungszone stellt der Teillastbetrieb den maßgeblichen Fall für die axiale Positionierung der Mischluftbohrungen dar. Diese sollten sich möglichst weit stromab am Ende der Brennkammer befinden, um ein vorzeitiges Quenchen der Flamme zu vermeiden. Wie auch im Volllastfall ist das Strömungsfeld im Teillastfall hoch turbulent. Dies zeigt sich auch anhand der instantanen Stromlinienbilder in Abb. 5.16a und 5.16b (korrespondierend zu Abb. 5.14a und 5.14b) mit den sich aufrollenden Wirbeln. Wie zu erwarten zeigt die Standardabweichung in Abb. 5.16c auch im Teillastfall die höchsten Werte im Bereich der Scherschicht zwischen einströmendem Gas und dem rezirkuliertem Abgas.

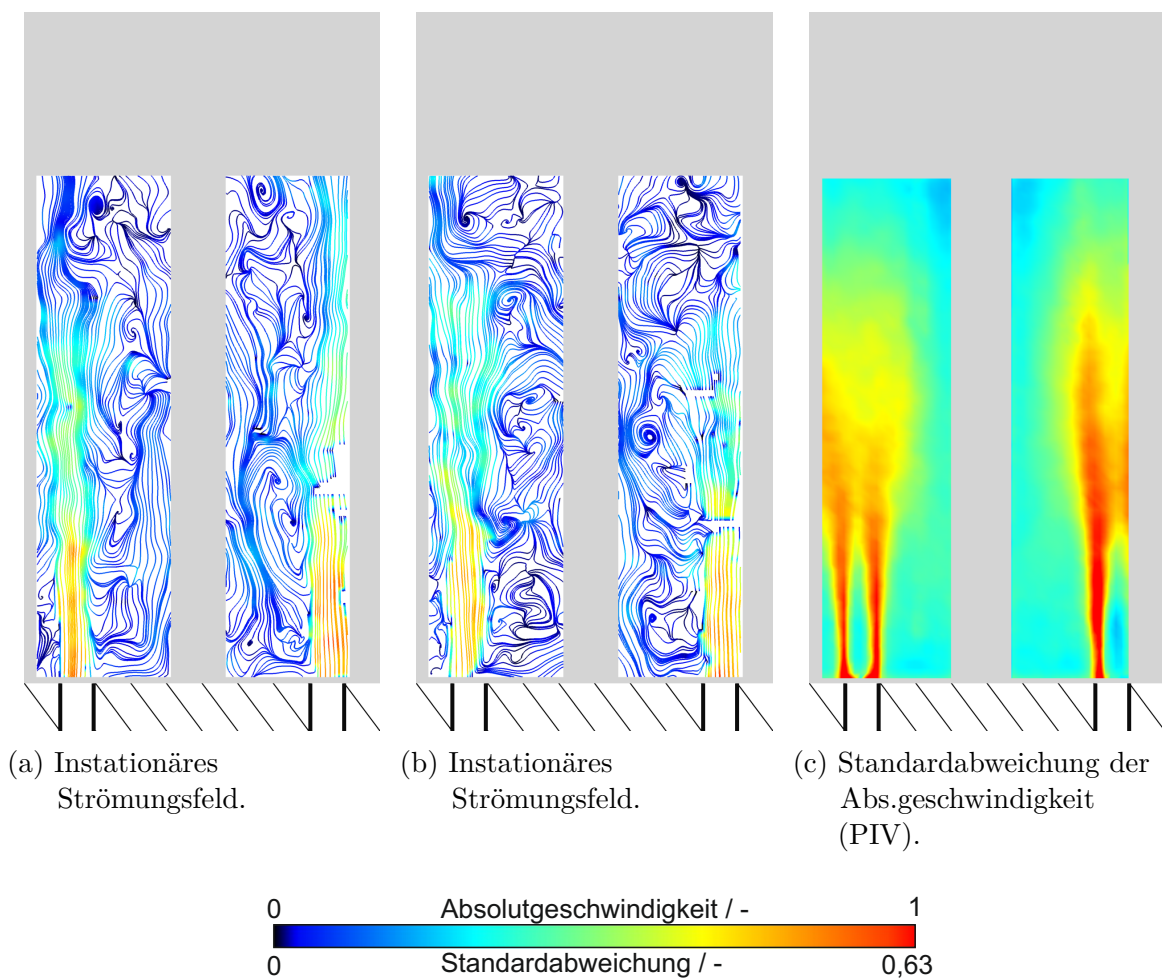


Abbildung 5.16: Geschwindigkeitsfeld (PIV) des reagierenden Teillastfalls bei  $T_V = 700\text{ °C}$ ,  $P_{th,n} = 69\%$  und  $\lambda = 3,0$ .

### 5.1.5 Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der numerischen Simulation

Neben der Auslegung des Brennerkammersystems für die MGT und der Festlegung des Brennerbetriebsbereichs in der Maschine, stellt die Überprüfung und Bewertung der Eignung der eingesetzten numerischen Modelle mit Hilfe laserbasierter Messtechnik am atmosphärischen Brennerprüfstand ein weiteres Ziel dieser Arbeit dar. Wichtige Kriterien für die Brennerauslegung sind hierbei zum einen die Länge der Rezirkulationszone, um ein etwaiges Zurückziehen von Mischluft zur Flammenwurzel beurteilen zu können, und zum anderen die Ausdehnung der Wärmefreisetzungszone, insbesondere in axialer Richtung (vgl. Kap. 4.3), um ein Quenchen der Flamme durch eine zu weit stromauf liegende Mischlufteindüsung zu vermeiden. Zur Beurteilung der Qualität der numerischen Simulation werden diese Kriterien daher mit dem Experiment verglichen. Des Weiteren erfolgt ein Vergleich der Geschwindigkeitsprofile über den Verlauf der Brennkammer sowie exemplarisch die Betrachtung weiterer Turbulenzgrößen, um Ursachen für Abweichungen zwischen Simulation und Experiment besser eingrenzen zu können.

#### 5.1.5.1 Volllast (PC100)

Die folgenden Abschnitte vergleichen die numerischen Ergebnisse mit den experimentellen Daten für den Volllastfall bei einer normierten thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 100\%$ , einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 700\text{ °C}$  und einer Luftzahl von  $\lambda = 2,2$ . Eine Übersicht über die numerisch untersuchten Lastfälle und deren Randbedingungen gibt Tab. 4.2 in Kap. 4.2.1.2.

**Strömungsfeld** Um zu überprüfen, ob das eingesetzte Turbulenzmodell in der Lage ist, die Hauptcharakteristika des Strömungsfelds, wie beispielsweise die Lage der Rezirkulationszone, wiederzugeben, wurden die axialen und radialen Geschwindigkeitskomponenten in der Messebene in unterschiedlichen Abständen stromab der Düse ausgewertet. Abbildung 5.17 zeigt diese Geschwindigkeitsprofile für den reagierenden Volllastfall (Fall 2). Der axiale Abstand  $x$  zum Brennkammereintritt ist darin als Vielfaches des Düsendurchmessers  $d$  gegeben. Zur besseren Einordnung sind die verschiedenen axialen Abstände als weiße Linien in Abb. 5.21b eingezeichnet. Die experimentellen Daten weisen eine leichte Asymmetrie auf, welche auf verschiedene Ursachen zurückgeführt werden kann. Einerseits können beispielsweise Toleranzen aus dem Herstellungsprozess, welche insbesondere bei den kleinen Dimensionen des Brenners zum Tragen kommen, zu Asymmetrien führen.

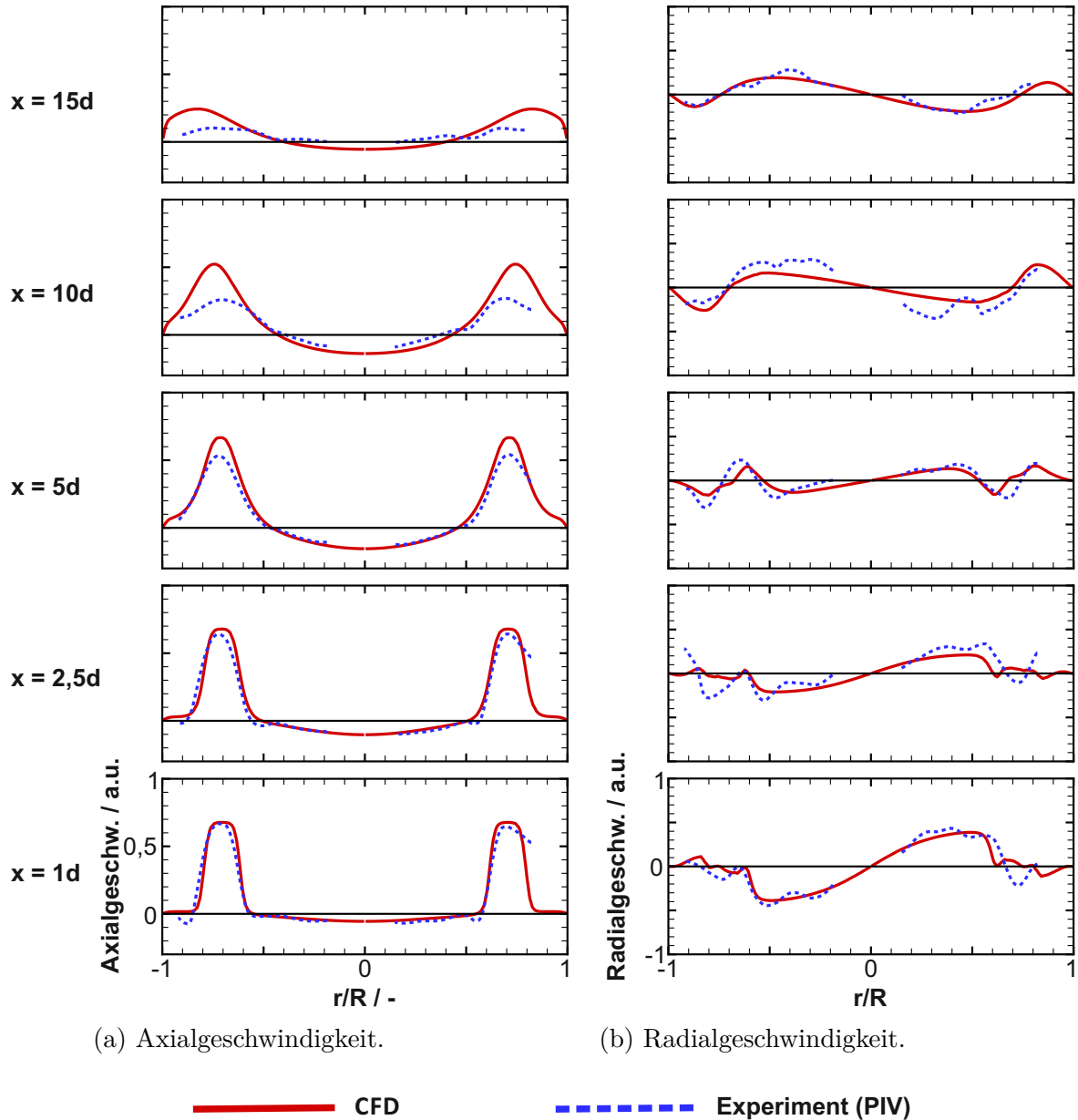


Abbildung 5.17: Geschwindigkeitsprofile des reagierenden Volllastfalls (Fall 2) für verschiedene Axialpositionen bei  $T_V = 700^\circ\text{C}$ ,  $P_{th,n} = 100\%$  und  $\lambda = 2,2$ .

Andererseits kann auch der experimentelle Aufbau, der eine etwas größere Brennkammerstrebe für die Aufnahme des Zünders und der Instrumentierung aufweist (s. Abb. 4.4), zu einer Asymmetrie führen. Darüber hinaus ist das Verhältnis der Laserlichtschnittdicke zum Düsendurchmesser  $d$  aufgrund der geringen Bauteildimensionen vergleichsweise groß. Die axiale Geschwindigkeit stellt bei dem hier untersuchten Brenner die dominante Geschwindigkeitskomponente dar und ist im Allgemeinen eine Größenordnung

höher als die Radialgeschwindigkeit. Wie Abb. 5.17a zeigt, weisen die Ergebnisse der numerischen Simulation eine gute qualitative Übereinstimmung mit dem Experiment bezüglich der axialen Geschwindigkeitskomponente auf. Während die Geschwindigkeit in der Rezirkulationszone und auch kurz nach der Düse gut getroffen wird, wird die Maximalgeschwindigkeit der Jets weiter stromab von der Simulation jedoch überschätzt. Mit wachsendem Abstand zur Düse verschiebt sich der Jet leicht von der Brennerachse weg nach außen, hin zu größeren Radienverhältnissen  $r/R$ . Im Experiment kann hier dagegen kein klarer Trend beobachtet werden. Die Breite der Rezirkulationszone wird mit zunehmendem axialen Abstand  $x$  etwas überschätzt. Die Geschwindigkeitskomponente in radialer Richtung zeigt Abb. 5.17b. Die Simulation gibt den Trend des Experiments gut wieder, auch wenn einige lokale Phänomene wie beispielsweise Geschwindigkeitsspitzen nur unzureichend abgebildet werden. Im nicht-reagierenden Vollastfall (Fall 1) zeigen sich in den axialen und radialen Geschwindigkeitsprofilen die gleichen Trends wie im reagierenden Fall. Daher sei an dieser Stelle für detailliertere Ergebnisse auf Abb. A.2 im Anhang A.4.1 verwiesen.

Ein Vergleich des Strömungsfelds in der untersuchten Brennersymmetrieebene ist in Abb. 5.18 dargestellt. Die Überschätzung der Breite der Rezirkulationszone in der Simu-

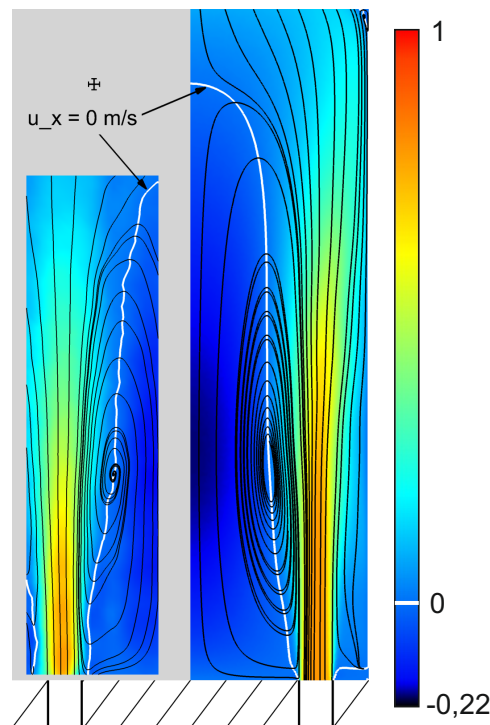


Abbildung 5.18: Gemitteltetes Strömungsfeld mit Stromlinien und Axialgeschwindigkeit bei  $T_V = 700 \text{ °C}$ ,  $P_{th,n} = 100 \%$  und  $\lambda = 2,2$ : Vergleich zwischen PIV (links) und CFD-Fall 2 (rechts).

lation, welche bereits in den axialen Geschwindigkeitsprofilen in Abb. 5.17a zu sehen ist, wird auch hier deutlich. Neben der Breite wird auch die Länge der Rezirkulationszone um ca. 15 - 18% überschätzt. Da der Stagnationspunkt im Experiment durch die Brennkammerstrebe verdeckt wird, handelt es sich bei dem angegebenen Wert um eine mittels Extrapolation der Linie mit  $u_x = 0$  m/s erhaltene Abschätzung. Auffällig ist hier auch, dass die Eindringtiefe des Jets in der Simulation deutlich größer als im Experiment ist. Gleichzeitig wird jedoch die Lage des Zentrums der Rezirkulation sehr gut wiedergegeben.

Sowohl die Überschätzung der Maximalgeschwindigkeit des Strahls als auch die Überschätzung der Rezirkulationszone sind in diesem Fall unabhängig von der Vorwärmtemperatur. Dies zeigte sich anhand von Simulationen, bei denen die Vorwärmtemperatur abgesenkt wurde. Für detailliertere Ergebnisse, wie Geschwindigkeitsprofile und Axialgeschwindigkeit mit Rezirkulationszone, bei einer niedrigeren Vorwärmtemperatur sei an dieser Stelle auf Anhang A.4.2 verwiesen. Um die Ursache für die Abweichungen im Strömungsfeld einzugrenzen, wurden zusätzliche Größen wie beispielsweise in Abb. 5.19 die skalare Scherrate  $S$  nach Gl. 2.44 und Gl. 3.2 ausgewertet. Aufgrund der im Experiment

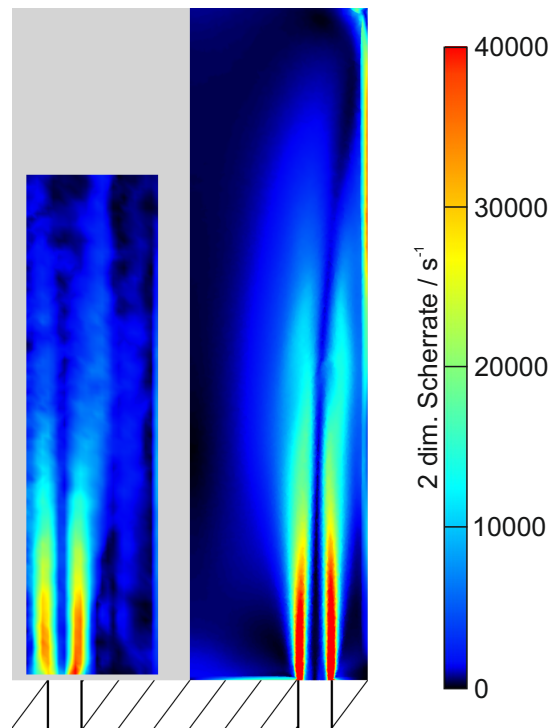


Abbildung 5.19: Vergleich der zeitlich gemittelten zweidimensionalen skalaren Scherrate  $S_{2d}$  des reagierenden Vollastfalls bei  $T_V = 700$  °C,  $P_{th,n} = 100\%$  und  $\lambda = 2,2$  zwischen Simulation und Experiment (bezogen auf den Maximalwert des Experiments).



fehlenden Größe  $\partial x_i$  senkrecht zur Ebene des Laserlichtschnitts, konnte die Auswertung jedoch nur in zwei Dimensionen, d. h. nur innerhalb der untersuchten Ebene, erfolgen. Die in Abb. 5.19 dargestellte zweidimensionale skalare Scherrate  $S_{2d}$  nach Gl. 3.3 weist zwar eine qualitative Übereinstimmung zwischen numerischer Simulation und Experiment auf, jedoch zeigt sich in der Simulation, wie schon bei der Axialgeschwindigkeit, eine Überschätzung der Scherrate aufgrund der Überschätzung der Axialgeschwindigkeit. Darüber hinaus werden durch die im Vergleich zum Experiment höhere Auflösung des Rechengitters die Gradienten besser aufgelöst.

Auch bei der Auswertung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  (vgl. Gl. 3.1) zeigen sich in Abb. 5.20 Abweichungen zwischen numerischer Simulation und Experiment. Das

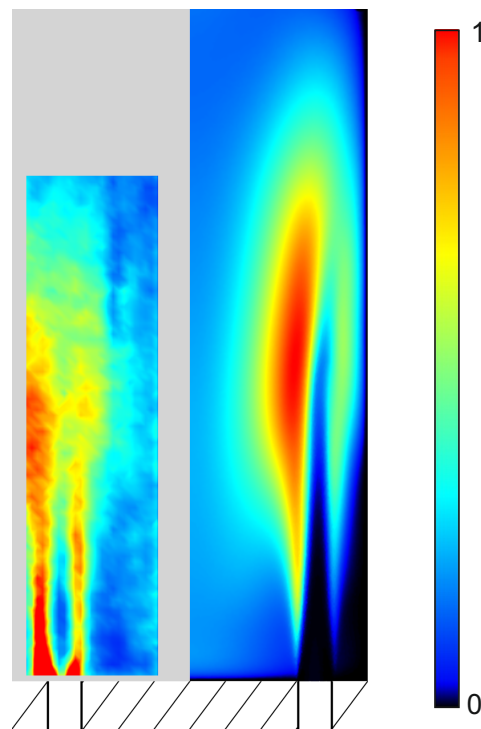


Abbildung 5.20: Vergleich der zeitlich gemittelten turbulenten kinetischen Energie  $k$  des reagierenden Volllastfalls bei  $T_V = 700\text{ °C}$ ,  $P_{th,n} = 100\%$  und  $\lambda = 2,2$ .

Ergebnis deutet darauf hin, dass die Turbulenz insbesondere am Austritt aus den Düsen in der Simulation stark unterschätzt wird. Hier wird sehr wahrscheinlich die durch Wirbelablösung am Düsenaustritt auftretende Turbulenz vom Turbulenzmodell nicht erfasst. Auch nahe der Brennkammerwand werden die turbulenten Fluktuationen unabhängig von der Berücksichtigung möglicher Wärmeverluste durch eine konstante Wandtemperatur von der Simulation unterschätzt. Dies stellt auch eine mögliche Ursache für die, im Vergleich zum Experiment, nicht ausreichende Ausbildung der äußeren Rezirkulation in der Simu-



lation dar. Aufgrund dieser Ergebnisse lassen sich die Abweichungen im Strömungsfeld mit hoher Wahrscheinlichkeit auf eine unzureichende Abbildung der Turbulenz durch das SST-Turbulenzmodell zurückführen. Insgesamt lassen sich die Hauptcharakteristika des Strömungsfelds jedoch mit den eingesetzten numerischen Modellen innerhalb des Auslegungsprozesses ausreichend wiedergeben.

**Wärmefreisetzung** Neben der Vorhersage der Rezirkulationszone stellt die Vorhersage der Lage der Wärmefreisetzung, insbesondere in axialer Richtung, eine wichtige Größe für die Brennerauslegung dar. In Abb. 5.21b ist die auf ihr jeweiliges Maximum normierte Wärmefreisetzungsrates dargestellt. Die horizontalen weißen Linien zeigen die

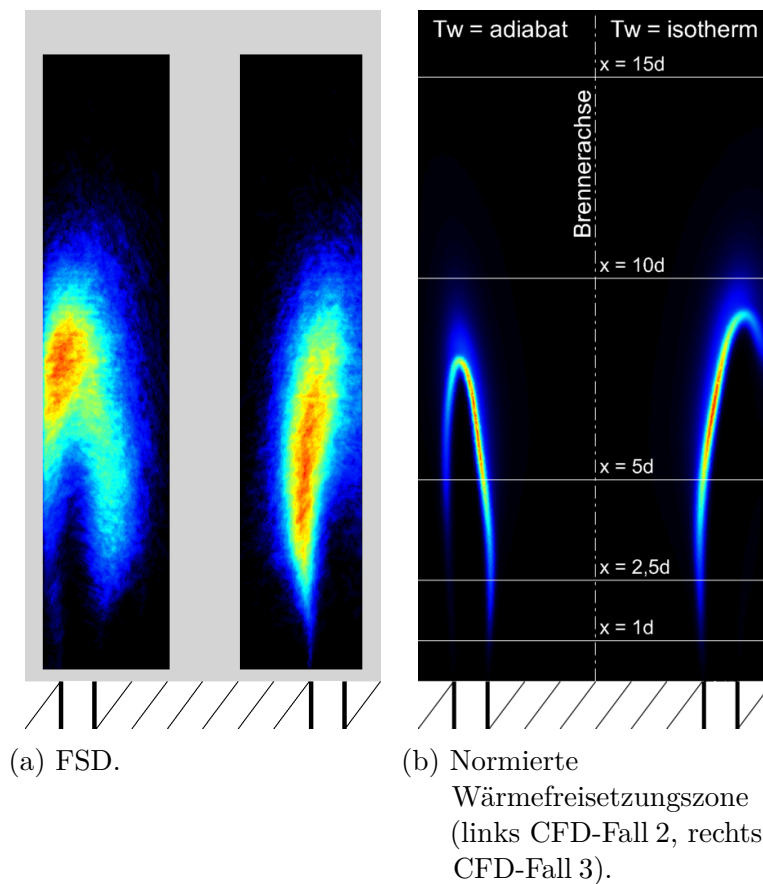


Abbildung 5.21: Vergleich der zeitlich gemittelten absoluten OH-Gradienten (FSD) mit der normierten Wärmefreisetzungszone der CFD-Simulationen für eine adiabate und eine isotherme Wand des reagierenden Volllastfalls bei  $T_V = 700\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $P_{th,n} = 100\%$  und  $\lambda = 2,2$ .

Auswerteposition der in Abb. 5.17, 5.22 und A.2 dargestellten Geschwindigkeitsprofile. Grundsätzlich wird die Lage der Wärmefreisetzungszone im Vollastfall, wie Abb. 5.21b zeigt, von den RANS-Simulationen ausreichend wiedergegeben. Jedoch zeigen sich auch hier - wie im Strömungsfeld - leichte Einschränkungen in der Vorhersagequalität. Zum einen zeigt sich die Wärmefreisetzung in der Simulation als dünne, den einströmenden Jet einhüllende Zone, zum anderen wird die radiale Ausdehnung der Wärmefreisetzungszone unterschätzt. Während in der linken Hälfte der Abbildung die Simulation mit adiabater Brennkammerwand (Fall 2) dargestellt ist, zeigt die rechte Hälfte eine Simulation, bei der die Wandtemperatur auf einen konstanten Wert von  $T_w = 1023\text{ K}$  gesetzt wurde, um einen Eindruck des Einflusses von möglichen Wärmeverlusten im Prüfstand zu gewinnen (Fall 3). Als Indikator für die Wandtemperatur dient hier das Thermoelement  $T_1$  am Ende der Brennkammer (s. Abb. 4.4). Eine weitere Reduzierung der Wandtemperatur hat außer Quenching-Effekten in Bereichen nahe der Wand keinen signifikanten Einfluss auf die Form und Lage der Wärmefreisetzungszone. Im Vergleich zur in Abb. 5.21a nochmals dargestellten FSD wird die Lage der Wärmefreisetzungszone insbesondere bei Berücksichtigung möglicher Wärmeverluste von der Simulation gut vorhergesagt. Die Dicke der Wärmefreisetzungszone wird jedoch in beiden Fällen unterschätzt.

Die Abbildungen 5.10a - 5.10c, 5.11a und 5.11b zeigen, dass die Scherschicht durch die Wirbelablösungen überwiegend in radialer Richtung fluktuiert. Wie in Abb. 5.13 gezeigt, folgt die Flammenfront dabei den Stromlinien. Diese Querbewegungen werden allem Anschein nach in den stationären RANS Simulationen nicht ausreichend abgebildet, was sehr wahrscheinlich auf die Unterschätzung der turbulenten kinetischen Energie (und damit der Turbulenz) durch das verwendete Turbulenzmodell zurückzuführen ist. Für eine Verbesserung der Vorhersagequalität in Bezug auf die transienten Fluktuationen und deren Einfluss, wären hier aufwändigere Simulationen, wie beispielsweise LES, notwendig [42], welche zumindest die großen Strukturen direkt berechnen und nur die kleinen Wirbelstrukturen modellieren. Darüber hinaus handelt es sich bei LES um eine instationäre Simulation, welche die Bewegung der Scherschicht auch zeitlich aufgelöst wiedergibt. Da der Fokus innerhalb dieser Arbeit jedoch auf der Brennkammerauslegung liegt, wären LES aufgrund des deutlich erhöhten Rechenzeit- und Ressourcenaufwands höchstens für ein besseres Verständnis der finalen Brennerkonfiguration sinnvoll, nicht aber während des Auslegungsprozesses.

### 5.1.5.2 Teillast (PC20)

Wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt, sind die stationären RANS-Simulationen unter Berücksichtigung detaillierter Chemie in Verbindung mit einem A-PDF-Ansatz in der Lage, das Strömungsfeld sowie die Position der Wärmefreisetzungszone mit leichten Einschränkungen für eine diskrete Flamme vorherzusagen. Im Teillastfall erfolgt die Verbrennung in einer MGT jedoch bei deutlich mageren Bedingungen, welche zu einer Ausbreitung der Flamme im Brennkammervolumen führen. Es stellt sich die Frage, ob die eingesetzten numerischen Modelle auch für die Simulation von verteilteren Flammen geeignet sind. Daher werden im folgenden Abschnitt die experimentellen Ergebnisse denen der CFD Simulationen bei Teillastbedingungen gegenübergestellt, d. h. bei einer auf Vollastbedingungen normierten thermischen Leistung von  $P_{th,n} = 69\%$ , einer Vorwärmtemperatur von  $T_V = 700\text{ °C}$  und einer Luftzahl von  $\lambda = 3,0$ .

**Strömungsfeld** Die in Abb. 5.22a gezeigten axialen Geschwindigkeitsprofile weisen wie auch die in Abb. 5.22b gezeigten radialen Geschwindigkeitsprofile, mit den in Kap. 5.1.5.1 beschriebenen Einschränkungen, eine ebensolche gute qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen Daten auf wie der nicht-reagierende und reagierende Vollastfall (vgl. Abb. A.2a und 5.17a bzw. A.2b und 5.17b).

**Wärmefreisetzung** Wie Abb. 5.23 zeigt, ist die Vorhersagequalität der stationären RANS-Simulation in Bezug auf die Wärmefreisetzungszone, zumindest unter den Bedingungen am atmosphärischen Brennerprüfstand, im mageren Teillastfall unzureichend. Da die adiabate Flammentemperatur im Vergleich zum Vollastfall ( $\lambda = 2,2$ ) bei einer Luftzahl von  $\lambda = 3,0$  ca. 224 K geringer ist und die Reaktionsgeschwindigkeiten nach Arrhenius nicht-linear von der Temperatur abhängig sind (vgl. Gl. 2.4), fallen hier die zusätzlichen Wärmeverluste von ca. 40 % gegenüber dem adiabaten Fall überproportional ins Gewicht. Im Vergleich zum Fall mit adiabater Wand erhöht sich die Ausdehnung der Wärmefreisetzungszone in axialer Richtung um ca. 31 %. Werden mögliche Wärmeverluste (wie hier beispielsweise durch eine konstante Brennkammerwandtemperatur von  $T_w = 1021\text{ K}$  aus dem Experiment) berücksichtigt, kann die Vorhersagequalität der Form und Lage der Wärmefreisetzungszone deutlich verbessert werden.

Die Ergebnisse des Vergleichs zwischen Simulation und Experiment zeigen, dass sich stationäre RANS-Simulationen prinzipiell zur Auslegung eines derartigen Brennersystems einsetzen lassen. Während die Hauptcharakteristika wie beispielsweise die Rezirkulati-

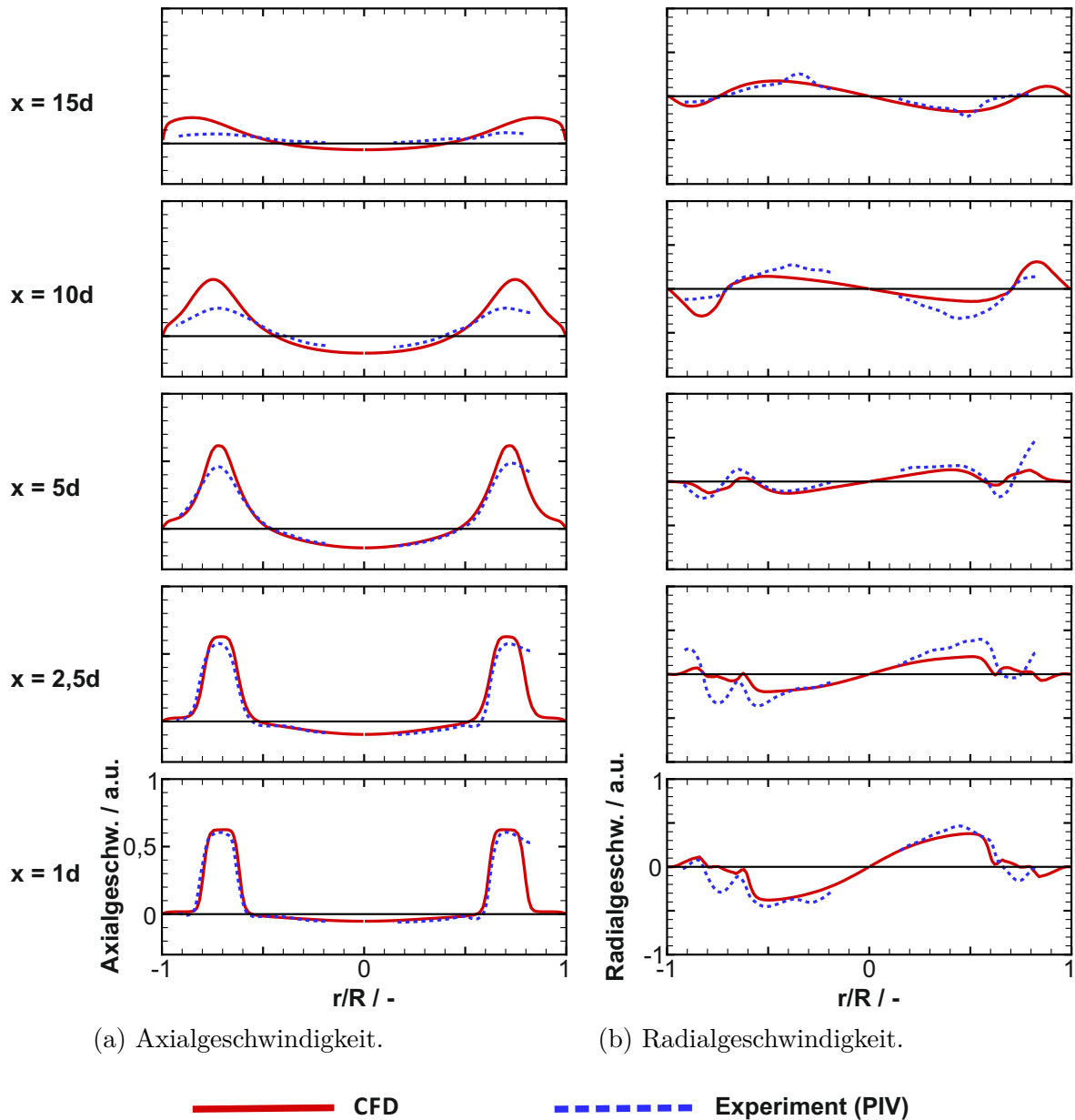


Abbildung 5.22: Geschwindigkeitsprofile des reagierenden Teillastfalls (Fall 4) für verschiedene Axialpositionen bei  $T_V = 700^\circ\text{C}$ ,  $P_{th,n} = 69\%$  und  $\lambda = 3,0$ .

onszone der Strömung gut wiedergegeben wird, zeigen sich jedoch Einschränkungen hinsichtlich der Vorhersage der maximalen Jetgeschwindigkeit im Verlauf der Brennkammer sowie der axialen Länge der Rezirkulationszone. Des Weiteren sitzt die Wärmefreisetzungszone im Experiment etwas weiter stromab. Im Vergleich zur Simulation, die die Wärmefreisetzung als den eindringenden Strahl umhüllende dünne Zone zeigt, ist diese im Experiment deutlich verteilter. Im Fall einer Verbrennung unter vergleichsweise mageren

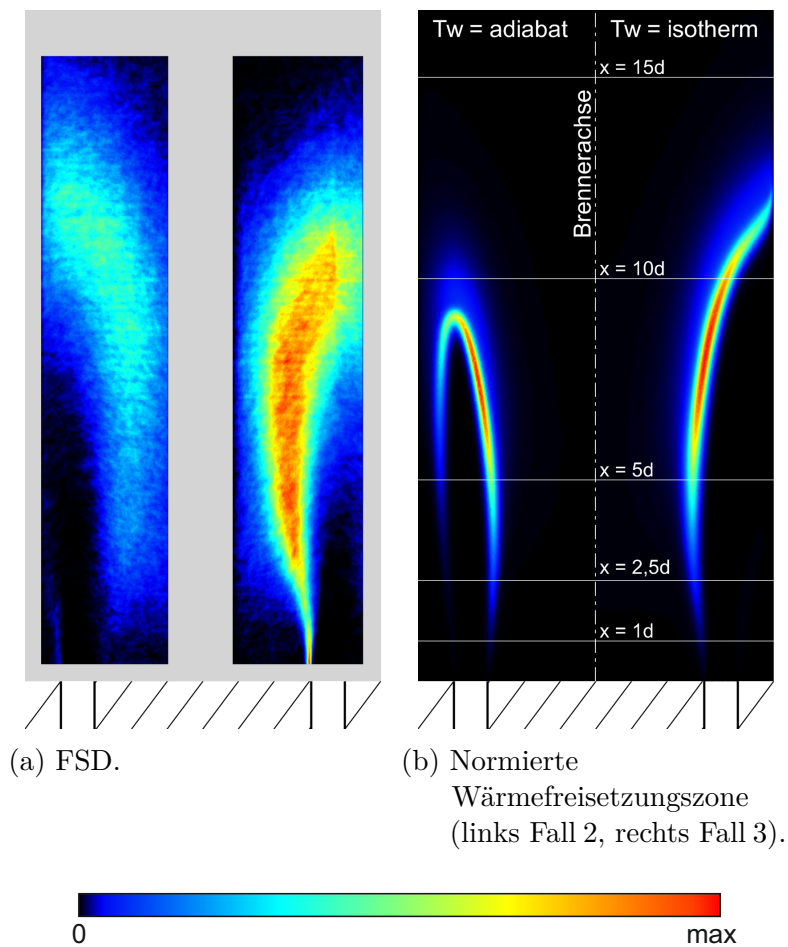


Abbildung 5.23: Vergleich der zeitlich gemittelten absoluten OH-Gradienten (FSD) mit der normierten Wärmefreisetzungszone der CFD-Simulationen für eine adiabate und eine isotherme Wand des reagierenden Teillastfalls bei  $T_V = 700\text{ °C}$ ,  $P_{th,n} = 69\%$  und  $\lambda = 3,0$ .

Bedingungen bzw. bei niedrigen adiabaten Flammentemperaturen, sollten auftretende Wärmeverluste möglichst berücksichtigt werden, da die Simulation sonst insbesondere die axiale Ausdehnung der Wärmefreisetzungszone deutlich unterschätzt.

## 5.2 Brennkammersystem für die Mikrogasturbine

Im Vergleich zum Design für den atmosphärischen Brennerprüfstand ergeben sich im Brennkammerdesign für die Anwendung in der Mikrogasturbine einige Änderungen. Um eine Beschädigung der Turbine zu vermeiden, muss in der MGT die Abgastemperatur vor dem Eintritt in die Turbine abgesenkt werden. Dies erfolgt über die Zuführung von

Mischluft über sogenannte Mischluftbohrungen am Ende der Brennkammer wie in Abb. 4.7 dargestellt. Des Weiteren erfolgt die Verbrennung, abhängig vom Lastpunkt, bei Drücken von bis zu 3 bar, weshalb das Brennkammersystem von einem metallischen Druckgehäuse umgeben ist. Das Flammrohr ist ebenfalls aus Metall und rund ausgeführt. Die Einheit aus Brennkammersystem mit Druckgehäuse, Turbine und Zuführung zum Heißgasstrang des Rekuperators befindet sich in einem gemeinsamen, isolierten Gehäuse. Die Ergebnisse der numerischen Brennersystemauslegung für die MGT werden exemplarisch anhand einer Mischluftgeometrie mit zwölf Mischluftbohrungen aufgezeigt.

### 5.2.1 Numerische Auslegung des Brennkammersystems

Der Schwerpunkt der numerischen Auslegung lag auf der Bestimmung der Öffnungsfläche und der Lage der Mischluftbohrungen. Es galt diese zum einen so zu dimensionieren, dass sich die Aufteilung zwischen Primär- und Sekundärluft so einstellt, dass sich am Brennerkopf die im atmosphärischen Brennerprüfstand gefundene Soll-Luftzahl von  $\lambda = 2,1$  ergibt. Zum anderen sollte durch ihre axiale Position ein direktes Quenchen der Flamme und damit erhöhte CO- und UHC-Emissionen und ggf. eine instabile Verbrennung vermieden werden. Um Wärmeverluste im Brennerdesign für MGTs in verlässlichem Maß abzubilden, müsste die Wärmeleitung durch die Flammrohr- und die Druckgehäuswand inkl. Strahlungsanteilen in der Simulation berücksichtigt werden. Da jedoch Wandwärmeübergänge und Strahlung in THETA nicht ausreichend berücksichtigt werden können und im Gegensatz zu den atmosphärischen Versuchen auch keine Messdaten zur Flammrohrwandtemperatur vorliegen, welche als Indikator dienen könnten, wurde in der Auslegungssimulation des Brennerdesigns auf die Berücksichtigung von Wärmeverlusten verzichtet und es wurden jeweils adiabate Wände angenommen. Für den Volllastfall ist dadurch nur ein geringer Einfluss auf die Wärmefreisetzungszone zu erwarten. Im Teillastfall ist von einer Unterschätzung der axialen Ausdehnung der Wärmefreisetzungszone durch die Simulation auszugehen. Jedoch sollte diese geringer ausfallen als im atmosphärischen Fall, da das Brennkammersystem zur Umgebung hin isoliert ist, so dass der atmosphärische Fall den Worst Case darstellt.

**Volllastfall (PC100)** Abbildung 5.24 zeigt die Temperaturverteilung in der Symmetrieebene des 60°-Brennkammersegments. Die heißesten Gebiete finden sich stromab der Wärmefreisetzungszone. Da die Symmetrieebene genau zwischen zwei Mischluftbohrungen liegt, ist die einströmende Mischluft in dieser Ebene nicht direkt zu sehen. Daher ist die axiale Lage der Mittelpunkte der Mischluftbohrungen durch eine rote Linie kenntlich

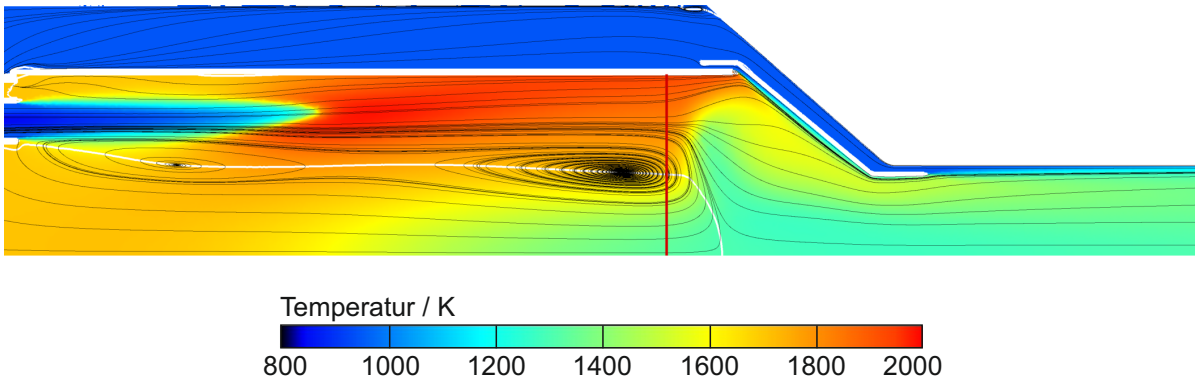


Abbildung 5.24: Temperaturverteilung mit Stromlinien und Rezirkulationsgebieten in der Symmetrieebene für den Vollastfall PC100.

gemacht. Rezirkulationsgebiete werden durch die weiße Linie, für die  $u_x = 0$  m/s gilt, abgegrenzt. Es zeigt sich ein langgezogenes inneres Rezirkulationsgebiet, welches sich bis zur Mischluftereindüsung erstreckt. Dieses sorgt dafür, dass ein Teil der Mischluft zurück zur Flammenwurzel gezogen wird und die Verbrennung lokal abmagert. Eine Auswertung der Temperatur in einer Ebene wenige Millimeter vor der Mischluftereindüsung zeigt, dass die Temperatur gegenüber der adiabaten Flammentemperatur um ca. 215 K abgesenkt wird. Dazu ist etwa ein Mischluftanteil von 24 % notwendig, was einer Luftzahl am Brenner von  $\lambda = 2,74$  entspräche. Wie jedoch in Kap. 5.1.5.1 gezeigt, wird die Länge der Rezirkulationszone unabhängig von Vorwärmtemperatur und Wärmeverlusten von der numerischen Simulation überschätzt. Da schwer abzuschätzen ist, ob und wie viel Mischluft tatsächlich zurückgezogen wird, wird aufgrund von Bauraumbeschränkungen an dieser Stelle ein Kompromiss eingegangen und das Zurückziehen von Mischluft in Kauf genommen. Die Einstellung der Aufteilung zwischen Primär- und Sekundärluft erfolgt dabei unabhängig von einer etwaigen Rezirkulation von Mischluft.

Abbildung 5.25 zeigt die normierte Wärmefreisetzungsrate des Vollastfalls. Das stromabseitige Ende der Wärmefreisetzungszone liegt dabei deutlich stromauf der Mischluftbohrungen. Wie in Kap. 5.1.5.1 gezeigt, können die eingesetzten numerischen Modelle im Bereich diskreter Flammen auch ohne Berücksichtigung von möglichen Wärmeverlusten die Lage der Wärmefreisetzungszone ausreichend genau vorhersagen. Damit ist die Gefahr eines direkten Quenchens der Flamme durch die Mischluft im Vollastfall nicht gegeben.

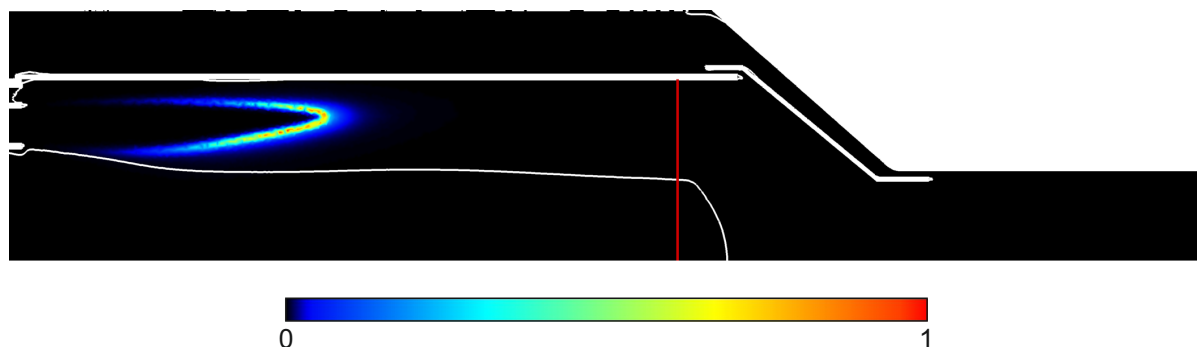


Abbildung 5.25: Normierte Wärmefreisetzungsrate mit Rezirkulationsgebieten in der Symmetrieebene für den Volllastfall PC100.

Anders als von Wüning und Wüning [20] für eine  $\text{NO}_x$ -arme Verbrennung angegeben, liegt die Rezirkulationsrate im vorliegenden Fall im Bereich von  $K_V = 0,5 - 0,6$  und damit deutlich unterhalb des empfohlenen Werts von  $K_V \geq 2$  (s. Abb. A.7 in Anhang A.4.3). Für höhere Rezirkulationsraten müsste die Geschwindigkeit in den Brennerdüsen deutlich erhöht werden, was allerdings wiederum zu einem Anstieg des Druckverlusts über das Brennkammersystem führen würde. In der MGT hat eine Erhöhung des Druckverlusts jedoch eine deutliche Reduktion des elektrischen Wirkungsgrads zur Folge, so dass es gilt den Druckverlust möglichst gering zu halten.

**Teillast (PC20)** Im Teillastfall verschiebt sich im Vergleich zum Volllastfall die Luftzahl am Brennerkopf wie erwartet um  $\Delta\lambda \approx 0,73$  zu einer Luftzahl von  $\lambda = 2,8$ . Die in Abb. 5.26 dargestellte Temperaturverteilung zeigt entsprechend der magereren Verbrennung ein niedrigeres Temperaturniveau als im Volllastfall (s. Abb. 5.24).

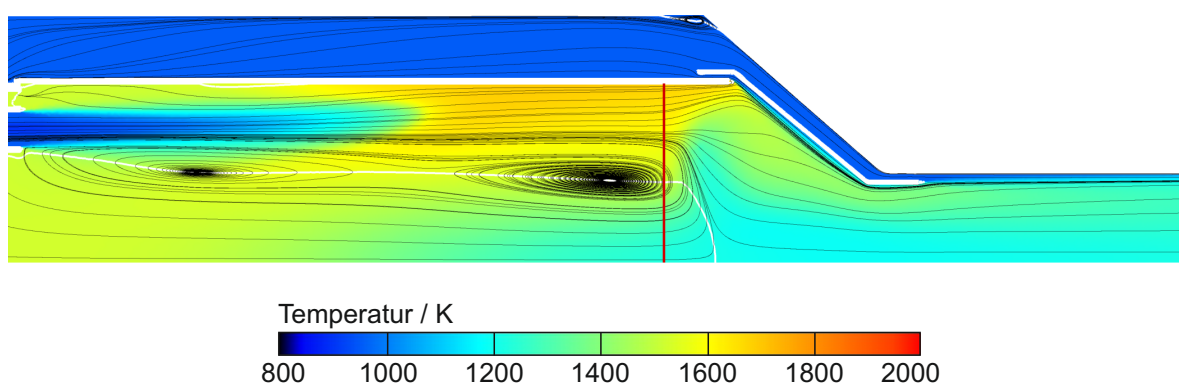


Abbildung 5.26: Temperaturverteilung mit Stromlinien und Rezirkulationsgebieten in der Symmetrieebene für den Teillastfall PC20.



Auch bei Teillast wird in der Simulation durch die sich bis zur Mischlufteindüsung erstreckende Rezirkulationszone ein Teil der Mischluft zur Flammenwurzel zurückgezogen. Die Auswertung der Temperatur in einer Ebene wenige Millimeter vor den Mischluftbohrungen zeigt eine Temperaturabsenkung von  $\Delta T \approx 186 \text{ K}$  gegenüber der adiabaten Flammentemperatur. Damit werden in der Simulation ca. 26 % der eingebrachten Mischluft zurückgezogen, was einer Abmagerung der Verbrennung auf eine Luftzahl von  $\lambda = 3,8$  entspricht. Da die Simulation, wie in Kap. 5.1.5.1 gezeigt, jedoch die Länge der Rezirkulationszone überschätzt, ist fraglich, ob im Betrieb der MGT tatsächlich Mischluft rezirkuliert wird.

Abbildung 5.27 zeigt die Wärmefreisetzungszone für den Teillastfall. Im Vergleich zum Volllastfall nimmt die axiale und radiale Ausdehnung der Wärmefreisetzungszone in Teillast wie erwartet zu. Anhand der in Kap. 5.1.5.2 gezeigten Ergebnisse ist eine Berücksichtigung der Wärmeverluste für die Vorhersage der Ausdehnung der Wärmefreisetzung unter den magereren Bedingungen des Teillastfalls empfehlenswert. Dies ist jedoch aufgrund der zur Verfügung stehenden Simulationswerkzeuge und Messdaten nicht möglich. Unter Annahme eines ähnlichen Einflusses der Wärmeverluste wie in der Konfiguration am atmosphärischen Prüfstand, d. h. einem Wachstum der Flammenlänge in axialer Richtung um ca. 31 %, endet die Wärmefreisetzungszone noch vor Eindüsung der Mischluft. Es ist jedoch davon auszugehen, dass die Wärmeverluste geringer als im atmosphärischen Fall sind und die Unterschätzung der Ausdehnung der Wärmefreisetzungszone somit geringer ausfällt. Aufgrund der Komplexität des Gesamtsystems in der MGT ist eine genaue Abschätzung der Änderung der Wärmeverluste gegenüber der Konfiguration im atmosphärischen Prüfstand praktisch nicht möglich. Daher muss hier eine gewisse Unsicherheit bzgl. der Lage der Wärmefreisetzungszone in Kauf genommen werden. Ein direktes Quenchen der Flamme kann jedoch aufgrund der oben genannten Abschätzungen nahezu ausgeschlossen werden.

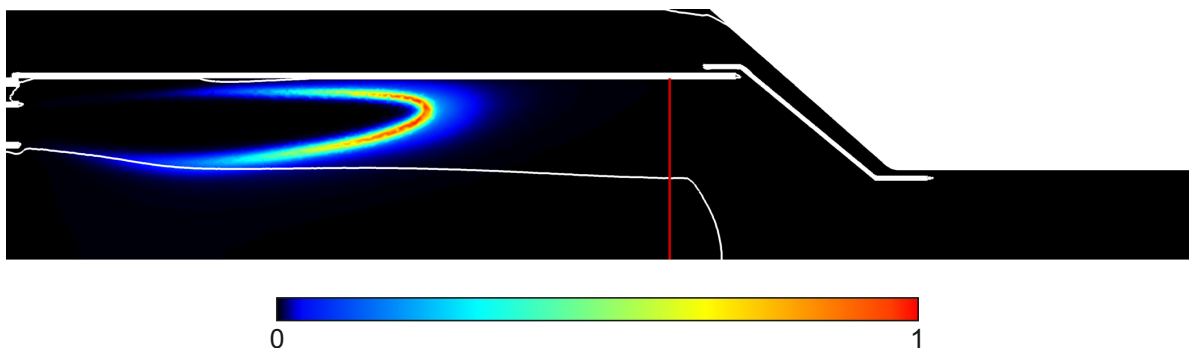


Abbildung 5.27: Normierte Wärmefreisetzungszone mit Rezirkulationsgebieten in der Symmetrieebene für den Teillastfall PC20.

Bei dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Brennkammersystem konnten die Anschlussmaße für die Verbindung zum stromauf gelegenen Rekuperator und zur stromab gelegenen Turbine (s. Abb. 1.1) sowie der Durchmesser und die Innenkontur des Druckgehäuses beibehalten werden. Um ein direktes Quenchen der Flamme durch die Mischluft sicher zu vermeiden und das Risiko einer etwaigen Rezirkulation von noch mehr Mischluft zu reduzieren, wurde jedoch das Flammrohr, und damit auch das Druckgehäuse, im Vergleich zum Originalsystem verlängert.

## 5.2.2 Experimentelle Untersuchungen

Der Schwerpunkt der Untersuchung des Brennkammersystems in der Mikrogasturbine *EnerTwin* lag insbesondere auf den Emissionen im stationären Betrieb. Des Weiteren wurde der Druckverlust betrachtet, da dieser für die Effizienz des Gesamtsystems von Bedeutung ist. Neben der oben in der numerischen Auslegung gezeigten Mischluftbohrungskonfiguration (*Konfiguration 1*) wurde eine weitere Mischluftbohrungskonfiguration mit einer um 26 % kleineren Mischluftbohrungsfläche untersucht (*Konfiguration 2*). Eine Übersicht über die Konfigurationen mit ihrer jeweiligen Mischluftbohrungsfläche gibt Tab. 5.2.

Tabelle 5.2: Auf *Konfiguration 1* normierte Öffnungsflächen der verschiedenen Mischluftbohrungskonfigurationen.

Konfiguration	Öffnungsfläche Mischluftbohrungen
1	100 %
2	74 %

Um den Druckverlust über die Brennstoffdüsen zu senken, wurden die experimentellen Untersuchungen des Brennkammersystems im Vergleich zu den atmosphärischen Untersuchungen (s. Kap. 5.1.1 und 5.1.2) mit einem um 197 % größeren Brennstoffdüsendurchmesser durchgeführt, da Untersuchungen am atmosphärischen Einzelbrennerprüfstand gezeigt haben, dass der Brennstoffdüsendurchmesser keinen signifikanten Einfluss auf die Emissionen hat, sondern die Abweichungen im Rahmen der Messgenauigkeit liegen (s. Anhang A.5). Dies hat den Vorteil, dass der Brennstoffkompressor der MGT eine geringere Leistung für die Brennstoffverdichtung aufbringen muss, was sich positiv auf den elektrischen Wirkungsgrad auswirkt.

## 5.2.2.1 Emissionen

Abbildung 5.28 zeigt die auf 15 Vol.-% Restsauerstoff normierten trockenen Abgasemissionen über den Betriebsbereich der MGT als Funktion der Turbinendrehzahl für die beiden Mischluftkonfigurationen (s. Tab. 5.2). Des Weiteren sind für *Konfiguration 1* Vergleichspunkte gezeigt, die die überwiegend gute Reproduzierbarkeit der Emissionsmessungen an unterschiedlichen Messtagen bzw. zu anderen Zeiten während des Messtages zeigen. Die in Abb. 5.28a dargestellten CO-Emissionen nehmen mit abneh-

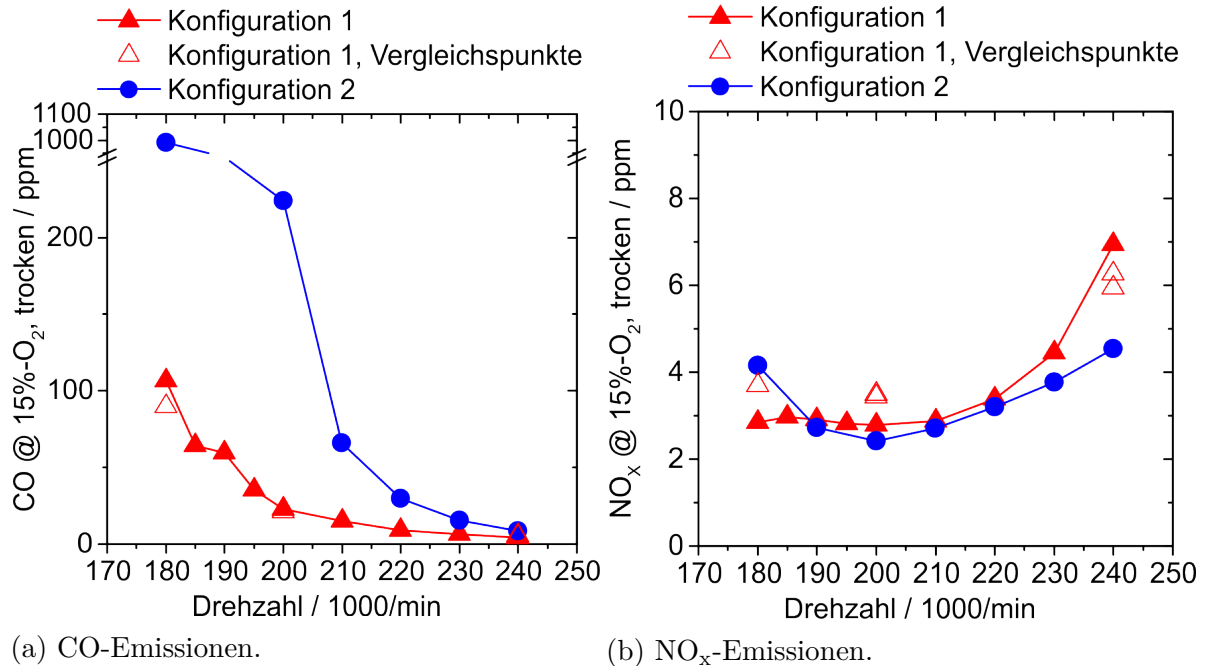


Abbildung 5.28: Abgasemissionen als Funktion der Turbinendrehzahl.

mender Drehzahl, d. h. zu mageren Verbrennungsbedingungen hin, für beide gezeigten Mischluftkonfigurationen zu. Unter Annahme eines annähernd konstanten Luftplits zwischen Primär- und Sekundärluft sinken beide Luftströme mit sinkender Drehzahl in gleichem Maß. Die höheren lokalen Luftzahlen am Brenner führen zu einer Absenkung der Verbrennungstemperatur, welche trotz annähernd gleichbleibendem Eintrittsvolumenstrom zu einem geringeren Abgasvolumenstrom führt. Dieses Verhalten verursacht gegenläufige Effekte in Bezug auf die emittierten CO-Emissionen. Während die geringeren Verbrennungstemperaturen zu einer Verringerung der Reaktionsgeschwindigkeit der Reaktionen in Gl. 2.26 und 2.27 führen, erhöht sich mit steigender lokaler Luftzahl die Sauerstoffkonzentration, die die Reaktionen nach Gl. 2.26 und 2.27 beschleunigen und damit den gegenteiligen Effekt haben. Eine Abschätzung der für den Ablauf der

Oxidation von CO zu CO<sub>2</sub> maßgeblichen Aufenthaltszeit ist aufgrund der Zumischung von Mischluft nicht sinnvoll möglich. Aufgrund der sehr ähnlichen Ausdehnung der Rezirkulationsgebiete und der etwas höheren Rezirkulationsraten im Teillastfall (vgl. Abb. A.7 in Kap. A.4.3) ist jedoch davon auszugehen, dass die Aufenthaltszeit sehr wahrscheinlich mit abnehmender Drehzahl und damit abnehmendem Abgasvolumenstrom steigt. Eine höhere Aufenthaltszeit begünstigt den Abbau von CO. Da die gemessenen CO-Emissionen jedoch mit sinkender Drehzahl steigen, ist davon auszugehen, dass der dominierende Einfluss hier die geringeren lokalen Verbrennungstemperaturen sind, die den Ablauf der Reaktionen nach Gl. 2.26 und 2.27 verlangsamen. Eine Verschiebung des Luftsplits durch eine geringere Mischluftbohrungsfläche wie bei *Konfiguration 2* in Richtung einer lokal niedrigeren Luftzahl und damit zu niedrigeren Verbrennungstemperaturen führt bei gleicher Drehzahl zu höheren CO-Emissionen. Die in der TA Luft gesetzten Grenzwerte gelten für ISO-Bedingungen ( $T_{ISO} = 288,15 \text{ K}$ ,  $p_{ISO} = 101,3 \text{ kPa}$ ,  $\phi_{h,rel} = 60 \%$  [102]) ab einer Last von 70 % (vgl. Kap. 2.1.3 und 5.1.2). Da die Messungen in der MGT ohne Luftvorkonditionierung erfolgten und eine Umrechnung auf Standardbedingungen nicht ohne Weiteres möglich ist, wird für die Abschätzung des Geltungsbereichs der TA Luft auf eine entsprechende Normierung verzichtet. Auf Grundlage der tatsächlich ins Netz eingespeisten elektrischen Leistung, entsprechen die in der TA Luft angegebenen 70 % Last je nach Messtag etwa einer Drehzahl von  $N = 217.000 \text{ 1/min}$ . Unter realen Betriebsbedingungen würde sich die eingespeiste elektrische Leistung noch um den Verbrauch des Brennstoffkompressors verringern. Werden diese zusätzlichen Verluste noch wie in [45] angegebenen mit konstanten 300 W berücksichtigt, erhöht sich die Drehzahl für 70 % Last in der Größenordnung von 3.000 1/min. Beide Mischluftbohrungskonfigurationen unterschreiten somit den in der TA Luft festgesetzten Grenzwert von  $0,1 \text{ g/m}^3$  bei 15 Vol.-% O<sub>2</sub> ( $\approx 80 \text{ ppm}$  bei 15 Vol.-% O<sub>2</sub>) deutlich. Dies gilt insbesondere bei *Konfiguration 1* nicht nur für den Geltungsbereich der TA Luft oberhalb einer Last von 70 %, sondern auch für Bereiche niedrigerer Teillast. Der in der TA-Luft angegebenen Grenzwert wird von *Konfiguration 1* erst kurz vor dem minimalen Teillastpunkt überschritten. Die NO<sub>x</sub>-Emissionen, welche in Abb.5.28b für den stationären Betriebsbereich der MGT gezeigt sind, liegen für beide Mischluftkonfigurationen unterhalb von 10 ppm bei 15 Vol.-% O<sub>2</sub> und damit ebenfalls deutlich unterhalb des in der TA Luft gesetzten Grenzwerts von  $75 \text{ mg/m}^3$  bei 15 Vol.-% O<sub>2</sub> ( $\approx 37 \text{ ppm}$  bei 15 Vol.-% O<sub>2</sub>). Damit liegt das Niveau der NO<sub>x</sub>-Emissionen im Vergleich zum drall-stabilisierten Originalbrennersystem [18] um eine Größenordnung niedriger. Grundsätzlich zeigt sich der Einfluss der höheren Verbrennungstemperatur bei höheren Drehzahlen und damit geringeren lokalen Luftzahlen in steigenden NO<sub>x</sub>-Emissionen. Die bei *Konfiguration 2* durch eine höhere lokale Luftzahl am Brenner herrschenden niedrigeren Verbrennungstemperaturen zeigen sich im hohen

Lastbereich durch niedrigere  $\text{NO}_x$ -Emissionen als im Fall der *Konfiguration 1*. Der Anstieg der  $\text{NO}_x$ -Emissionen bei *Konfiguration 2* im minimalen Teillastpunkt liegt im Bereich der Messgenauigkeit bzw. der Reproduzierbarkeit der Messwerte, wie die für den Fall der *Konfiguration 1* dargestellten Vergleichspunkte zeigen.

Ein Vergleich zwischen den Abgasemissionen des atmosphärischen Brennerprüfstands und den Emissionsmessungen in der MGT gestaltet sich aus unterschiedlichen Gründen schwierig. Zum einen herrschen in der MGT wie oben beschrieben aufgrund der metallischen Ausführung des Flammrohrs sowie der Isolierung der Brennkammerkomponenten und der Integration in das Gesamtsystem andere Wärmeverluste, welche Auswirkungen auf die Verbrennungstemperatur haben. Höhere Verbrennungstemperaturen führen dabei zu höheren  $\text{NO}_x$ -Emissionen, während geringere Verbrennungstemperaturen eher höhere CO-Emissionen begünstigt. Zum anderen zeigen die in Kap. 5.2.1 vorgestellten CFD-Simulationen ein Zurückziehen von etwa einem Viertel der Mischluft zur Flammenwurzel, was zu einer Verdünnung und damit zu einer Abkühlung der Verbrennung führen würde. Da jedoch der Vergleich zwischen CFD und Experiment am atmosphärischen Brennerprüfstand (s. Kap. 5.1.5) gezeigt hat, dass insbesondere die axiale Ausdehnung der Rezirkulationszone seitens der Simulation überschätzt wird, ist fraglich, wie viel der Mischluft tatsächlich zurückgezogen wird. Einen weiteren Punkt stellt die aktuelle Einbausituation des Brennersystems dar. Dieses besteht aus drei fest miteinander verbundenen Teilen (Brennerkopf, Flammrohr und Flammrohrauslass) und wird über die Brennstoffleitung in der MGT fixiert, welche oberhalb des Rekuperators fest eingespannt ist. Damit führt eine thermische Längenausdehnung zu einer Verschiebung des gesamten Systems inkl. Flammrohr und Flammrohrauslass in axialer Richtung. Aufgrund der hohen Verbrennungstemperaturen ist davon auszugehen, dass sich insbesondere das Flammrohr stärker axial ausdehnt, als die das Brennkammersystem umgebenden Gehäusebauteile. Dies kann dazuführen, dass sich der Kühlluftspalt zwischen Flammrohrauslass und Außengehäuse (s. Abb. 4.7) verringert und im Extremfall vollständig schließt. Unter der Annahme einer anteiligen Aufteilung der in der Simulation über diesen Spalt strömenden Sekundärluft auf die anderen Öffnungsflächen würde sich die lokale Luftzahl am Brenner um bis zu  $\Delta\lambda = 0,6$  in Richtung einer magereren Verbrennung verschieben. Im folgenden Abschnitt soll jedoch zumindest eine Abschätzung der verschiedenen Einflussparameter (etwaiges Zurückziehen von Mischluft gemäß CFD, Schließen des Kühlluftspalts) auf die lokale Luftzahl am Brenner gegeben werden, um deren Auswirkungen besser beurteilen zu können.

Abbildung 5.29 zeigt einen Vergleich zwischen den CO- und NO<sub>x</sub>-Emissionen des atmosphärischen Prüfstands und denen in der Mikrogasturbine unter Berücksichtigung der möglichen Einflüsse der Mischluft und des Kühlluftspalts. Darin sind die Emissionen

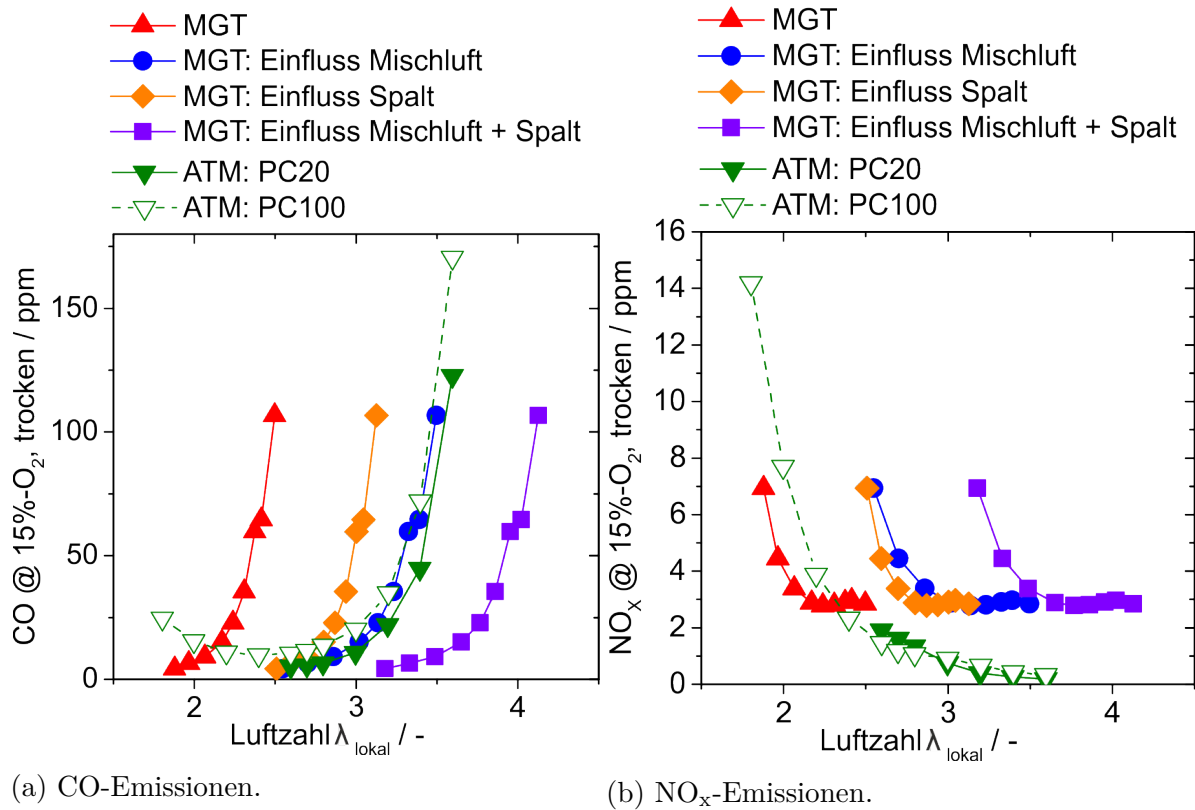


Abbildung 5.29: Vergleich der Abgasemissionen des atmosphärischen Brennerprüfstands mit den Emissionen der MGT als Funktion der lokalen Luftzahl  $\lambda_{\text{lokal}}$  am Brenner.

über der lokalen Luftzahl  $\lambda_{\text{lokal}}$  am Brenner dargestellt. Die Grundlage für die Aufteilung zwischen Primär- und Sekundärluft in der Maschine stellt der über die CFD-Simulation ermittelte Luftsplit dar. Aufgrund einer unzuverlässigen Luftmassenstrommessung wurde der Luftmassenstrom für die Bestimmung der lokalen Luftzahl am Brenner durch Thomas Krummrein aus der Abgaszusammensetzung berechnet. Da der CO<sub>2</sub>-Sensor im Vergleich zum O<sub>2</sub>-Sensor eine höhere Messgenauigkeit aufweist (s. Tab. A.2 in Kap. A.1.2), erfolgte die Rückrechnung über den gemessenen CO<sub>2</sub>-Wert. Im Vergleich zu den Emissionsmessungen am atmosphärischen Brennerprüfstand (s. Kap. 5.1.2), welche mit grünen Dreiecken dargestellt sind, zeigt sich grundsätzlich eine gute qualitative Übereinstimmung des Verlaufs des CO-Profiles in Abb. 5.29a. Die Verschiebung der Emissionskurven zwischen Teil- und Vollast der atmosphärischen Untersuchungen sind aufgrund der weiteren Parameter, welche einen deutlich größeren Einfluss haben, an dieser Stelle vernachlässigbar. Die

rote Kurve der MGT-Messungen ist jedoch zu kleineren Luftzahlen hin verschoben. Im Vergleich zur Luftzahl am Brenner von  $\lambda = 2,1$  aus der Simulation stellt sich (unter Annahme des gleichen Luftplits wie in der CFD-Simulation) in der Mikrogasturbine bei Vollast eine Luftzahl von  $\lambda = 1,9$  ein. Dies ist sehr wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass die Mikrogasturbine in einem etwas anderen Lastpunkt als in den Versuchen mit dem Original-Brennkammersystem, welche als Auslegungsgrundlage dienten, betrieben wurde. Neben Änderungen im Druckverlust durch das neue Brennkammersystem haben auch die tagesabhängigen Umgebungsbedingungen einen Einfluss auf diesen. Auch besteht die Möglichkeit, dass die Thermoelemente, welche zur Regelung der MGT dienen, mit dem neuen Brennkammersystem anders angeströmt werden, als dies im Originalsystem der Fall war und so beispielsweise in einer kühleren Strähne sitzen. Die blaue Kurve zeigt den Einfluss, den die Mischluft auf die lokale Luftzahl am Brenner hat, wenn tatsächlich die maximal abgeschätzten ca. 24 - 26 % der Mischluft zurückgezogen werden. Laut CFD-Simulation ergibt sich bei PC100 eine Verschiebung der lokalen Luftzahl durch die Mischluft um  $\Delta\lambda = 0,67$  und bei PC20 eine Verschiebung um  $\Delta\lambda = 1,0$ . Dies wurde über den Betriebsbereich durch eine lineare Interpolation berücksichtigt. Unter Berücksichtigung der Mischluft decken sich die CO-Werte mit denen aus dem atmosphärischen Brennerprüfstand. Der maximale Einfluss, den die Kühlluft bei vollständiger Schließung des Kühlluftspalts hätte, wird durch die gelbe Kurve aufgezeigt. Für den Fall, dass beide Einflüsse (Mischluft und Kühlluftspalt) extrem werden, ergibt sich die violette Kurve. Ein Zurückziehen der Mischluft hätte jedoch nicht genau den gleichen Effekt, wie eine reine Verschiebung des Luftplits, da die Mischluft erst in der Brennkammer und nicht bereits vor der Mischstrecke zugeführt wird. Da die Mischluft sehr wahrscheinlich an Stelle von heißem Abgas rezirkuliert würde, senkt diese nicht nur die Verbrennungstemperatur ab, sondern bringt auch weniger Radikale zurück zur Flammenwurzel. Im schlechtesten Fall führt die Einmischung von kalter Mischluft zu lokalem Quenchen der Flamme und könnte so auch einen Einfluss auf das Minimum der CO-Emissionen haben und dieses in Richtung höherer Werte verschieben bzw. die Form der CO-Kurve verändern. Im Vergleich zu den CO-Werten des atmosphärischen Brennerprüfstands liegt das Niveau des CO-Minimums jedoch tendenziell niedriger, so dass der Einfluss der geänderten Randbedingungen, d. h. höhere Verbrennungstemperaturen aufgrund der Isolation und des metallischen Flammrohrs, gegenüber lokalem Quenchen dominiert. Des Weiteren wurde in Kap. 5.1.5.1 gezeigt, dass die Länge der Rezirkulationszone von der Simulation überschätzt wird. Daher wird, wenn überhaupt, sehr wahrscheinlich weniger Mischluft zurück zur Flammenwurzel transportiert, als die Simulation zeigt, so dass der Effekt geringer

ausfallen wird, als die hier maximal angenommene Luftzahlverschiebung von  $\Delta\lambda = 1,0$ . In Kombination mit dem Verlauf der  $\text{NO}_x$ -Kurven ergibt sich jedoch zu den CO-Kurven keine deckungsgleiche  $\lambda$ -Verschiebung. Qualitativ wird der Anstieg der  $\text{NO}_x$ -Emissionen bei sinkenden Luftzahlen zwar getroffen, jedoch ergeben sich höhere minimale Absolutwerte in der Mikrogasturbine. Dies spricht für etwas höhere Verbrennungstemperaturen in der MGT im Vergleich zum atmosphärischen Prüfstand wie sie aufgrund der Isolierung des Brennkammersystems zu erwarten sind.

Prinzipiell zeigt sich, dass der Verlauf der Emissionskurven gut vom atmosphärischen Einzelbrenner auf die MGT-Konfiguration übertragbar ist. Unterschiede zeigen sich im Minimum der Emissionskurven. So weisen die minimalen CO-Emissionen der Mikrogasturbine ein geringeres und die minimalen  $\text{NO}_x$ -Emissionen ein höheres Niveau als die des atmosphärischen Brennerprüfstands auf. Ursache hierfür könnte neben den durch die Isolierung des Brennkammersystems erwarteten höheren Verbrennungstemperaturen auch das, insbesondere im Vollastfall, im Vergleich zum atmosphärischen Einzelbrennerprüfstand höhere Druckniveau sein. Aufgrund des vergleichsweise geringen Druckverhältnisses der MGT wird hier zwar nur ein kleiner Einfluss erwartet, tendenziell führt aber auch ein erhöhter Druck zu höheren  $\text{NO}_x$ -Emissionen. Umgekehrtes gilt unter diesen Bedingungen für die CO-Emissionen, deren Niveau unter Druck sinkt. Unter Annahme des durch die numerische Simulation ermittelten Luftsplits zwischen Primär- und Sekundärluft, zeigt sich jedoch, wie oben beschrieben, eine deutliche Verschiebung der Emissionskurven in Bezug auf die lokale Luftzahl am Brenner. Neben den oben beschriebenen Einflussparametern kommt auch eine fehlerbehaftete Annahme des Luftsplits für die Verschiebung in Frage. Bei Annahme des Luftsplits als alleiniger Fehlerquelle müsste sich der Split für eine Deckung mit der CO-Kurve um ca. 33 % verschieben und für eine Deckung mit der  $\text{NO}_x$ -Kurve um ca. 17 %. Um die Ursachen für die Abweichungen zwischen atmosphärischem Einzelbrenner und MGT in zukünftigen Experimenten, insbesondere in Bezug auf die lokale Luftzahl, näher einzugrenzen, müssten die Auswirkungen der verschiedenen möglichen oben genannten Einflussparameter minimiert werden. Ein Zurückziehen der Mischluft könnte beispielsweise durch eine deutliche Verlängerung des Flammrohrs ausgeschlossen werden. Die Geometrie des Kühlluftspalts müsste in Kombination mit dem umgebenden Gehäuse so verändert werden, dass sich selbst im Fall einer Längenausdehnung der minimale offene Spaltquerschnitt nicht verringert, sondern konstant bleibt. Die Bestimmung des Luftsplits in der Mikrogasturbine ist unter Betriebsbedingungen aufgrund der hohen Temperaturen nicht möglich.



### 5.2.2.2 Druckverlust

Der in Abb. 5.30 gezeigte auf den Verdichteraustritt bezogene relative Totaldruckverlust über das Brennkammersystems wird über Gl. 4.2 bestimmt. Dieser steigt mit zunehmender Drehzahl und zunehmendem Massenstrom bis zu einem gewissen Punkt an. Je nach Mischluftbohrungsfläche um 10 bis 13 %. Zwar ändert sich der Volumenstrom am Brennkammereintritt über den Betriebsbereich nur geringfügig, jedoch nimmt der Volumenstrom am Brennkammeraustritt über den Betriebsbereich zu. Warum es zum Abflachen der Kurve bei hohen Drehzahlen kommt, kann an dieser Stelle nicht geklärt werden. Die Abweichung zwischen den beiden untersuchten Konfigurationen im unteren Drehzahlbereich liegen im Rahmen der Messgenauigkeit der statischen Druckaufnehmer. Im Vergleich zu der nach den atmosphärischen Brennertests abgeleiteten Zielgröße für den relativen Totaldruckverlust von maximal  $\Delta p_{tot,BK,rel} = 1,5\%$  (s. Abb. 5.3 in Kap. 5.1.1), liegt der relative Totaldruckverlust in der Mikrogasturbine höher. Dies gilt auch, wenn der Totaldruckverlust nicht wie in Abb. 5.30 auf den Kompressoraustrittsdruck, sondern auf den Brennkammereintrittsdruck bezogen wird. Mögliche Einflüsse sind neben der geänderten Strömungsführung mit der zusätzlichen Mischluft und den geänderten Wärmeverlusten in der MGT insbesondere eine inhomogenere Anströmung der Brennkammer aufgrund der kurzen Strecke zwischen Rekuperatorauslass und Brennkammereinlass. Damit liegt der relative Totaldruckverlust des FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystems zwar über dem des Originalbrennkammersystems, jedoch konnten insbesondere die NO<sub>x</sub>-Emissionen gegenüber dem Originalsystem deutlich gesenkt werden.

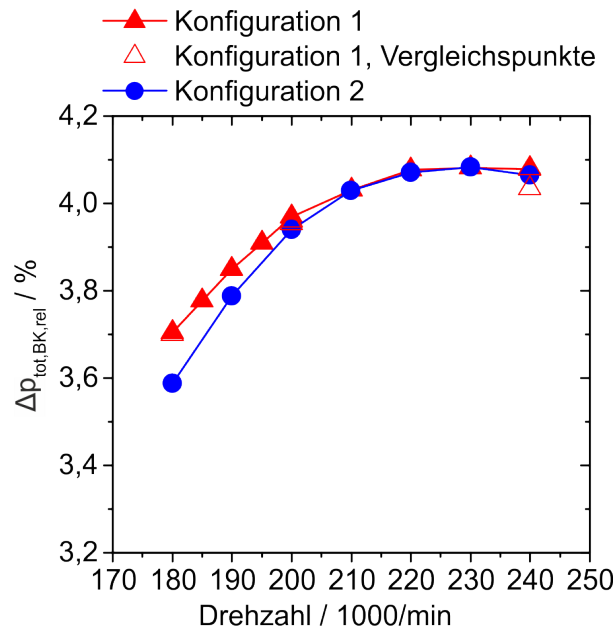


Abbildung 5.30: Relativer Totaldruckverlust  $\Delta p_{tot,BK,rel}$  bezogen auf den Verdichteraustritt als Funktion der Turbinendrehzahl  $N$ .



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorgestellten Arbeit wurde erstmals ein FLOX<sup>®</sup>-basiertes Brennkammersystem für eine Mikrogasturbine in der Leistungsklasse  $P_{el} < 5 \text{ kW}$  entwickelt. Das einstufige technisch vorgemischte Brennkammersystem wurde für den Einsatz mit Erdgas in einer MTT *EnerTwin* Mikrogasturbine sowohl numerisch als auch experimentell untersucht. Vorrangiges Ziel bei dieser Entwicklung war die NO<sub>x</sub>-Emissionen gegenüber dem Originalbrennersystem deutlich zu senken und die Emissionsanforderungen der TA Luft hinsichtlich der CO- und NO<sub>x</sub>-Emissionen einzuhalten. Gleichzeitig sollte das Brennkammersystem möglichst einstufig betrieben werden und durch das gewählte Design mit nur geringem Aufwand in das bestehende Mikrogasturbinensystem integriert werden können. Des Weiteren sollten anhand detaillierter Untersuchungen des Brenners im atmosphärischen Brennerprüfstand Einflussparameter auf die Verbrennung und den Druckverlust (wie z. B. Vorwärmtemperatur, thermische Leistung und Luftzahl) für weitere Optimierungsschritte identifiziert werden. Für ausgewählte Lastpunkte sollte die Eignung der für die Auslegung des Brennkammersystems eingesetzten numerischen Modelle überprüft und deren Grenzen aufgezeigt werden.

Die erste Auslegung einer grundlegenden Brennerkopfgeometrie des FLOX<sup>®</sup>-basierten Brennkammersystems erfolgte mittels der kommerziellen Simulationssoftware ANSYS<sup>®</sup>-CFX und stellt die Grundlage für diese Arbeit dar. Darauf aufbauend, wurde der resultierende Brennerprototyp im Rahmen dieser Arbeit detailliert in einem atmosphärischen Brennerprüfstand bzgl. Vorwärmtemperatur, Luftzahl und thermischer Leistung charakterisiert. Im Gegensatz zu experimentellen Untersuchungen in der Mikrogasturbine konnten diese Parameter hier unabhängig voneinander variiert werden. Aus diesen Ergebnissen wurde der gewünschte lokale Luftzahlbereich am Brenner zwischen Voll- und Teillast abgeleitet. Mittels laserbasierter Messtechnik wurden ausgewählte Lastpunkte im Bereich von Voll- und Teillast detailliert experimentell untersucht, um die Eignung der für die Auslegung eingesetzten numerischen Modelle zu beurteilen. Die Auslegung des Brennkammersystems erfolgte mit dem DLR-internen Code THETA mittels stationärer RANS-Simulationen. Zur Modellierung der Turbulenz wurde das  $k\text{-}\omega\text{-SST}$ -Modell und

zur Modellierung der Verbrennung das FRC-Modell mit einem detaillierten Reaktionsmechanismus (*DRM22*) eingesetzt. Die Turbulenz-Chemie-Interaktion wurde über einen assumed-PDF-Ansatz berücksichtigt. Mit den aus den atmosphärischen Untersuchungen gewonnenen Erkenntnissen erfolgte die numerische Auslegung des Brennkammersystems für die Mikrogasturbine, insbesondere die Festlegung der Mischluftbohrungsposition sowie deren Öffnungsfläche. Nach der Festlegung des Einbaukonzepts und der Fertigung eines Prototypen erfolgte die Integration in die Mikrogasturbine sowie der Test des Brennkammersystems.

Für die Charakterisierung des Brenners im atmosphärischen Brennerprüfstand wurden die für den Betrieb in der Mikrogasturbine relevanten Betriebsparameter thermische Leistung, Vorwärmtemperatur und Luftzahl variiert. Dabei wies der Brenner einen weiten stabilen Betriebsbereich auf und die gesetzlichen Emissionsgrenzwerte wurden in den für den Betrieb in der MGT relevanten Lastpunkten unterschritten. Da sich der Brenner dabei auch unter Umgebungsbedingungen zünden ließ, war keine weitere Brennerstufe erforderlich, was die Komplexität des Brennkammersystems reduzierte. Auch der angestrebte relative Totaldruckverlust wurde unter den MGT-relevanten Bedingungen unterschritten. Zusammen mit den Emissionen und der erwarteten lokalen Luftzahlverschiebung am Brenner über den Betriebsbereich der MGT wurde für den Volllastpunkt eine lokale Soll-Luftzahl am Brenner von  $\lambda = 2,1$  festgelegt. Die Analyse der Form und Lage der Wärmefreisetzungszone anhand der OH\*-CL-Aufnahmen zeigte, in Abhängigkeit der Flammentemperatur, zwei unterschiedliche Flammenformen. Im Bereich hoher Verbrennungstemperaturen, wie sie unter Vollastbedingungen in der MGT herrschen, zeigten sich diskrete Einzelflammen. Bei Absenkung der Flammentemperatur durch eine Erhöhung der Luftzahl, wie es beim Betrieb der MGT in Teillast erfolgt, breiteten sich die Flammen im Volumen aus.

Nach Festlegung des Betriebsbereichs wurden die beiden extremen stationären Lastpunkte Vollast und minimale Teillast mittels laserbasierter Messtechnik detaillierter untersucht, um die Eignung der für die Auslegung des Brennkammersystems eingesetzten numerischen Modelle zu überprüfen. Hierzu wurde das Strömungsfeld mittels Stereo-PIV und die Reaktionszone mittels OH-PLIF in der Symmetrieebene des Brenners simultan aufgenommen. Wie schon in den OH\*-CL-Aufnahmen gesehen, zeigte sich im Vollastfall eine deutlich kompaktere Wärmefreisetzungszone als im Teillastfall.

Für die Validierung der für die Auslegung des Brennkammersystems eingesetzten numerischen Modelle wurden die beiden Lastpunkte anschließend mittels CFD simuliert. Es zeigte sich, dass die Hauptcharakteristika der Strömung, wie z. B. die innere Rezir-

kulationszone, von der Simulation wiedergegeben werden konnten. Allerdings wurde die Länge und Breite der Rezirkulationszone von der numerischen Simulation überschätzt. Des Weiteren wurde die Maximalgeschwindigkeit der eindringenden Jets überschätzt. Im Vollastfall zeigte sich eine gute Übereinstimmung der Wärmefreisetzungszone mit der aus den OH-PLIF Daten abgeleiteten Flame Surface Density (FSD). Um den Einfluss möglicher Wärmeverluste auf die Reaktionszone abzuschätzen, wurden zusätzlich Simulationen mit einer isothermen Brennkammerwand durchgeführt. Dadurch konnte das Ergebnis nochmals verbessert werden. Im Fall der Teillast (bei niedrigeren Verbrennungstemperaturen und damit verteilterer Reaktionszone) zeigte sich ohne Berücksichtigung der Wärmeverluste nur eine unzureichende Wiedergabe der Lage der Wärmefreisetzungszone. Auch in diesem Fall verbesserte sich die Vorhersagequalität der CFD bei Berücksichtigung von Wärmeverlusten deutlich.

Die Auslegung des Brennkammersystems, d. h. die Kombination von Brennerkopf mit Flammrohr und Mischluftzündung, erfolgte iterativ mittels numerischer Simulation. Dabei wurde die Mischluftbohrungsfläche so gewählt, dass sich im Vollastpunkt am Brenner eine lokale Soll-Luftzahl von  $\lambda = 2,1$  einstellte. Wärmeverluste mussten hier aufgrund fehlender Modelle im Simulationscode und fehlender Messdaten vernachlässigt werden. Für den Vollastpunkt legten die Untersuchungen im atmosphärischen Brennerprüfstand jedoch nur einen geringen Einfluss auf die Lage der Wärmefreisetzungszone nahe, so dass dieser hier vernachlässigbar ist. Im Teillastfall ist ohne die Berücksichtigung der Wärmeverluste zwar ein größerer Einfluss auf die Wärmefreisetzungszone zu erwarten, jedoch ist davon auszugehen, dass dieser geringer als im atmosphärischen Fall ausfallen wird, da das Brennkammersystem in der MGT gegenüber der Umgebung isoliert ist. Um das Risiko eines direkten Quenchens der Flamme zu minimieren, wurde bei der axialen Positionierung der Mischluftbohrungen die am atmosphärischen Prüfstand gezeigten Abweichungen in der Länge der Wärmefreisetzungszone berücksichtigt. Des Weiteren zeigten die numerischen Simulationen ein Zurückziehen der Mischluft von bis zu 26 % zum Brennerkopf, was zu einer Abmagerung bzw. Abkühlung der Verbrennung führt. Da jedoch der Vergleich zwischen numerischer Simulation und Experiment am atmosphärischen Brennerprüfstand eine Überschätzung der Länge der Rezirkulationszone vorhersagt, ist fraglich, ob eine kürzer ausfallende Rezirkulationszone tatsächlich so viel Mischluft zurückzieht. Um Bauraum zu sparen und Wärmeverluste zu minimieren, wurde auf eine weitere Verlängerung der Brennkammer verzichtet und diese Unsicherheit an dieser Stelle in Kauf genommen. Sämtliche für die Integration in die Mikrogasturbine notwendigen Anschlussmaße konnten bei dem neu entwickelten Brennkammersystem

beibehalten werden. Jedoch musste das Druckgehäuse aufgrund des im Vergleich zum Originalsystem längeren Flammrohres und eines etwas längeren Brennerkopfes verlängert werden.

In der Mikrogasturbine konnte das Brennkammersystem über den gesamten Betriebsbereich, inkl. der Zündung bei Umgebungsbedingungen, stabil betrieben werden. Damit ist das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte FLOX<sup>®</sup>-basierte Brennkammersystem das erste, das den gesamten Betriebsbereich einer MGT mit nur einer Brennerstufe abdecken kann. Im Vergleich zum Original-Brennkammersystem konnte eine deutliche Reduzierung der NO<sub>x</sub>-Emissionen erreicht werden. Diese lagen im gesamten Betriebsbereich unterhalb von 8 ppm (15 Vol.-% Restsauerstoff). Auch die CO-Emissionen lagen deutlich unterhalb des in der TA Luft festgelegten Grenzwertes und überschritten den spezifizierten Wert (80 ppm bei 15 Vol.-% Restsauerstoff) erst kurz vor Erreichen des minimalen Teillastpunkts. Der relative Totaldruckverlust des Brennkammersystems lag jedoch mit rund 4 % deutlich oberhalb der aufgrund der Ergebnisse der atmosphärischen Brennerprüfstandsversuche angestrebten 1,5 %. Dies ließ sich auf die geänderte Strömungsführung durch die Sekundärluft und eine inhomogenere Anströmung der Brennkammer mit der aus dem Rekuperator kommenden Luft zurückführen. Ein Vergleich mit den Ergebnissen des atmosphärischen Brennerprüfstands zeigte, dass der qualitative Verlauf der CO- und NO<sub>x</sub>-Kurven in Abhängigkeit der lokalen Luftzahl am Brenner gut vom atmosphärischen Brennerprüfstand auf die Mikrogasturbine übertragbar ist. Die Kurven, insbesondere die CO-Kurve, sind jedoch zu niedrigeren Luftzahlen hin verschoben. Da neben geänderten Wärmeverlusten durch die Einbindung in den Gasturbinenkreislauf und die Isolierung um das Brennkammersystem auch die Rezirkulation von Mischluft auch die Einbausituation einen Einfluss auf die Luftzahl am Brenner haben könnte, gestaltet sich die quantitative Einordnung schwierig. Darüber hinaus könnte auch die Einbausituation einen Einfluss auf die Aufteilung von Primär- und Sekundärluft haben. Aufgrund von axialen Wärmeausdehnungen besteht die Möglichkeit, dass sich die Öffnungsfläche einer der Kühlluftspalte um die Brennkammer verringert und so zusätzliche Luft über den Brenner strömt und die Verbrennung weiter abmagert.

Nach Abschluss dieser Arbeit steht ein einstufiges FLOX<sup>®</sup>-basiertes Brennkammersystem für Erdgas für die Mikrogasturbine *EnerTwin*, die zur gekoppelten Erzeugung von Strom und Wärme in kleinen Mehrfamilienhäusern eingesetzt werden kann, zur Verfügung. Das Brennkammersystem erfüllt dabei in der Mikrogasturbine die Anforderungen der TA Luft. Darüber hinaus wurde erstmals ein Datensatz zur Validierung numerischer Modelle für ein FLOX<sup>®</sup>-basiertes Brennkammersystem in diesem kleinen Leistungsbe-

reich generiert. Somit können die Ergebnisse dieses und zukünftiger Auslegungsprozesse derartiger Brennkammersysteme hinsichtlich ihrer Vorhersagequalität bzw. der Grenzen dieser besser beurteilt werden. Grundsätzlich eignen sich die eingesetzten numerischen Modelle zur Auslegung derartiger Brennersysteme. Die aufgezeigten Einschränkungen, wie die Überschätzung der Länge der Rezirkulationszone um ca. 15-18 %, können, wenn das Zurückziehen von Mischluft ausgeschlossen werden soll, zu verhältnismäßig weit stromab liegenden Mischluftbohrungen und damit zu einer Brennkammer, die länger als notwendig ist, führen. Um die Länge der Wärmefreisetzungszone nicht zu unterschätzen und die optimale Brennkammerlänge wählen zu können, sollten die Wärmeverluste wenn möglich insbesondere in Lastpunkten, in denen die Verbrennungstemperatur niedrig ist, berücksichtigt werden. So kann ein zusätzlicher Sicherheitsabstand zu den Mischluftbohrungen, der zu einer längeren Brennkammer führen würde, vermieden werden.

Obwohl das Brennkammersystem ohne Einschränkungen in der Mikrogasturbine betrieben werden kann, besteht weiterhin Optimierungspotential. So besteht aufgrund der auch im Volllastpunkt niedrigen  $\text{NO}_x$ -Emissionen die Möglichkeit, durch eine weitere Vergrößerung der Mischluftbohrungsflächen, die CO-Emissionen noch weiter zu senken. Um die Mikrogasturbine auch im automatischen Betriebsmodus betreiben zu können, sind überschaubare Anpassungen im Regelungs- und Steuersystem der Mikrogasturbine erforderlich. Für die Bewertung des Brennkammersystems hinsichtlich seiner Langzeitstabilität, d. h. bzgl. Materialveränderung, -schädigung oder Verformung müssen weitergehende Versuche im Dauerbetrieb durchgeführt werden.

Des Weiteren sollten für zukünftige Auslegungsprozesse die numerischen Werkzeuge weiter verbessert werden. Hier sollte die Möglichkeit zur Berücksichtigung von Wandwärmeeübergängen und Strahlung implementiert werden, um die Lage der Wärmefreisetzungszone besser vorherzusagen. Damit könnte der Sicherheitsabstand der Mischluftbohrungen auf das tatsächlich notwendige Maß beschränkt werden und somit Bauraum gespart werden. Um die Abbildung der Rezirkulationszone zu verbessern, müssten aufwändigere Modellierungsverfahren, wie beispielsweise LES, eingesetzt werden. Diese benötigen jedoch einen sehr hohen Rechenaufwand, der für den Auslegungsprozess nicht gerechtfertigt ist. Denkbar ist die Verwendung genauerer und aufwändigerer Simulationen höchstens in einer finalen Geometrie für ein besseres Verständnis der Vorgänge.

Um die Übertragbarkeit der hier gezeigten Ergebnisse der atmosphärischen Versuche auf die Maschinengeometrie besser beurteilen zu können, sollte ein Zurückziehen von Mischluft zunächst ausgeschlossen werden. Neben einer Simulation mit optimierten

Parametern, könnte dafür auch die Brennkammer zu Testzwecken so deutlich verlängert werden, dass auch die numerische Simulation kein Zurückziehen von Mischluft mehr zeigt. Um die Übertragbarkeit der Ergebnisse der atmosphärischen Versuche auf die Maschinengeometrie besser beurteilen zu können, sollte der Einfluss des Kühlluftspalts auf die Luftaufteilung im System reduziert werden. Dies könnte beispielsweise durch eine Änderung des Lagerungskonzepts des Brenners erreicht werden.



# A Anhang

## A.1 Messgenauigkeit

### A.1.1 Thermische Leistung & Luftzahl $\lambda$

Für die Messgenauigkeit der thermischen Leistung und der Luftzahl  $\lambda$  wird an dieser Stelle zum einen zwischen Messkampagnen unterschieden, welche mit Erdgas als Brennstoff erfolgten (s. Ergebnisse in Kap. 5.1.1 - 5.1.3) und der Messkampagne zur detaillierten Untersuchung ausgewählter Lastpunkte (Ergebnisse s. Kap. 5.1.4 und 5.1.5), in welcher als Brennstoff Methan eingesetzt wurde. Zum anderen erfolgt eine Unterscheidung zwischen Messkampagnen am atmosphärischen Brennerprüfstand und der Mikrogasturbine. Tabelle A.1 gibt eine Übersicht über die verschiedenen Messkampagnen und deren Kombinationen aus Brennstoff und Prüfstand. Aufgrund eines großen zeitlichen Abstands wird auch die Messkampagne zur Untersuchung des Einflusses des Brennstoffdüsendurchmessers (*MK\_ATM\_2*) gesondert angegeben (Ergebnisse s. Anhang A.5).

Tabelle A.1: Übersicht über die verschiedenen Messkampagnen

Messkampagne	Prüfstand	Brennstoff	Ergebnisse in Kapitel
MK_ATM_1	Atm. Brennerprüfstand	Erdgas	5.1.1 - 5.1.3
MK_ATM_2	Atm. Brennerprüfstand	Erdgas	A.5
MK_ATM_3	Atm. Brennerprüfstand	Methan	5.1.4, 5.1.5
MK_MGT_1	Mikrogasturbine	Erdgas	5.2

#### A.1.1.1 Erdgas als Brennstoff

Die Messung der Erdgaszusammensetzung erfolgte nicht unmittelbar an den in dieser Arbeit verwendeten Prüfständen, sondern an einer benachbarten Großanlage. Da diese nicht immer zeitgleich in Betrieb war, handelt es sich bei den Erdgaswerten nicht zwangsläufig um tagesaktuelle Werte, so dass für die Abschätzung der Genauigkeit der thermischen Leistung die Schwankungsbreite während der jeweiligen Messkampagne herangezogen wurde. Aufgrund der vergleichsweise großen Schwankung des Heizwerts während der Messkampagnen wird die Messgenauigkeit des Analysators zur Bestimmung des Heizwerts hier vernachlässigt.

**Atmosphärischer Prüfstand** Während der Messkampagnen *MK\_ATM\_1* schwankte der Heizwert des Erdgases zwischen 46,94 und 47,49 MJ/kg. Während der Messkampagne *MK\_ATM\_2* schwankte dieser zwischen 47,51 und 47,97 MJ/kg. Die Messgenauigkeit

des verwendeten Erdgasmassenstromreglers betrug während beider Kampagnen je nach Lastpunkt zwischen 1,6 % und 2,6 %.

Damit ergibt sich für die thermische Leistung für  $MK\_ATM\_1$  eine Genauigkeit im Bereich von  $-(1,6...3,7\%)$  und  $+(1,6...3,75\%)$  und für die Messkampagne  $MK\_ATM\_2$  im Bereich von  $-(1,7...2,7\%)$  und  $+(1,7...2,3\%)$ .

Für die Bestimmung des maximalen Fehlers der Luftzahl  $\lambda$  wurde darüber hinaus die maximal mögliche Abweichung im Luftmassenstrom sowie die Schwankungsbreite des stöchiometrischen Luft/Brennstoff-Verhältnisses  $AFR_{st}$  benötigt. Die Schwankungsbreite des  $AFR_{st}$  lag in Messkampagne  $MK\_ATM\_1$  im Bereich von 16,16 bis 16,35 und in der Messkampagne  $MK\_ATM\_2$  zwischen 16,35 und 16,51. Je nach Lastpunkt ergab sich für den Luftmassenstromregler eine Messgenauigkeit von 0,85 bis 2,2 % in  $MK\_ATM\_1$  und von 0,69 bis 2,6 % in  $MK\_ATM\_2$ . Daraus resultiert eine maximale Abweichung der Luftzahl nach unten im Bereich von 2,7 bis 5,7 % in  $MK\_ATM\_1$  und von 2,9 bis 4,3 % in  $MK\_ATM\_2$ . Die maximale Abweichung nach oben betrug für  $MK\_ATM\_1$  2,6 bis 5,3 % und für  $MK\_ATM\_2$  2,9 bis 5,4 %.

**Mikrogasturbine** Die Schwankung im Heizwert  $H_u$  des Erdgases lag während der Messungen der in Kap. 5.2 gezeigten Ergebnisse ( $MK\_MGT\_1$ ) zwischen 47,37 und 47,57 MJ/kg. Zusammen mit der Messgenauigkeit des Erdgasmassenstromreglers von 0,9 bis 1,3 % ergibt sich für die thermische Leistung eine Genauigkeit von 0,9 bis 2,1 %.

Auf die exakte Bestimmung der Messgenauigkeit des Luftmassenstroms bzw. der Luftzahl  $\lambda$  wird an dieser Stelle verzichtet, da es sich bei der Bestimmung der lokalen Luftzahl am Brenner nur um eine Abschätzung handelt, welche auf dem Luftsplit der numerischen Simulation beruht. Grundsätzlich hängt der Luftmassenstrom außer von der Messgenauigkeit des  $CO_2$ -Sensors (hier  $\pm 0,05$  Vol.-%) von der Messgenauigkeit des Erdgasmassenstromreglers sowie von der Zusammensetzung des Erdgases (hier:  $CH_4$ : 93,2 - 93,8 Vol.-%;  $C_{2+}$ : 4,3 - 4,6 Vol.-%; inerte Spezies: 1,9 - 2,2 %) ab.

### A.1.1.2 Methan als Brennstoff

Die in Kap. 5.1.4 und 5.1.5 gezeigten experimentellen detaillierten Untersuchung ausgewählter Lastpunkte ( $MK\_ATM\_3$ ) erfolgte mit Methan mit einer Reinheit von 2.5 (Reinheit  $\geq 99,5$  Vol.-%) als Brennstoff. Aufgrund der hohen Reinheit des verwendeten Methans und da die Konzentrationen der einzelnen Nebenbestandteile nicht bekannt sind, werden Abweichungen vom Heizwert  $H_u$  und des stöchiometrischen Luft/Brennstoff-Verhältnisses  $AFR_{st}$  an dieser Stelle vernachlässigt und von reinem Methan ausgegangen.

Daher entspricht die Genauigkeit der thermischen Leistung der Messgenauigkeit des Brennstoffmassenstromreglers von 1,8 - 2,4 %.

Die Messgenauigkeit des Luftmassenstromreglers beträgt für die Messkampagne *MK\_ATM\_3* 0,7 bis 1,1 %. Hinzu kommt der für die Einbringung der Seedingpartikel benötigte Luftmassenstrom, dessen Anteil am Gesamtluftmassenstrom bei  $\leq 2,1\%$  liegt. Wird der Seeding-Luftmassenstrom vernachlässigt, liegt die Genauigkeit der Luftzahl  $\lambda$  im Bereich von  $-(2,5...3,4\%)$  und  $+(2,6...3,6\%)$ .

### A.1.2 Emissionen

Tabelle A.2: Messbereiche und korrespondierende Genauigkeiten der Abgasanalytoren

Analysierte Spezies	CO ppm	NO <sub>x</sub> ppm	UHC mgC/m <sup>3</sup>	O <sub>2</sub> Vol.-%	CO <sub>2</sub> Vol.-%	H <sub>2</sub> O g/m <sup>3</sup>
Bereich 1	0 - 10	0 - 10	0 - 10	0 - 5	0 - 5	10 % rel. F.
Genauigkeit 1	0,1	0,1	0,2	0,025	0,05	6,08
Bereich 2	0 - 100	0 - 20	10 - 100	0 - 15	0 - 20	100 % rel. F.
Genauigkeit 2	1,0	0,2	2	0,075	0,2	8,05
Bereich 3	0 - 200	0 - 50	100 - 2000	0 - 25		
Genauigkeit 3	2,0	0,5	40	0,125		
Bereich 4	0 - 500	0 - 200	2000 - 5000	0 - 100		
Genauigkeit 4	5,0	2,0	100	0,5		

### A.1.3 PIV (Geschwindigkeit)

**Stokes-Zahl** Das Verhalten der Partikel in der Strömung lässt sich über die Stokes-Zahl charakterisieren. Diese setzt die charakteristische Zeitskala der Partikel zu derjenigen der Strömung ins Verhältnis und ist nach [103] definiert als

$$St = \frac{t_p}{t_f} = \frac{t_p \cdot \Delta u_f}{l_f}. \quad (\text{A.1})$$

Darin sind  $t_p$  die charakteristische Zeitskala des Partikels,  $t_f$  die charakteristische Zeitskala des Fluids,  $u_f$  die Geschwindigkeit des Fluids weit weg des Hindernisses und  $l_f$  die charakteristische Dimension des Hindernisses (typischerweise dessen Durchmesser). Die charakteristische Zeit  $t_p$  der Partikel kann nach Raffel et al. [88] über

$$t_p = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu_f} \quad (\text{A.2})$$

berechnet werden. Darin ist  $d_p$  der Partikeldurchmesser,  $\rho_p$  die Partikeldichte und  $\mu_f$  die dynamische Viskosität des Fluids. Für Stokes-Zahlen  $St \ll 1$  ist die Massenträgheit des Partikels vernachlässigbar und die Partikel folgen der Strömung. Während die Stokes-Zahl beispielsweise im Vollastfall ( $P_{th,n} = 100\%$ ,  $\lambda = 2,2$ ) direkt nach dem Austritt aus der Düse im Bereich von 0,2 liegt, ist sie im Abstand von fünf Düsendurchmessern bereits auf ca. 0,08 gesunken. Da sich der Volumenstrom nur geringfügig ändert, wird das Strömungsfeld durch die PIV-Messungen damit ausreichend aufgelöst.

**Kreuzkorrelationsalgorithmus** Die Genauigkeit des Kreuzkorrelationsalgorithmus liegt nach [89] bei  $\pm 0,05$  px und ergibt zusammen mit der Zeit  $\Delta t_{PIV}$  sowie mit der Skalierung eine Genauigkeit der Geschwindigkeiten in der Laserlichtschnittebene von  $\pm 0,3\%$  der Maximalgeschwindigkeit.

Der Fehler der Geschwindigkeit senkrecht zur Laserlichtschnittebene liegt nach Lawson und Wu [104] bei einem Winkel von  $35^\circ$  zwischen den beiden Kameras etwa um einen Faktor 1,5 höher als für die Geschwindigkeitskomponenten in der Laserlichtschnittebene.

## A.2 Adiabate Flammentemperatur

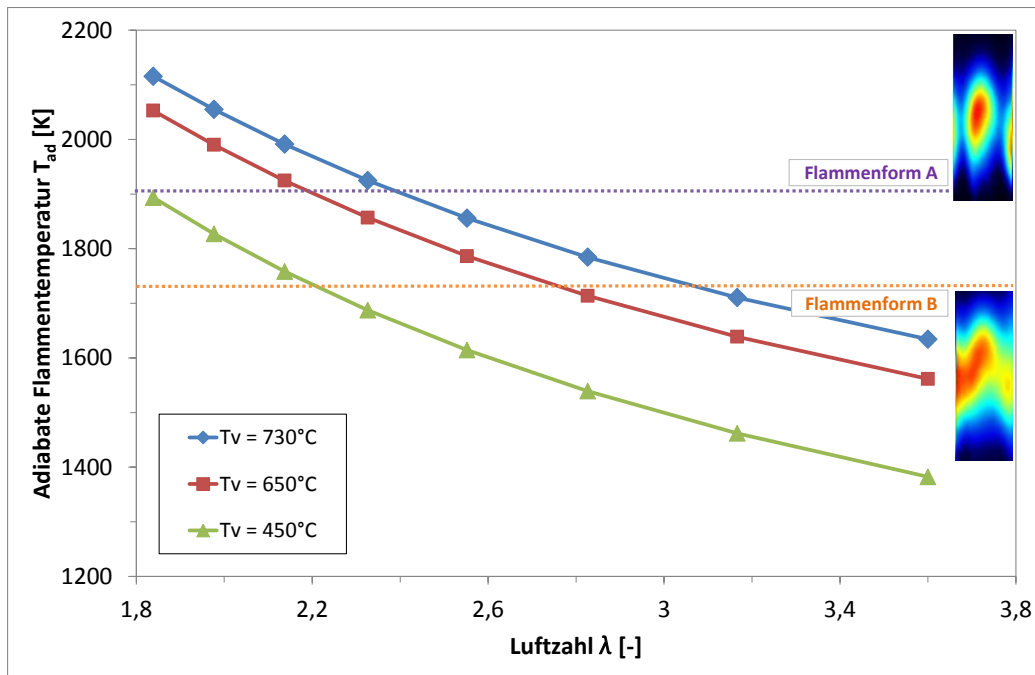


Abbildung A.1: Adiabate Flammentemperatur  $T_{ad}$  als Funktion der Luftzahl  $\lambda$  für verschiedene Vorwärmtemperaturen  $T_v$ .

## A.3 Gitterstudie

### A.3.1 Gitterstudie ATM-Konfiguration

Im Vorfeld der Simulationen der atmosphärischen Untersuchungen wurde eine Gitterstudie anhand des Volllastpunkts PC100 durchgeführt, um einen entscheidenden Einfluss des Gitters auf die Lösung auszuschließen. Dazu wurden vier Gitter mit 0,85; 1,0; 1,8 und 2,5 Millionen Knoten untersucht und in der Austrittsebene hinsichtlich des relativen Druckverlusts, der Massenstrom-gewichteten Temperatur und des CO-Volumenanteils untersucht. Des Weiteren wurde die Lage der Wärmefreisetzungszone und die Länge der Rezirkulationszone betrachtet. Tabelle A.3 zeigt die Gittergrößen sowie ausgewählte Ergebnisse der Gitterstudie.

Tabelle A.3: Ergebnisse der Gitterstudie mit Bezug der relativen Werte auf Gitter 4.

Nr.	Knotenzahl	rel. tot. Druckverlust		Temperatur		Volumenanteil CO	
		%	%	K	%	-	%
1	0,85 Mio.	1,527	2,6	1928,0	0,13	$1,05 \cdot 10^{-4}$	1,29
2	1,0 Mio.	1,519	2,0	1927,6	0,11	$1,05 \cdot 10^{-4}$	1,14
3	1,8 Mio.	1,496	0,5	1926,8	0,07	$1,04 \cdot 10^{-4}$	1,05
4	2,4 Mio.	1,488	0,0	1925,4	0,00	$1,03 \cdot 10^{-4}$	0,00

Bei Gitter 2 liegt der größte Einfluss des Gitters, wie in Tab. A.3 ersichtlich, beim Druckverlust am Brennkammeraustritt bei maximal 2%. Die Abweichung um 0,11% in der Brennkammeraustrittstemperatur und um 1,14% im CO-Volumenanteil bezogen auf das feinste Gitter 4 am Austritt ist hierbei vernachlässigbar. Zudem konnte kein Einfluss auf die Länge der Rezirkulationszone und nur ein geringer Einfluss auf die Lage der Wärmefreisetzungszone festgestellt werden. Da der Schwerpunkt auf der Auslegung eines Brenners liegt ist die Vorhersagegüte der Lage der Wärmefreisetzungszone hinreichend genau. Aufgrund der zusätzlichen Rechenzeiterparnis von 56% gegenüber Gitter 4 und 40% gegenüber Gitter 3 wurde für die weitere Untersuchung der ATM-Konfiguration Gitter 2 gewählt.

### A.3.2 Gitterstudie MGT-Konfiguration

Um einen entscheidenden Einfluss des Gitters auf das Simulationsergebnis auszuschließen, wurde auch für die MGT-Konfiguration vorab eine Gitterstudie anhand des Volllastpunkts

PC100 durchgeführt. Dazu wurden drei Gitter mit 1,4; 2,5 und 3,1 Millionen Knoten untersucht. Die quantitative Beurteilung der Gitter erfolgte anschließend anhand der Aufteilung zwischen Primär- und Sekundärluft, des relativen Druckverlusts zwischen Ein- und Austritt sowie der in der Austrittsebene Massenstrom-gewichteten Temperatur und des CO-Volumenanteils. Des Weiteren wurde die axiale Ausdehnung der Reaktionszone sowie die Länge der Rezirkulationszone qualitativ in die Beurteilung aufgenommen. Tabelle A.4 zeigt die Gittergrößen sowie die quantitativen Ergebnisse der Gitterstudie. Die Abweichungen der betrachteten Größen zwischen den verschiedenen Gittern liegt bezogen auf das feinste Gitter 3 unterhalb von 1,4%. Während die unterschiedlichen Gitter keinen Einfluss auf die Länge der Rezirkulationszone hatten, zeigte sich wie bei der in Kap. A.3.1 vorgestellten Gitterstudie der ATM-Konfiguration ein leichter Einfluss auf die Lage der Wärmefreisetzungszone. Im vorliegenden Fall kann dieser jedoch vernachlässigt werden. Aufgrund des vernachlässigbaren Einflusses des Gitters auf die Lösung (s. dazu auch Tab. A.4) und einer Rechenzeiterparnis von ca. 51 % gegenüber Gitter 3 und ca. 41 % gegenüber Gitter 2, wurde für die weiteren Simulationen Gitter 1 ausgewählt.

Tabelle A.4: Ergebnisse der Gitterstudie mit Bezug der relativen Werte auf Gitter 3.

Nr.	Knoten- zahl	rel. Total- druckverlust		Temperatur		Volumen- anteil CO		Split	
		%	%	K	%	-	%	$\dot{m}_{\text{primär}}/\dot{m}_{\text{sekundär}}$	%
1	1,4 Mio.	2,91	0,01	1250,7	0,04	$6,51 \cdot 10^{-6}$	0,97	0,249	0,90
2	2,5 Mio.	2,89	0,67	1250,9	0,02	$6,65 \cdot 10^{-6}$	-1,36	0,251	0,04
3	3,1 Mio.	2,91	0,00	1251,1	0,00	$6,56 \cdot 10^{-6}$	0,00	0,251	0,00



## A.4 Weiterführende CFD-Ergebnisse

### A.4.1 Nicht-reagierender Vollastfall

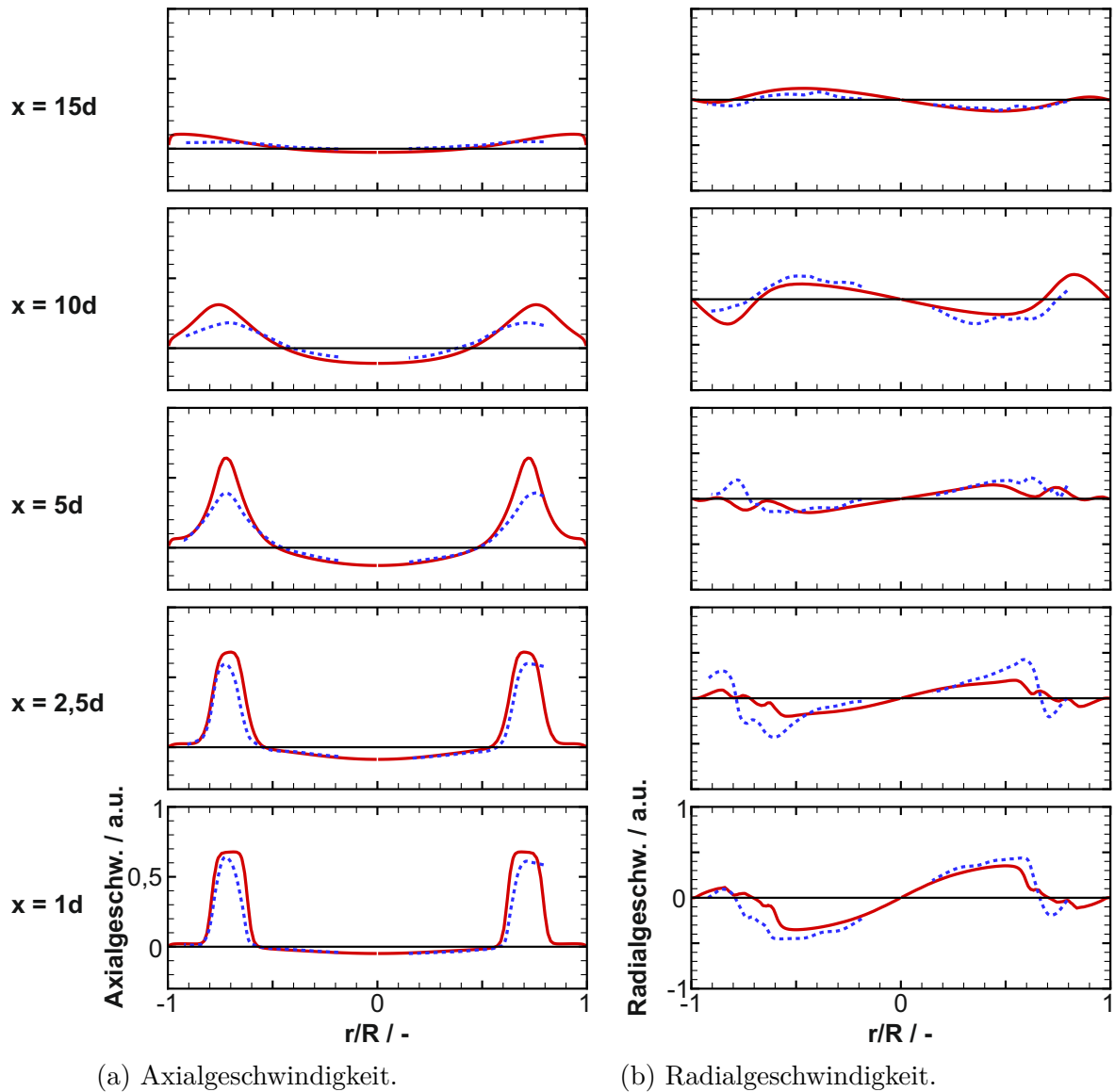


Abbildung A.2: Geschwindigkeitsprofile des nicht-reagierenden Vollastfalls (Fall 1) für verschiedene Axialpositionen bei  $T_V = 700\text{ °C}$ ,  $P_{th,n} = 100\%$  und  $\lambda = 2,2$

### A.4.2 Einfluss der Vorwärmtemperatur

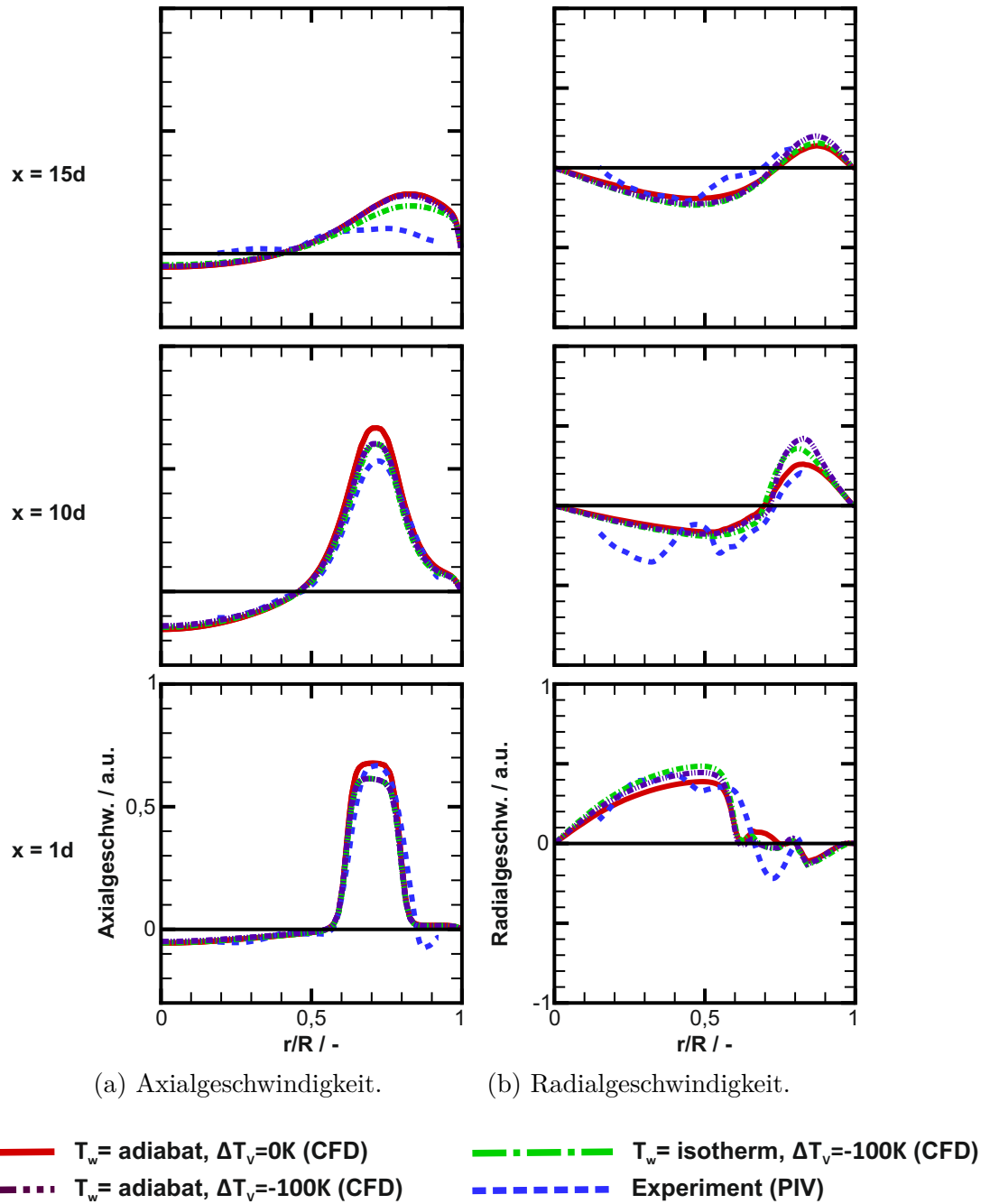


Abbildung A.3: Einfluss der Vorwärmtemperatur und der Wandwärmeverluste auf die Geschwindigkeitsprofile des reagierenden Vollastfalls (Basis: Fall 2) für verschiedene Axialpositionen bei  $P_{th,n} = 100\%$  und  $\lambda = 2,2$

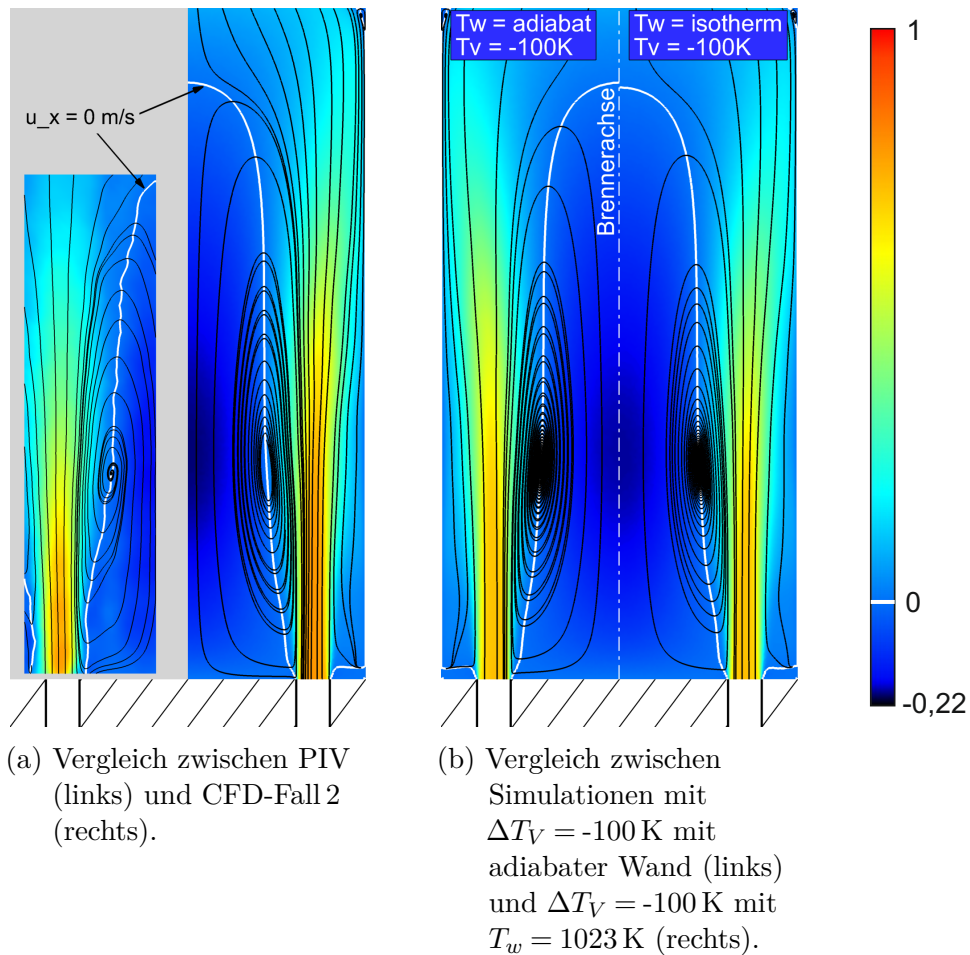


Abbildung A.4: Einfluss der Vorwärmtemperatur und der Wandwärmeverluste auf das mittlere Strömungsfeld mit Stromlinien und Axialgeschwindigkeit bei  $P_{th,n} = 100\%$  und  $\lambda = 2,2$ .

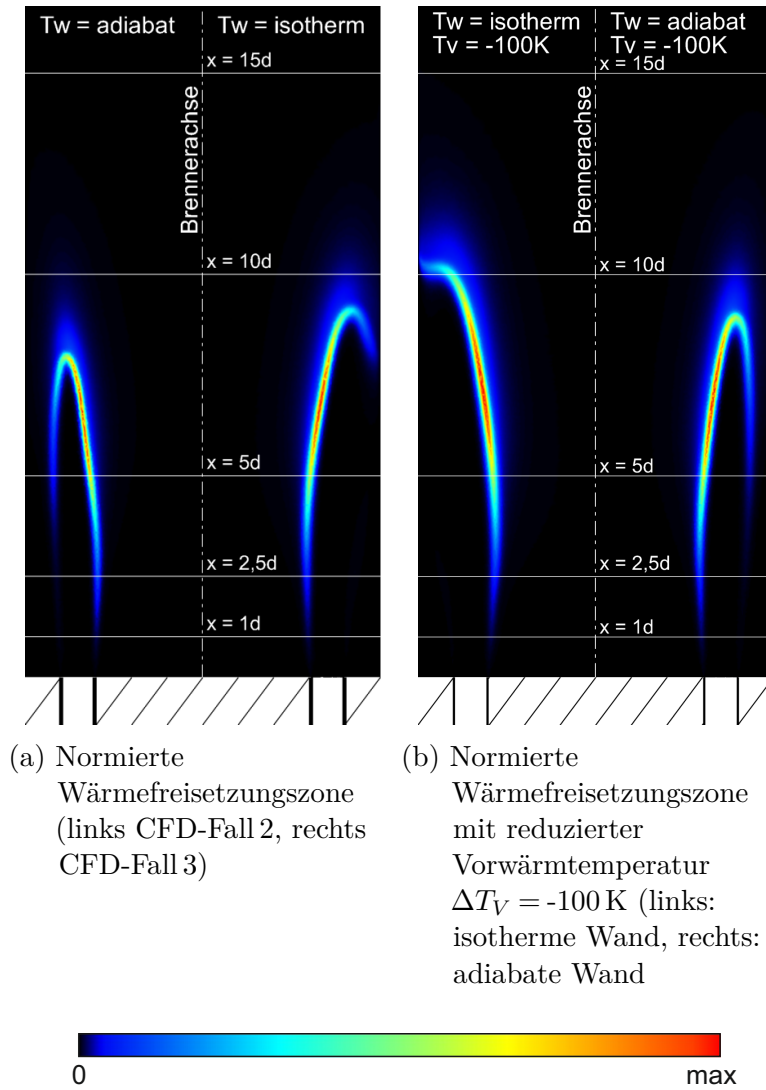


Abbildung A.5: Einfluss der Vorwärmtemperatur und der Wandwärmeverluste auf die normierte Wärmefreisetzungszone bei  $P_{th,n} = 100\%$  und  $\lambda = 2,2$ .

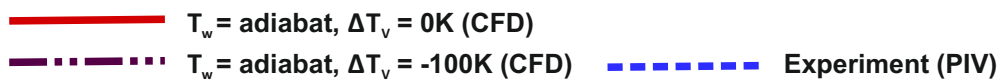
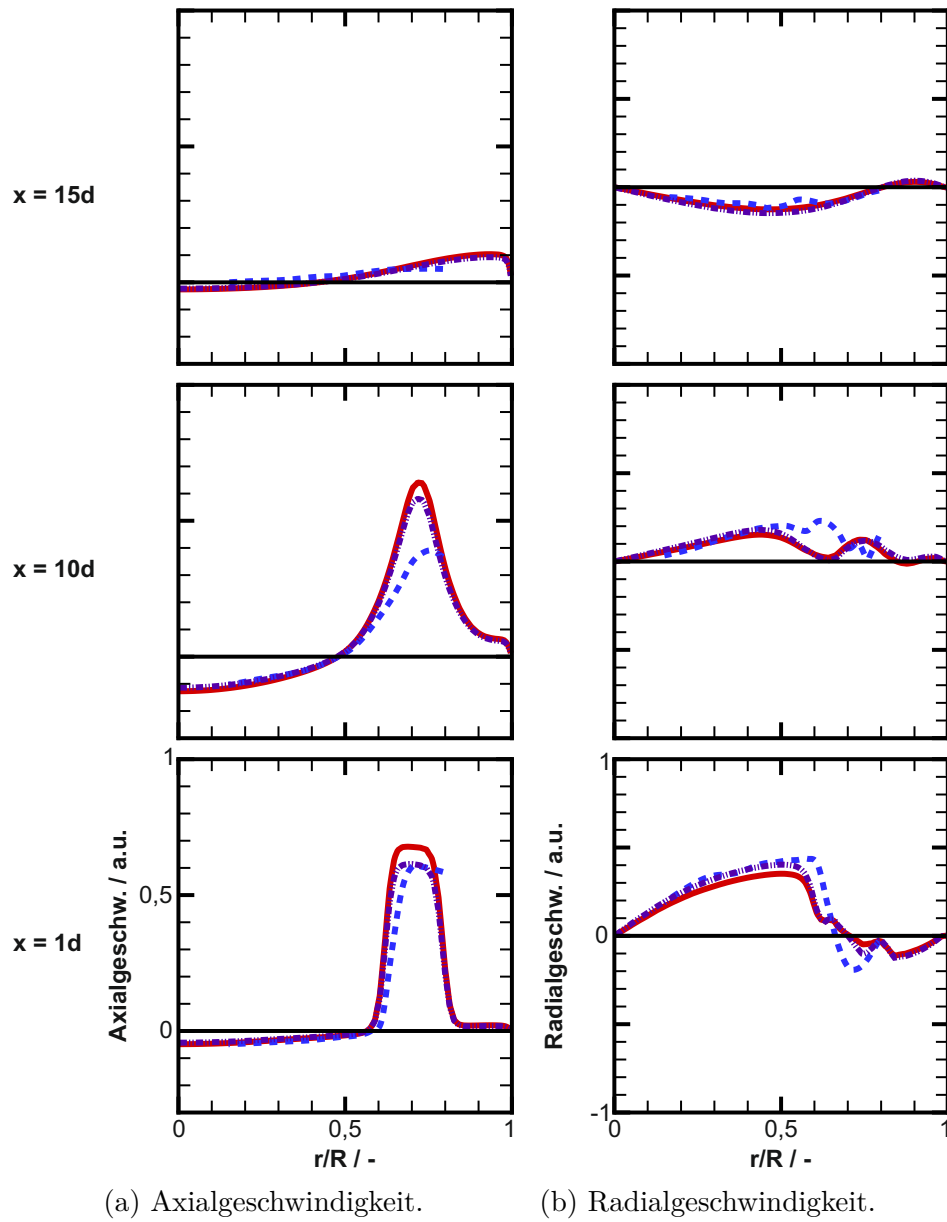


Abbildung A.6: Einfluss der Vorwärmtemperatur auf die Geschwindigkeitsprofile des nicht-reagierenden Vollastfalls (Basis: Fall 1) für verschiedene Axialpositionen bei  $P_{th,n} = 100\%$  und  $\lambda = 2,2$

### A.4.3 Rezirkulationsraten $K_V$

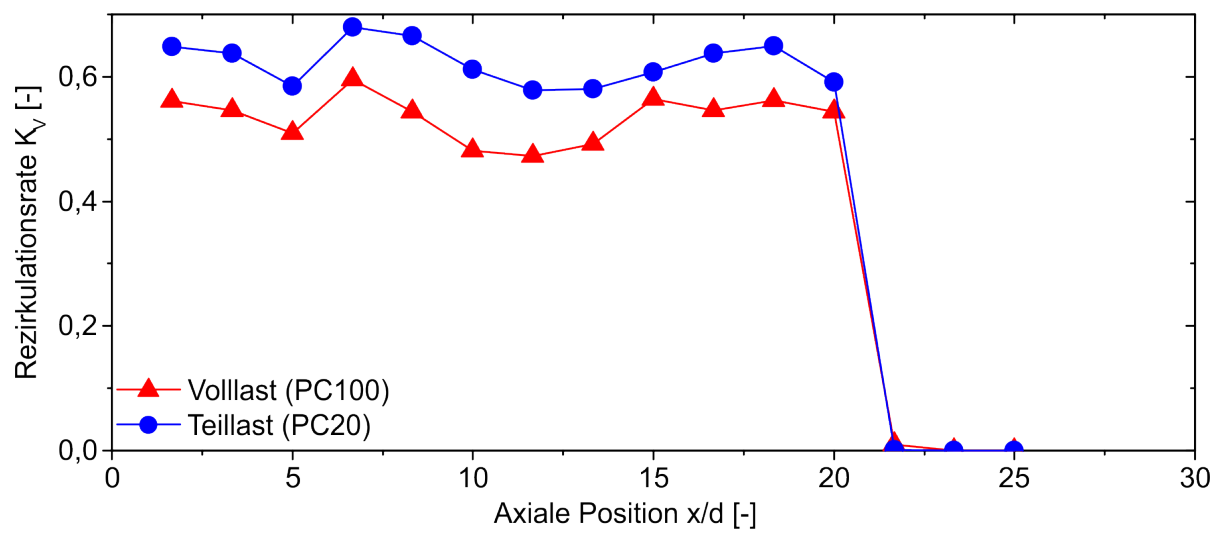


Abbildung A.7: Rezirkulationsrate  $K_V$  für den Voll- und Teillastfall

## A.5 Brennstoffdüsendurchmesser

Tabelle A.5: Normierte Durchmesser bzw. Öffnungsflächen der verschiedenen Brennstoffdüsen.

Konfiguration	Durchmesser Brennstoffdüsen $d_B$	Öffnungsfläche Brennstoffdüsen $A_B$
1	100 %	100 %
2	197 %	278 %
3	250 %	625 %

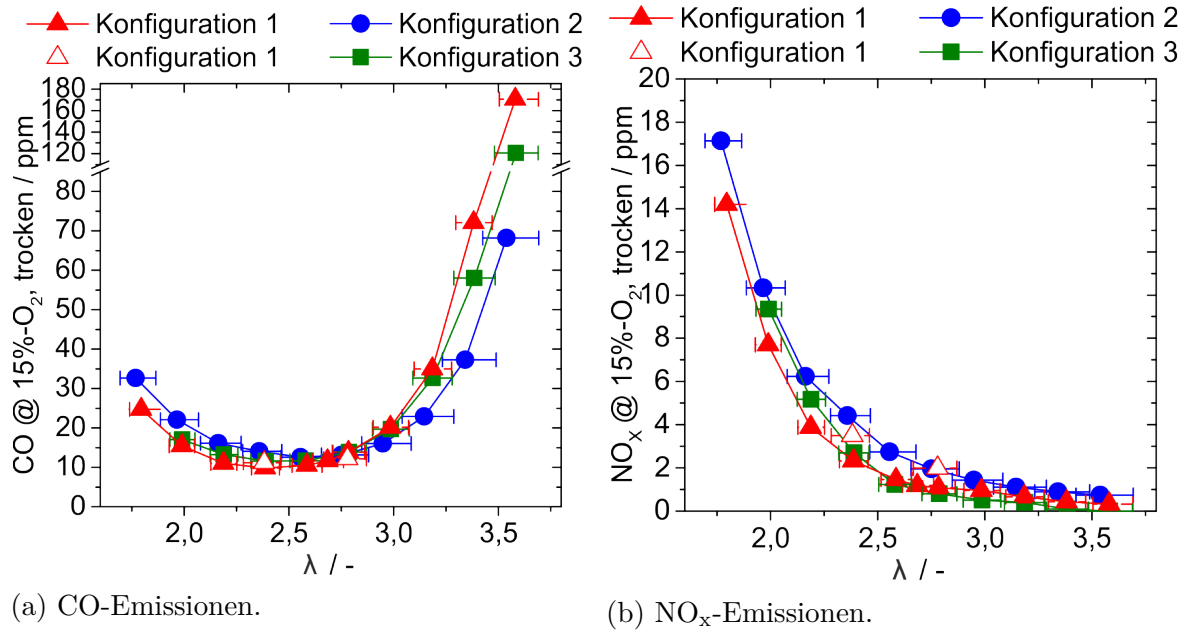


Abbildung A.8: Abgasemissionen als Funktion der Luftzahl  $\lambda$  für verschiedene Brennstoffdüsendurchmesser  $d_B$ .





# Literatur

- [1] Bundesministerium für Wirtschaft und Energie. *Gesetz für den Ausbau erneuerbarer Energien (Erneuerbare-Energien-Gesetz - EEG 2014)*. 2014. URL: [http://www.bmwi.de/Redaktion/DE/Downloads/G/gesetz-fuer-den-ausbau-erneuerbarer-energien.pdf?\\_\\_blob=publicationFile&v=1](http://www.bmwi.de/Redaktion/DE/Downloads/G/gesetz-fuer-den-ausbau-erneuerbarer-energien.pdf?__blob=publicationFile&v=1).
- [2] Bundesministerium der Justiz und für Verbraucherschutz. *Erneuerbare-Energien-Gesetz - EEG 2017*. 2017. URL: [https://www.gesetze-im-internet.de/eeg\\_2014/BJNR106610014.html](https://www.gesetze-im-internet.de/eeg_2014/BJNR106610014.html).
- [3] Agora Energiewende. *Ziele der Energiewende*. URL: <https://www.agora-energiewende.de/de/die-energiewende/ziele-der-energiewende/> (besucht am 02.02.2018).
- [4] Agora Energiewende. *12 Thesen zur Energiewende*. Techn. Ber. (2012). URL: [https://www.agora-energiewende.de/fileadmin/Projekte/2012/12-Thesen/Agora\\_12\\_Thesen\\_Langfassung\\_2.Auflage\\_web.pdf](https://www.agora-energiewende.de/fileadmin/Projekte/2012/12-Thesen/Agora_12_Thesen_Langfassung_2.Auflage_web.pdf) (besucht am 02.02.2018).
- [5] G. Schaumann, K. W. Schmitz. *Kraft-Wärme-Kopplung*. 4. Aufl. Berlin Heidelberg: Springer, (2010).
- [6] M. S. Bhatt. *Mapping of General Combined Heat and Power Systems*. In: *Energy Conversion & Management* 42 (2011), S. 115–124.
- [7] W. Nowak, J. Arthkamp. *BHKW-Fibel*. Techn. Ber. ASUE Arbeitsgemeinschaft für sparsamen und umweltfreundlichen Energieverbrauch e.V., (2015). URL: [http://www.asue.de/sites/default/files/asue/themen/blockheizkraftwerke/2015/broschueren/asue\\_050315\\_bhkw\\_fibel.pdf](http://www.asue.de/sites/default/files/asue/themen/blockheizkraftwerke/2015/broschueren/asue_050315_bhkw_fibel.pdf) (besucht am 18.09.2018).
- [8] Y. Scholz, H. C. Gils, T. Pregger, D. Heide, F. Cebulla, K.-K. Cao, D. Hess, F. Borggreffe. *Möglichkeiten und Grenzen des Lastausgleichs durch Energiespeicher, verschiebbare Lasten und stromgeführte KWK bei hohem Anteil fluktuierender erneuerbarer Stromerzeugung. Schlussbericht*. Techn. Ber. Deutsches Zentrum

- für Luft- und Raumfahrt (DLR), Institut für Technische Thermodynamik, Abt. Systemanalyse und Technikbewertung, (13. Juni 2014).
- [9] T. Lingstädt, H. Seliger, S. Reh, A. Huber. *Technologiebericht 2.2b Dezentrale Kraftwerke (Motoren und Turbinen) innerhalb des Forschungsprojekts TF\_Energiewende*. Techn. Ber. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V., (2017).
- [10] P. Pilavachi. *Mini- and Micro-gas Turbines for Combined Heat and Power*. In: Applied Thermal Engineering 22(18) (25. Aug. 2002), S. 2003–2014.
- [11] J. Adolf, U. Schabla, A. Lücke, L. Breidenbach, M. Bräuninger, L. Leschus, L. Ehrlich, A. Otto, B. Oschatz, B. Mallach. *Shell BDH Hauswärme-Studie KLIMASCHUTZ IM WOHNUNGSSEKTOR - WIE HEIZEN WIR MORGEN? Fakten, Trends und Perspektiven für Heiztechniken bis 2030*. Techn. Ber. Shell Deutschland Oil GmbH und BDH Bundesinstrieverband Deutschland Haus-, Energie- und Umwelttechnik e.V., (2013).
- [12] M. Hohloch, A. Widenhorn, D. Lebküchner, T. Panne, M. Aigner. *Micro Gas Turbine Test Rig for Hybrid Power Plant Application*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air. (2008). GT2008-50443.
- [13] A. J. Head, W. P. J. Visser. *Scaling 3 - 36 kW Microturbines*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition. (2012). GT2012-68685.
- [14] W. J. G. Bräunling. *Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme*. 4. Aufl. Berlin Heidelberg: Springer Vieweg, (2015).
- [15] J. M. Beér, N. A. Chigier. *Combustion aerodynamics*. Applied Science Publ., (1972).
- [16] A. H. Lefebvre. *Gas Turbine Combustion*. 2. Aufl. New York: CRC Press, (1999).
- [17] M. Hohloch, A. Widenhorn, J. Zanger, M. Aigner. *Experimental Characterization of a Micro Gas Turbine Test Rig*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air. (2010). GT2010-22799.
- [18] W. Visser, S. A. Shakariyants, M. de Later, A. H. Ayed, K. Kusterer. *Performance optimization of a 3 kW microgasturbine for CHP applications*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition. (2012). GT2012-68686.

- [19] J. Schwab, T. Preuß. *Labor für Energieverfahrenstechnik: Die Mikrogasturbine Capstone C30. Studiengang Energie- und Umweltsystemtechnik*. Hrsg. von H. Ansbach. URL: [http://www.hs-ansbach.de/fileadmin/bachelor/Energie-\\_und\\_Umweltsystemtechnik/Bilder/MGTPraesentation\\_030811.pdf](http://www.hs-ansbach.de/fileadmin/bachelor/Energie-_und_Umweltsystemtechnik/Bilder/MGTPraesentation_030811.pdf) (besucht am 28.07.2017).
- [20] J. Wüning, J. Wüning. *Flameless Oxidation to Reduce Thermal NO-Formation*. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 23(1) (1997), S. 81–94.
- [21] A. Cavaliere, M. de Joannon. *Mild Combustion*. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 30(4) (2004), S. 329–366.
- [22] H. Tsuji, A. K. Gupta, T. Hasegawa, M. Katsuki, K. Kishimoto, M. Morita. *High Temperature Air Combustion: From Energy Conservation to Pollution Reduction*. Taylor & Francis Inc, (2002).
- [23] J. Zanger. *Experimentelle Charakterisierung eines atmosphärisch betriebenen, FLOX<sup>®</sup>-basierten Mikrogasturbinenbrenners für Erdgas*. Dissertation. Universität Stuttgart, (2016), 175 Seiten. URL: <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:bsz:93-opus-ds-88448>.
- [24] G. Li, E. J. Gutmark, N. Overman, M. Cornwell, D. Stankovic, L. Fuchs, V. Milosavljevic. *Experimental Study of a Flameless Gas Turbine Combustor*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*. American Society of Mechanical Engineers. (2006). GT2006-91051.
- [25] G. Li, D. Stankovic, N. Overman, M. Cornwell, E. Gutmark, L. Fuchs. *Experimental Study of Flameless Combustion in Gas Turbine Combustors*. In: *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. (2006), S. 546.
- [26] M. Flamme. *Low NO<sub>x</sub> Combustion Technologies for High Temperature Applications*. In: *Energy Conversion and Management* 42(15) (2001), S. 1919–1935.
- [27] O. Lammel, M. Stöhr, P. Kutne, C. Dem, W. Meier, M. Aigner. *Experimental Analysis of Confined Jet Flames by Laser Measurement Techniques*. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 134(4) (2012), S. 041506.
- [28] R. Lückerrath, H. Schütz, B. Noll, M. Aigner. *Experimentelle Untersuchungen der "flammenlosen Oxidation"(FLOX<sup>®</sup>) bei hohem Druck für den Einsatz in Gasturbinen*. In: *VDI-Bericht*. Bd. 1888. (2005), S. 147–152.

- [29] R. Lückerath, H. Schütz, B. Noll, M. Aigner. *FLOX<sup>®</sup> Combustion at High Pressure with Different Fuel Compositions*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air. (2007). GT2007-27337.
- [30] T. Rödiger, O. Lammel, M. Aigner, C. Beck, W. Krebs. *Part-Load Operation of a Piloted FLOX<sup>®</sup> Combustion System*. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 135(3) (2013), S. 031503.
- [31] D. C. Vaz, J. P. van Buijtenen, A. R. J. Borges, H. Spliethoff. *On the Stability Range of a Cylindrical Combustor for Operation in the FLOX<sup>®</sup> Regime*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air. (2004). GT2004-53790.
- [32] R. Sadanandan, R. Lückerath, W. Meier, C. Wahl. *Flame Characteristics and Emissions in Flameless Combustion Under Gas Turbine Relevant Conditions*. In: Propulsion and Power 27(5) (2011).
- [33] Turbec. *Technical Description: T100 Natural Gas*. D 14127-03 Version 3 09/12/29. 2009. URL: [http://people.unica.it/danielecocco/files/2012/07/Microturbina\\_T100\\_Detailed\\_Specifications1.pdf](http://people.unica.it/danielecocco/files/2012/07/Microturbina_T100_Detailed_Specifications1.pdf) (besucht am 16.06.2017).
- [34] J. Zanger, T. Monz, M. Aigner. *Progress in Gas Turbine Performance*. In: InTech, ch. Experimental Investigation of the Influence of Combustor Cooling on the Characteristics of a FLOX<sup>®</sup>-Based Micro Gas Turbine Combustor (2013), S. 165–184.
- [35] J. Zanger, T. Monz, M. Aigner. *Experimental Investigation of the Combustion Characteristics of a Double-Staged FLOX<sup>®</sup>-Based Combustor on an Atmospheric and a Micro Gas Turbine Test Rig*. In: Proceedings of ASME Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition. (2015). GT2015-42313.
- [36] T. Zornek, T. Monz, M. Aigner. *A Micro Gas Turbine Combustor for the use of Product Gases from Biomass Gasification*. In: Proceedings. 6th European Combustion Meeting (ECM). (2013).
- [37] T. Zornek, T. Monz, M. Aigner. *Effizient, flexibel, sauber - FLOX<sup>®</sup>-Brennkammer-systeme für Mikrogasturbinen*. In: BWK 66(9) (2014), S. 13–16.
- [38] T. Zornek, T. Monz, M. Aigner. *Experimentelle Charakterisierung eines Holzgas-Brenners für Mikrogasturbinen*. In: 26. Deutscher Flammentag. Bd. 2161. (2013), S. 775–779.

- [39] C. Duwig, D. Stankovic, L. Fuchs, G. Li, E. Gutmark. *Experimental and Numerical Study of Flameless Combustion in a Model Gas Turbine Combustor*. In: *Combustion Science and Technology* 180(2) (2008), S. 279–295.
- [40] Y.-C. Chen, N. Peters, G. Schneemann, N. Wruck, U. Renz, M. Mansour. *The Detailed Flame Structure of Highly Turbulent Premixed Methane-Air Flames*. In: *Combustion and Flames* 107 (1996), S. 233–244.
- [41] C. Duwig, L. Fuchs, P. Griebel, P. Siewert, E. Boschek. *Study of a Confined Turbulent Jet: Influence of Combustion and Pressure*. In: *AIAA Journal* 45(3) (2007).
- [42] H. Schütz, O. Lammel, G. Schmitz, T. Rödiger, M. Aigner. *EZEE<sup>®</sup>: A High Power Density Modulating FLOX<sup>®</sup> Combustor*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition*. (2012). GT2012-68997.
- [43] T. Panne. *Charakterisierung numerischer Methoden für die Auslegung FLOX<sup>®</sup>-basierter Brennkammersysteme*. Dissertation. Universität Stuttgart, (2015).
- [44] M. Di Domenico, P. Gerlinger, B. Noll. *Numerical Simulations of Confined, Turbulent, Lean, Premixed Flames Using a Detailed Chemistry Combustion Model*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition*. (2011). GT2011-45520.
- [45] W. P. J. Visser, S. A. Shakariyants, M. Oostveen. *Development of a 3kW Microturbine for CHP Applications*. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 133 (2011).
- [46] J. Warnatz, U. Maas, R. W. Dibble. *Verbrennung: Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung*. 3. Auflage. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, (2001).
- [47] R. E. Dickerson, H. B. Gray, M. Y. Darensbourg, D. J. Darensbourg. *Prinzipien der Chemie*. 2. Aufl. Berlin New York: deGruyter, (1988).
- [48] F. Joos. *Technische Verbrennung - Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, (2006).
- [49] L. H. Coweli, A. H. Lefebvre. *Influence of Pressure on Autoignition Characteristics of Gaseous Hydrocarbon-Air Mixtures*. In: *SAE Technical Paper*. SAE International, (1986). 860068.
- [50] I. Glassman, R. Yetter. *Combustion*. 4. Aufl. Amsterdam; Heidelberg [u.a.]: Elsevier, (2008).

- [51] E. Mallard, H. Le Chatelier. *Thermal model for flame propagation*. In: Annales des Mines. Bd. 4. 18. (1883), S. 379–568.
- [52] N. Peters. *Turbulent Combustion*. 4. Aufl. New York: Cambridge University Press, (2006).
- [53] J. Mathieu, J. Scott. *An Introduction to Turbulent Flow*. Cambridge New York Melbourne Madrid: Cambridge University Press, (2000).
- [54] S. B. Pope. *Turbulent Flows*. 1. Aufl. Cambridge: Cambridge University Press, (2000).
- [55] K. Avila, D. Moxey, A. de Lozar, M. Avila, D. Barkley, B. Hof. *The Onset of Turbulence in Pipe Flow*. In: Science 333(6039) (2011), S. 192–196.
- [56] H. K. Versteeg, W. Malalasekera. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics*. The Finite Volume Method. Harlow: Pearson Education Limited, (2007).
- [57] C. K. Law. *Combustion Physics*. 1. Aufl. Cambridge [u.a.]: Cambridge University Press, (2006).
- [58] H. Kobayashi, T. Tamura, K. Maruta, T. Niioka, F. A. Williams. *Burning velocity of turbulent premixed flames in a high-pressure environment*. In: Symposium (International) on Combustion 26(1) (1996), S. 389–396.
- [59] Bundesamt für Wirtschaft und Ausfuhrkontrolle. *Mini-KWK-Anlagen. Hinweise zum Antrag auf Listung einer KWK-Anlage bis einschließlich 20 kW<sub>el</sub> (nur für Hersteller bzw. Prüforganisationen)*. (2016). URL: [www.bafa.de/SharedDocs/Downloads/DE/Energie/kwk\\_mini\\_kwk\\_merkblatt\\_listung.pdf?\\_\\_blob=publicationFile&v=3](http://www.bafa.de/SharedDocs/Downloads/DE/Energie/kwk_mini_kwk_merkblatt_listung.pdf?__blob=publicationFile&v=3) (besucht am 18.09.2018).
- [60] A. Singh, M. Agrawal. *Acid rain and its ecological consequences*. In: Journal of Environmental Biology 29(1) (Feb. 2008), S. 15–24.
- [61] WHO. *Health Aspects of Air Pollution with Particulate Matter, Ozone and Nitrogen Dioxide*. Techn. Ber. WHO, (2003). URL: [http://www.euro.who.int/\\_\\_data/assets/pdf\\_file/0005/112199/E79097.pdf](http://www.euro.who.int/__data/assets/pdf_file/0005/112199/E79097.pdf) (besucht am 18.09.2018).
- [62] G. L. Leonard, S. M. Correa. *NO<sub>x</sub> Formation in Lean Premixed High-Pressure Methane Flames*. In: Second ASME Fossil Fuel Combustion Symposium PD-30 (1990), S. 69–74.
- [63] J. A. Raub, M. Mathieu-Nolf, N. B. Hampson, S. R. Thom. *Carbon monoxide poisoning - a public health perspective*. In: Toxicology 145(1) (2000), S. 1–14.

- [64] National Institute of Standards and Technology (NIST). 2017. URL: <https://kinetics.nist.gov/kinetics/index.jsp> (besucht am 10.10.2017).
- [65] P. Gerlinger. *Numerische Verbrennungssimulation: Effiziente numerische Simulation turbulenter Verbrennung*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, (2005).
- [66] C. Eberle, P. Gerlinger, K. P. Geigle, M. Aigner. *Numerical Investigation of Transient Soot Evolution Processes in an Aero-Engine Model Combustor*. In: *Combustion Science and Technology* 187(12) (2015), S. 1841–1866.
- [67] W. P. Jones, B. E. Launder. *The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence*. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15(2) (1972), S. 301–314.
- [68] B. E. Launder, D. B. Spalding. *Mathematical Models of Turbulence*. London-New York: Academic Press Inc, (1972).
- [69] D. C. Wilcox. *Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models*. In: *AIAA Journal* 26(11) (1988), S. 1299–1310.
- [70] F. Menter. *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*. In: *AIAA Journal* 32(8) (1994), S. 1598–1605.
- [71] B. Launder, B. Sharma. *Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc*. In: *Letters in Heat and Mass Transfer* 1(2) (1974), S. 131–137.
- [72] W. Jones, J. Whitelaw. *Calculation of Turbulent Reacting Flows: A Review*. In: *Combustion and Flame* 48 (1982), S. 1–26.
- [73] F. R. Menter, M. Kuntz, R. Langtry. *Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model*. In: *Turbulence, Heat and Mass Transfer* 4(1) (2003), S. 625–632.
- [74] THETA Group. *THETA Theory Manual*. Institute of Combustion Technology German Aerospace Center (DLR). (2012).
- [75] U. Harten. *Physik*. 6. Aufl. Berlin Heidelberg: Springer Vieweg, (2014).
- [76] A. G. Gaydon, H. G. Wolfhard. *Flames: Their Structure, Radiation and Temperature*. 4. Aufl. London: Chapman and Hall, (1979).
- [77] V. N. Nori. *Modeling and Analysis of Chemiluminescence Sensing for Syngas, Methane and Jet-A Combustion*. Georgia Institute of Technology, (2008).

- [78] D. Dandy, S. Vosen. *Numerical and Experimental Studies of Hydroxyl Radical Chemiluminescence in Methane-Air Flames*. In: *Combustion Science and Technology* 82 (1992), S. 131–150.
- [79] J. M. Hall, E. L. Petersen. *An Optimized Kinetics Model for OH Chemiluminescence at High Temperatures and Atmospheric Pressures*. In: *International Journal of Chemical Kinetics* 38(12) (2006), S. 714–724.
- [80] M. Tamura, P. A. Berg, J. E. Harrington, J. Luque, J. B. Jeffries, G. P. Smith, D. R. Crosley. *Collisional Quenching of CH (A), OH (A), and NO (A) in Low Pressure Hydrocarbon Flames*. In: *Combustion and Flame* 114(3) (1998), S. 502–514.
- [81] R. Marvodieanu, H. Boiteux. *Flame Spectroscopy*. New York, London, Sydney: John Wiley & Sons, Inc., (1965).
- [82] M. R. W. Lauer. *Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by Chemiluminescence Imaging*. Dissertation. Technischen Universität München, (2011).
- [83] N. H. Abel. *Oeuvres Complètes de NH Abel: Mathématicien*. Bd. 1. Chr. Gröndahl, (1839).
- [84] R. Barlow, R. Dibble, J.-Y. Chen, R. Lucht. *Effect of Damköhler Number on Superequilibrium OH Concentration in Turbulent Nonpremixed Jet Flames*. In: *Combustion and Flame* 82(3-4) (1990), S. 235–251.
- [85] U. Stopper. *Weiterentwicklung und Anwendung der Laser-Raman-Streuung zur Untersuchung industrieller Vormischflammen in einer Hochdruckbrennkammer*. Dissertation. Universität Stuttgart, (2013).
- [86] M. Sweeney, S. Hochgreb. *Autonomous Extraction of Optimal Flame Fronts in OH Planar Laser-Induced Fluorescence Images*. In: *Applied Optics* 48(19) (2009), S. 3866–3877.
- [87] C. Schulz, V. Sick. *Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems*. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 31(1) (2005), S. 75–121.
- [88] M. Raffel, C. Willert, J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Berlin: Springer, (1998).
- [89] LaVision. *FlowMaster*. Handbuch. (2016).



- [90] S. Dörn. *Programmieren für Ingenieure und Naturwissenschaftler. Algorithmen und Programmier Techniken*. Springer Vieweg, (2017).
- [91] LaVision. *Imaging Tools*. Handbuch. (2015).
- [92] F. R. Menter, Y. Egorov. *The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description*. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 85(1) (2010).
- [93] M. Herbst. Interne Kommunikation. (2014).
- [94] H. Seliger, A. Huber, M. Aigner. *Experimental Investigation of a FLOX<sup>®</sup>-based Combustor for a Small-Scale Gas Turbine Based CHP System Under Atmospheric Conditions*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition*. (2015). GT2015-43094.
- [95] Y. Levy, V. Sherbaum, V. Erenburg. *The Role of the Recirculating Gases at the Mild Combustion Regime Formation*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air*. (2007). GT2007-27369.
- [96] A. Kazakov, M. Frenklach. URL: <http://www.me.berkeley.edu/drm/> (besucht am 18.09.2018).
- [97] H. Seliger, M. Stöhr, Z. Yin, A. Huber, M. Aigner. *Experimental and Numerical Analysis of a FLOX<sup>®</sup>-based Combustor for a 3 kW Micro Gas Turbine Under Atmospheric Conditions*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo: Turbomachinery Technical Conference and Exposition*. (2017). GT2017-63317.
- [98] J. Ustenko. *Experimentelle Untersuchung des Einflusses der Vorwärmtemperatur auf die Betriebscharakteristik eines jetstabilisierten Mikrogasturbinenbrenners*. Diplomarbeit. Universität Stuttgart, (2012).
- [99] Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit. *Erste Allgemeine Verwaltungsvorschrift zum Bundes-Immissionsschutzgesetz (Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft - TA Luft)*. Techn. Ber. (2002). URL: [http://www.bmub.bund.de/fileadmin/Daten\\_BMU/Download\\_PDF/Luft/taluft.pdf](http://www.bmub.bund.de/fileadmin/Daten_BMU/Download_PDF/Luft/taluft.pdf) (besucht am 18.09.2018).
- [100] M. J. Severin, O. Lammel, W. Meier, M. Aigner. *Flame Stabilization Regimes of Lean Premixed Confined Jet Flames at Different Reynolds Numbers*. In: *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, AIAA Propulsion and Energy Forum*. (2017). AIAA 2017-4684.

- [101] M. Severin, O. Lammel, H. Ax, R. Lückcrath, W. Meier, M. Aigner, J. Heinze. *High Momentum Jet Flames at Elevated Pressure, B: Detailed Investigation of Flame Stabilization with Simultaneous PIV and OH-LIF*. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 140(4) (2018).
- [102] Bundesministerium der Justiz und für Verbraucherschutz. *Dreizehnte Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes (Verordnung über Großfeuerungs-, Gasturbinen- und Verbrennungsmotoranlagen - 13. BImSchV*. (2017). URL: [https://www.gesetze-im-internet.de/bimschv\\_1\\_2010/1.\\_BImSchV.pdf](https://www.gesetze-im-internet.de/bimschv_1_2010/1._BImSchV.pdf) (besucht am 18.09.2018).
- [103] C. M. Arndt, M. Severin, C. Dem, M. Stöhr, A. M. Steinberg, W. Meier. *Experimental Analysis of Thermo-Acoustic Instabilities in a Generic Gas Turbine Combustor by Phase-Correlated PIV, Chemiluminescence, and Laser Raman Scattering Measurements*. In: Experiments in Fluids 56(4) (2015), S. 69.
- [104] N. Lawson, J. Wu. *Three-Dimensional Particle Image Velocimetry: Experimental Error Analysis of a Digital Angular Stereoscopic System*. In: Measurement Science and Technology 8 (1997), S. 1455–1464.