

Technische Universität München
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

Injektoren zur Vormischung von Wasserstoff und Luft im Selbstzündungsregime

Stefan Josef Bauer

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

DOKTOR – INGENIEURS

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Prof. Dr.-phil. Klaus Bengler

Prüfer der Dissertation:

1. Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
2. Prof. Dr.-Ing. Michael Wensing

Die Dissertation wurde am 04. April 2019 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 16. Juli 2019 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter. Sie wurde vom Freistaat Bayern im Rahmen des Forschungsprojektes "Bavarian Hydrogen Centers" zur Erforschung von Wasserstoff als Energiespeicher gefördert.

Mein herzlicher Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Professor Thomas Sattelmayer. Seine Art der Betreuung dieser Arbeit, eine Mischung aus freier Gestaltung der Forschungsrichtung und einem richtungsweisenden Gespräch bei einer möglichen Verirrung im wissenschaftlichen Dschungel, war mir stets eine Hilfe. Herrn Professor Dr.–Ing. Michael Wensing danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferates und Herrn Professor Dr.–phil. Klaus Bengler für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Meinen ehemaligen Kollegen am Lehrstuhl danke ich für die vielen gemeinsamen Momente und die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre. Besonders herausheben möchte ich meine Projekt- und Büropartnerin Balbina Hampel: Balbina, danke für deine Unterstützung in den zähen Momenten und für die gemeinsame Zeit im Projekt und im Büro. Zusätzlich möchte ich mich bei meinen Studenten und Studentinnen Simon, Max, Tobias, Peter, Verena, Andrew, Max-Emanuel, Vitus, Jose und Philipp bedanken, ohne eure Hilfe hätte diese Arbeit sehr viel länger gedauert. Mein Dank gilt auch den Mitgliedern der Brotzeitgruppe für die schöne Mischung aus fachlicher Unterstützung und Freundschaft. Weiterhin möchte ich mich herzlichst bei meinen Korrekturleser/innen Max vom Stein, Luitpold Rampeltshammer und Tamara Enhuber bedanken.

Von ganzen Herzen danke ich meinen Eltern, ohne deren Unterstützung diese Arbeit niemals entstanden wäre.

München, im September 2019

Stefan Bauer

Kurzfassung

Der wachsende fluktuierende, erneuerbare Stromanteil im Stromnetz erfordert einen erhöhten Speicherbedarf, um Spitzen ausgleichen zu können. Die Erzeugung von Wasserstoff kann diesen Speicherbedarf decken. Die Rückverstromung des Wasserstoffs in Gasturbinen wird durch die erhöhte Reaktivität und Stickstoffmonoxidbildungsrate des Wasserstoffs im Vergleich zur Erdgasverbrennung erschwert. Hinzu kommt eine Lufttemperatur oberhalb der Selbstzündtemperatur, wenn Mikrogasturbinen mit Rekuperatoren eingesetzt werden sollen. Um einen vorgemischten Wasserstoffbetrieb in solchen Gasturbinen zu ermöglichen, werden verschiedene Injektorausführungen untersucht. Es zeigt sich, dass die Sicherheit, d. h. keine Selbstzündung in der Mischstrecke und kein Flammrückschlag in den Injektor, durch eine beschleunigte Mischung und einen reduzierten Wandkontakt des Wasserstoffs bis zu Lufttemperaturen von 700 °C gewährleistet werden kann. Wird die Mischung im Injektor durch einen Wirbelmischer unterstützt, der ein Wirbel-paar in der Luftströmung erzeugt, sinken die Stickstoffmonoxidemissionen bei der Wasserstoffverbrennung bei typischen Turbineneintrittstemperaturen von Mikrogasturbinen auf unter 1 ppm.

Abstract

The growing share of fluctuating renewable energy in the electricity grid requires the addition of storage capacity in order to balance supply and demand. The generation of hydrogen from water is one option for large scale energy storage. The reconversion of hydrogen into electricity in gas turbines is a technical challenge due to the increased reactivity and nitrogen monoxide formation rate of hydrogen compared to natural gas. If micro gas turbines with recuperators are employed, the air temperature at the combustor inlet exceeds the auto-ignition temperature of the fuel, leading to the risk of auto-ignition in the injectors with subsequent overheating. Various injector designs for premixed hydrogen combustion in such gas turbines are being investigated. It is shown that self-ignition in the mixing section and flame flashback into the injector can be avoided up to air temperatures of 700°C by fast mixing and reduced wall contact of the hydrogen. If the mixing in the injector is supported by a vortex mixer that generates a vortex pair in the air flow, the nitrogen monoxide emissions during hydrogen combustion fall to below 1 ppm at typical turbine inlet temperatures of micro gas turbines.

Teile dieser Dissertation wurden vom Autor bereits vorab als begutachtete Konferenzbeiträge eingereicht [7], [8]. Die Veröffentlichung [7] erschien zum Datum des Drucks dieser Arbeit ebenfalls in einer begutachteten Zeitschrift. Alle Veröffentlichungen sind entsprechend der gültigen Promotionsordnung ordnungsgemäß gemeldet. Sie sind deshalb nicht zwangsläufig im Detail einzeln referenziert. Vielmehr wurde bei der Referenzierung eigener Veröffentlichungen Wert auf Verständlichkeit und inhaltlichen Bezug gelegt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Verbrennungskonzept	3
1.3	Mikrogasturbine - Turbec T100	5
1.4	Aufgabenstellung der Arbeit	8
1.5	Untergliederung der Arbeit	9
2	Grundlagen	11
2.1	Verbrennung	11
2.1.1	Adiabate Flammentemperatur	13
2.1.2	Verdünnte Verbrennung	15
2.1.3	Laminare Brenngeschwindigkeit	18
2.2	Selbstzündung	19
2.2.1	Zündgrenzen und Zündverzugszeit	22
2.2.2	Einflussfaktoren auf die Zündverzugszeit	24
2.2.3	Ablauf der Selbstzündung in vorgemischten Strömungen	26
2.3	Mischung von Gasen	27
2.3.1	Makroskopische Mischung	27
2.3.2	Mikroskopische Mischung	28
2.4	Stickoxidbildung	31
2.4.1	Thermisches NO - Zeldovich-Mechanismus	32
2.4.2	Promptes NO – Fenimore-Mechanismus	34
2.4.3	Distickstoff-Mechanismus	35
2.4.4	NNH-Mechanismus	35
2.4.5	Zusammenfassung	36

3	Methoden	37
3.1	Injektionskonzepte	37
3.1.1	Jet-in-Coflow	38
3.1.2	Jet-in-Crossflow	40
3.1.3	Injektor mit Wirbelmischer	44
3.2	Experiment	47
3.2.1	Injektor-Aufbau und Variation	47
3.2.2	Versuchsstände	55
3.3	Versuchsdurchführung	66
3.3.1	Einzelinjektorversuchsstand	66
3.3.2	Brennkammerversuchsstand	67
3.4	Messtechnik	67
3.4.1	OH*-Chemilumineszenz	68
3.4.2	OH-Planare laserinduzierte Fluoreszenz (OH-PLIF)	69
3.4.3	Particle Image Velocimetry (PIV) und Mixture Particle Image Velocimetry (MixPIV)	70
3.4.4	Emissionsmesstechnik	72
3.5	Druckverlust in den Injektoren	76
4	Mischung und Selbstzündung	79
4.1	Mischung	79
4.1.1	Co-Flow Injektor (JICO)	79
4.1.2	Cross-Flow Injektor (JICR)	86
4.1.3	Injektor mit Wirbelmischer	93
4.1.4	Zusammenfassung	102
4.2	Selbstzündung	103
4.2.1	Selbstzündkerne und deren Verhalten	103
4.2.2	Regime der Selbstzündung	110
4.2.3	Einfluss der Hauptströmung und der Brennstoffart auf die Selbstzündung	113
4.2.4	Wandtemperatureinfluss auf die Selbstzündung	119
4.2.5	Sekundärlufteinfluss auf die Selbstzündung	121
4.2.6	Einfluss des Injektordesigns auf die Selbstzündung	126
4.3	Auswirkung der Mischung auf die Selbstzündung	129
4.4	Fazit	132

5 Einfluss des Injektors auf den Verbrennungsprozess	135
5.1 Strömungsgeschwindigkeitseinfluss auf die Emissionen	135
5.2 Umschalten von Erdgas auf Wasserstoffbetrieb	137
5.3 Injektoreinfluss im stabilen Betrieb auf die Emissionen	142
5.4 Injektorwandtemperatur und Sekundärluft	146
5.5 Fazit	148
6 Zusammenfassung	151

Abbildungsverzeichnis

1.1	Entwicklung der Stromerzeugung in Deutschland 2002–2018 [32].	1
1.2	Verbrennungskonzept nach Brückner-Kalb: Links das Blockdiagramm zur Verdeutlichung der Teilprozesse; rechts die Schemazeichnung zur Darstellung des Strömungsbildes [17].	4
1.3	Stoffstromschema der erweiterten Brennkammer.	6
1.4	Schema einer Gasturbine mit Rekuperator und Abgaswärmetauscher [120].	6
1.5	p-v und T-s Diagramm des rekuperierten Gasturbinenprozesses nach Zimmermann [120].	7
2.1	Abhängigkeit der adiabaten Flammentemperatur von der Luftzahl und der Luft- und Brennstofftemperatur.	13
2.2	Schematische Darstellung der unterschiedlichen Betriebsbereiche bei der Erdgasverbrennung, A: stabile, konventionelle Flamme, B: instabile bzw. abgehobene Flamme, C: flammenlose Oxidation, D: keine Reaktion, nach [115].	17
2.3	Freisetzung der Reaktionsenergie nach Zufuhr bzw. nach Abbau der Aktivierungsenergie [93].	21
2.4	Zündenergie und Zündverzugszeit [93].	23
2.5	Vergleich experimentell bestimmter Zündverzugszeiten mit Berechnungen auf Basis verschiedener Reaktionsmechanismen - $\lambda = 1$; $p = 1$ bar; H_2	25
2.6	Einfluss der Luftzahl, der Brennstoffzusammensetzung, der Temperatur und des Druckes im für Mikrogasturbinen relevanten Bereich.	26
2.7	Konzentrationsverlauf zu verschiedenen Zeiten bei $D = 0,1 \text{ cm}^2/\text{s}$ nach Flowers [98].	30

2.8	Maximale Diffusionstiefe von H_2 und CH_4 in Luft abhängig von der Gemischtemperatur.	31
3.1	Charakteristischer Aufbau und Strömungsentwicklung nach Charalampous [23] und Rajaratnam [88] in einer Co-Flow Anordnung.	39
3.2	Schema einer Jet-in-Crossflow-Anordnung nach [3].	41
3.3	Übersicht über die verschiedenen Zonen einer JICR- Anordnung, nach [95].	43
3.4	Schematische Darstellung einer VGP-Anordnung, nach [19]. . .	44
3.5	Schematische Darstellung der Wirbelstruktur in einer VGP- Anordnung, nach [19].	45
3.6	Technische Zeichnung des JICR- und JICO-Injektors (mm). . . .	48
3.7	Schematische Zeichnung des VGP-Injektors inkl. der Temperaturmessstellen.	49
3.8	Zeichnung des VGP-Injektors mit gekühlter Injektorwand inkl. Stoffstromschema.	51
3.9	Einfluss der Verlängerung des Injektors auf die Geometrie - Kurzer Injektor (blau), Langer Injektor (rot).	54
3.10	Schematischer Aufbau des Einzelinjektorversuchsstandes. . . .	56
3.11	Isometrische Zeichnung des Einzelinjektorversuchsstandes. . .	57
3.12	Isometrische Zeichnung der Heizmanschette des Injektors inklusive der Temperaturmessstellen.	58
3.13	Brennkammerversuchsstand inklusive Infrastruktur.	60
3.14	Schnitt der zweistufigen Brennkammer.	61
3.15	Timing der verschiedenen Messtechniken.	72
4.1	Einfluss von J auf das mittlere Mischungsfeld des Co-Flow Injektors - $\lambda = 4$; $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$	80
4.2	Einfluss von u_G auf das mittlere Mischungsfeld des Co-Flow Injektors.	81
4.3	Einfluss von \dot{m}_L auf das mittlere Mischungsfeld des Co-Flow Injektors - $\lambda = 7$; $J = 0,60$; $T_L = 22^\circ\text{C}$	82
4.4	Gemischbildung im Co-Flow Injektor - $T_L = 20^\circ\text{C}$; $\lambda = 4$; $J = 1,81$	84

4.5	Einfluss der Impulsstromdichte auf die mittlere Wasserstoffverteilung im Co-Flow Injektor - $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$	85
4.6	Einfluss von J auf das mittlere Mischungsfeld des Cross-Flow Injektors - $T_L = 22^\circ\text{C}$; $\dot{m}_L = 8 \text{ g/s}$	87
4.7	Einfluss von J auf das mittlere Mischungsfeld des Cross-Flow Injektors - $\lambda = 4$; $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$	88
4.8	Einfluss von \dot{m}_L auf das mittlere Mischungsfeld des Cross-Flow Injektors - $\lambda = 7$; $J = 0,33$; $T_L = 680^\circ\text{C}$	89
4.9	Gemischbildung im Cross-Flow Injektor bei $T_L = 22^\circ\text{C}$ und $\lambda = 4$	90
4.10	Gemischbildung im Cross-Flow Injektor bei $T_L = 620^\circ\text{C}$ und $\lambda = 4$	91
4.11	Einfluss der Impulsstromdichte auf die mittlere Wasserstoffverteilung im Cross-Flow Injektor - $\dot{m}_L = 16 \text{ g/s}$	92
4.12	Trajektorien im Cross-Flow Injektor - $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$	92
4.13	Mittlerer Gemischbildung im Deltaflügel bei $T_L = 20^\circ\text{C}$ und $\dot{m}_L = 8 \text{ g/s}$	94
4.14	Mittlerer Gemischbildung im Deltaflügel bei $\lambda = 4$ und $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$	95
4.15	Mittlerer Gemischbildung mit Deltaflügel bei $T_L = 680^\circ\text{C}$ und $\lambda = 4$	96
4.16	Gemischbildung im Deltaflügel Injektor bei $T_L = 20^\circ\text{C}$ und $\lambda = 4$	98
4.17	Gemischbildung im Deltaflügel Injektor bei $T_L = 700^\circ\text{C}$ und $\lambda = 4$	99
4.18	Gemischbildung im Deltaflügel Injektor bei $T_L = 20^\circ\text{C}$ und $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$	101
4.19	Gemittelte OH* Chemilumineszenz bei verschiedenen Luftzahlen - $T_L = 677^\circ\text{C}$; $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$; VGP-Injektor.	104
4.20	OH-Planare Laser Induzierte Fluoreszenzaufnahmen eines Selbstzündkerns - $T_L = 677^\circ\text{C}$; $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$; $\lambda = 4$	107
4.21	OH-Planare Laser Induzierte Fluoreszenzaufnahmen einer selbstgezündeten stabilen Flamme - $T_L = 735^\circ\text{C}$; $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$; $\lambda = 4$	108
4.22	Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kerne und der Lebenszeit eines Kerns bei einer Veränderung der Vorwärmtemperatur - $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$; VGP-Injektor mit Innenrohr.	109

4.23 Einfluss der Vorwärmtemperatur und der Abhebehöhe auf die Zündstabilität unter Berücksichtigung der Luftzahl - 12 g/s; VGP-Injektor.	111
4.24 Einfluss der Strömung und die Abhebehöhe für den VGP-Injektor in metallischer und optischzugänglicher Ausführung - VGP-Injektor.	114
4.25 Einfluss des Hauptluftmassenstroms und der Luftzahl auf die Abhebehöhe - VGP-Injektor.	116
4.26 Einfluss der Brennstoffzusammensetzung auf die Selbstzündung - $\lambda = 2,7$; $T_L = 740^\circ\text{C}$; $\dot{m}_L = 12\text{ g/s}$; VGP- Injektor.	118
4.27 Einfluss der Wandtemperatur auf die Zündung.	120
4.28 Einfluss der Sekundärlufteindüsung auf die Selbstzündung - $\lambda = 4$; $\dot{m}_L = 12\text{ g/s}$ und $\dot{m}_L = 8\text{ g/s}$; VGP- Injektor.	123
4.29 Vergleich VGP-Injektor mit VGP-Injektor mit Innenrohr - $\lambda = 4$; $\dot{m}_L = 12\text{ g/s}$	125
4.30 Einfluss des Innenrohrs und der Sekundärluft auf den Rückschlagspunkt - $\lambda = 4$; $\dot{m}_L = 12\text{ g/s}$	126
4.31 Einfluss des Injektordesigns auf die Abhebehöhe - $\dot{m}_L = 12\text{ g/s}$	127
4.32 Einfluss des Injektordesigns auf die Abhebehöhe - $\dot{m}_L = 12\text{ g/s}$	128
4.33 Mischungsverteilung und Zündverteilung für die verschiedenen Injektoren - $\dot{m}_L = 12\text{ g/s}$; $\lambda = 4$; $T_L = 680^\circ\text{C}$	131
5.1 Normierte NO-Emissionen bei verschiedenen Luftmassenströmen - VGP-Injektor mit Innenrohr in Stufe 2; H_2 ; $T_L = 620^\circ\text{C}$	136
5.2 NO- und CO-Emissionen und Temperaturverlauf bei verschiedenen Brennstoffzusammensetzungen und verschiedenen Injektionskonzepten in der 2. Stufe. Normiert $P_{th} = 52\text{ kW}$; $\lambda_{G,H_2} = 8,2$	138
5.3 Abgasemissionen beim Umstellen von Erdgas auf H_2 für verschiedene Injektoren - $\lambda_{G,H_2} = 8,2$; $P_{th} = 52\text{ kW}$	140
5.4 NO-Emissionen bei verschiedenen Injektoren im stationären Betrieb.	142
5.5 NO-Emissionen bei verschiedenen Injektoren im stationären Betrieb - $T_L = 600^\circ\text{C}$; $\dot{m}_L = 120\text{ g/s}$; H_2	143

5.6	Injektorwandtemperatur bei verschiedenen Haupt- und Sekundärluftmassenströmen - VGP-Injektor mit Innenrohr; $T_L = 620^\circ\text{C}$; H_2	146
5.7	<i>NO</i> -Emissionen bei Sekundärlufteinsatz - VGP-Injektor mit Innenrohr; $T_L = 600^\circ\text{C}$; H_2	148

Tabellenverzeichnis

1.1	Leistungsdaten der Turbec T100 Gasturbine.	8
2.1	Selbstzündtemperaturen bei Standardbedingungen nach Gelfand [35] und Robinson [90].	20
2.2	Zündgrenzen bei Normbedingungen nach Gelfand [35] und Robinson [90].	22
2.3	Diffusionskoeffizienten für Gase in Luft bei 20 °C und 1013 <i>hPa</i> [111].	29
2.4	Zusammensetzung der trockenen Luft unter Normbedingungen [99].	32
3.1	Optimale Abmessungen VGP- Injektor.	46
3.2	Injektoren im Einzelinjektorversuchsstand.	58
3.3	Abmessungen Brennkammer.	62
3.4	Keramik Eigenschaften [45].	63
3.5	Injektoren im Brennkammerversuchsstand.	64
3.6	Zusammensetzung des verwendeten Erdgases [100].	73
3.7	Zusammensetzung des verwendeten Wasserstoffs [89].	73
3.8	Druckverlust Injektoren und Luftverteilung.	77
4.1	Injektoreigenschaften.	102

Nomenklatur

Abkürzungen

<i>JICO</i>	Jet-in-Coflow Injektor
<i>JICOI</i>	Jet-in-Coflow Injektor mit Innenrohr
<i>JICR</i>	Jet-in-Crossflow Injektor
<i>JICRI</i>	Jet-in-Crossflow Injektor mit Innenrohr
<i>G</i>	Generator
<i>MixPIV</i>	Mixture Particle Image Velocimetry
<i>MRMF</i>	Most Reactive Mixture Fraction
<i>Nd : YLF</i>	Neodymium doped Yttrium Lithium Fluoride
<i>OH – PLIF</i>	OH-Planare laserinduzierte Fluoreszenz
<i>PIV</i>	Particle Image Velocimetry
<i>PWM</i>	Pulsweitenmodulation
<i>T</i>	Turbine
<i>TIT</i>	Turbineneintrittstemperatur (engl. turbine inlet temperature)
<i>SSiC</i>	Siliziumkarbidkeramik
<i>ST2</i>	Brennkammerstufe 2
<i>V</i>	Verdichter
<i>VGP</i>	Deltaflügel-mischer (engl. vortex generator premixer)
<i>VGPL</i>	Deltaflügel Injektor Lange Ausführung
<i>VGPI</i>	Deltaflügel Injektor mit Innenrohr

Lateinische Buchstaben

<i>A</i>	Fläche [m ²]
<i>A_T</i>	empirischer Parameter [-]
<i>a</i>	Tiefe Deltaflügel [m]
<i>B</i>	Faktor [-]

C_{ent}	Entrainmentfaktor [-]
C_D	empirischer Parameter [-]
C_T	empirischer Parameter [-]
Ct	Craya-Curtet-Zahl [-]
c	Konzentration [mol/m ³]
c_{ej}	empirischer Parameter [-]
D	Diffusionskoeffizient [cm ² /s]
D	Durchmesser Injektor [m]
d	Durchmesser [m]
$D_{1,2}$	Diffusionskoeffizient zwischen Stoff 1 und 2 [cm ² /s]
E	Parameter [-]
E_A	Aktivierungsenergie [J]
exp	Exponentialfunktion [-]
E_Z	Zündenergie [J]
f	Funktion [-]
f	lokale Konzentration [-]
f_{PS}	Korrekturfaktor [-]
J	Impulsstromdichteverhältnis [-]
J_D	Diffusionsstrom [mol/s]
IS	Zündstabilität [-]
K_v	Rezirkulationsrate [-]
l	Länge [m]
l_{lift}	Abhebehöhe [m]
\bar{l}	mittlere freie Weglänge [m]
$l_{min,tr}$	Mindestluftbedarf [kg/kg]
\dot{m}	Massenstrom [g/s]
m	Masse [kg]
\dot{m}	Massenstrom [g/s]
N_{ZP}	Reaktionsrate [-]
N_0^*	Anzahl der diffundierenden Atome [-]
n^*	Stoffmengenkonzentrationsänderung [mol/m ³]
$q_{Abgas-WT}$	abgeführte Wärmestrom [J/kg]
q_{zu}	zugeführte Wärmestrom [J/kg]
P	Leistung [kW]

p	Druck [Pa]
R	Universelle Gaskonstante [J/mol-K]
r	Radius [m]
$r_{0,5}$	Radius mit 0,5 Δu [m]
Re	Reynoldszahl [-]
s	spezifische Entropie [J/kg-K]
s	Abstand Deltaflügelspitze Jeteinlass [-]
s_L	laminare Brenngeschwindigkeit [m/s]
s_T	turbulente Brenngeschwindigkeit [m/s]
T	Temperatur [K]
t	Zeit [s]
t_L	Lebensdauer Zündkernel [ms]
U	Geschwindigkeitsunterschied [m/s]
\bar{u}	mittlere Geschwindigkeit [m/s]
u	Geschwindigkeit [m/s]
v	spezifisches Volumen [m ³ /kg]
$v_{min,tr}$	trockener Abgasanteil pro Brennstoffanteil [kg/kg]
v_A	Flächenausbreitungsgeschwindigkeit [m ² /s]
x	Breitenachse [m]
x	molarer Anteil [%]
x_{krit}	Übergangsposition Zone 2 zu Zone 3 [m]
y	Längsachse [m]
z	Hochachse [m]
$\langle z(t) \rangle$	Mittelwert der Eindringtiefe [m]

Griechische Buchstaben

α	Exponent [-]
α	Anstellwinkel im VGP- Injektor [°]
α	Massenanteil der Sekundärluft in der Strömung im Injektor
α_u	empirischer Parameter [-]
α_c	empirischer Parameter [-]
β	Exponent [-]
β	Öffnungswinkel Deltaflügel [°]

β_u	empirischer Parameter [-]
β_c	empirischer Parameter [-]
β_1	Winkel zwischen BK- und Inj.-Strömung [-]
β_2	Winkel zwischen BK- und Inj.-Strömung [-]
γ	Strahlöffnungswinkel [°]
γ	Massenanteil [%]
Δ	Differenz [-]
ΔT_{Ad}	Differenz adiabate Flammtemperatur H_2 und CH_4
δ	Wirbelgröße [m]
η	Wirkungsgrad [%]
λ	Luftzahl [-]
λ_{G,H_2}	Luftzahl über beide Stufen auf Wasserstoff bezogen
ν	kinematische Viskosität [m^2/s]
Ψ_{H_2}	Wasserstoffanteil im Brennstoff [vol.%]
ρ	Dichte [kg/m^3]
τ	Verzugszeit [ms]
ζ	Druckverlustbeiwert [-]

Tiefgestellte Indizes

A	Fläche
Ad	Adiabat
Ag	Abgas
a	außen
B	Brennstoff
BK	Brennkammer
CH_4	Methan
CO_2	Kohlendioxid
$Duese,0$	Jeteinlass
el	elektrisch
Exp	Experiment
F	Brennstoff
G	Gemisch
H	Auslass Lufterhitzer

Nomenklatur

H_2	Wasserstoff
HM	Heizmanschette
I	Abgas
i	Innen
Inj	Injektor
Jet	Jetauslass
L	Luft
$L,2$	Sekundärluft
M	Mischung
max	maximaler Wert
NO	Stickstoffmonoxid
O_2	Sauerstoff
Sek	Sekundärluft
st	Stöchiometrisch
$ST1$	Stufe 1
$ST2$	Stufe 2
SZ	Selbstzündung
th	Thermisch
tr	trocken
W	Wand
0	Normbedingungen
4	Brennkammereintritt
5	Turbineneintritt
∞	Hauptströmung bzw. Umgebungsbedingung

1 Einleitung

1.1 Motivation

In den letzten drei Jahrzehnten hat sich in Deutschland die Stromproduktion verändert. Während der Anteil der CO_2 unabhängigen Technologien kontinuierlich gestiegen ist, hat sich der Anteil der verbrennungsgetriebenen Technologien reduziert. Abbildung 1.1a zeigt die absolute installierte Netto-Leistung der Stromerzeugung in Deutschland der letzten 15 Jahre. Hierin lassen sich zwei grundsätzliche Trends erkennen: Zum einen hat sich die absolute installierte Netto-Leistung im Bereich der verbrennungsgetriebenen Stromproduktion kaum verändert. Zum anderen ist der Anteil der erneuerbaren Energien deutlich angestiegen. Da die meisten erneuerbaren Kraftwerke, im Vergleich zu den konventionellen Kraftwerken, nur sehr bedingt regelbar sind [52], hat deren massiver Ausbau den volatilen Anteil in der Stromproduktion in den letzten 15 Jahren mehr als vervierfacht (Abb. 1.1b). Dies führt zu hohen, nur sehr schlecht regelbaren Leistungsspitzen im Stromnetz.

Ein möglicher Ansatz, diese Leistungsspitzen im Stromnetz auszugleichen, ist

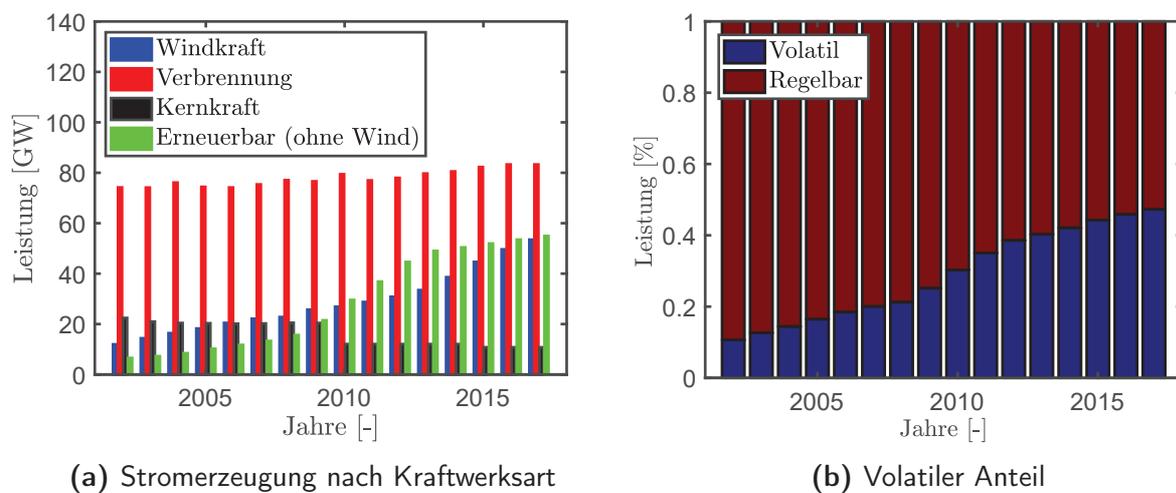


Abb. 1.1: Entwicklung der Stromerzeugung in Deutschland 2002–2018 [32].

die Speicherung der überschüssigen Energie [110]. Diese gespeicherte Energie kann zu einem späteren Zeitpunkt in das Netz abgegeben werden, wodurch das gesamte Netz stabilisiert werden kann [94]. Zur Speicherung hoher Mengen an Energie gibt es bis heute jedoch nur sehr wenige Möglichkeiten [112]. Eine davon ist die Erzeugung von Wasserstoff oder Methan aus der Überschussenergie. Dafür wird, mittels Elektrolyse, Wasser zu Wasserstoff und Sauerstoff umgewandelt. Dieser Wasserstoff kann in einem weiteren Schritt in Verbindung mit Kohlendioxid zu Methan transformiert werden. Da jeder weitere Reaktionsschritt den Wirkungsgrad reduziert, ist es aus thermodynamischer und wirtschaftlicher Sicht allerdings effizienter, den Wasserstoff direkt zu verwerten [92].

Eine direkte Verwertung des Wasserstoffs zur Freisetzung der gespeicherten Energie kann durch verschiedene Prozesse realisiert werden. Neben der Beimischung des Wasserstoffs ins Erdgasnetz stehen in der Praxis dafür drei verschiedene Verfahren zur Verfügung. Dies sind: Gasturbinen, Gasmotoren und Brennstoffzellen. Bezüglich eines Einsatzes von Wasserstoff als Energieträger verfügt jede dieser Technologien über Vor- und Nachteile. Als Grundlage für das vorliegende Dissertationsprojekt wurde die Verbrennung des Wasserstoffs in einer Mikrogasturbine, Turbec T100, festgelegt. Für die Verwendung einer Gasturbine sprechen unter anderem folgende Eigenschaften:

- hohe Leistungsdichte
- einfacher brennstoffflexibler Betrieb
- vergleichsweise niedriger Verbrennungsdruck
- keine Auswirkung der Brennstoffreinheit auf den Prozess
- niedrige Kosten pro kWh

Nun treten gerade bei der Verwendung von Wasserstoff als Brennstoff in Gasturbinen auch zahlreiche Probleme auf [66]. Diese lassen sich in den meisten Fällen auf die stark erhöhte Reaktivität und auf eine sehr niedrige Dichte im Vergleich zu Erdgas zurückführen [106]. Zusätzlich dazu sind für die vorliegende Anwendung folgende nachteilige Eigenschaften relevant:

- Wasserstoff neigt zu einer erhöhten Stickoxidbildung.

- Die Lufttemperatur vor der Mischzone überschreitet die Selbstzündtemperatur von Erdgas und Wasserstoff.
- Der Wirkungsgrad der Anlage ist vergleichsweise niedrig.

Den ersten beiden Nachteilen soll mittels dem im folgenden beschriebenen Verbrennungskonzept begegnet werden. Der Wirkungsgrad soll durch das Verbrennungskonzept möglichst nicht negativ beeinflusst werden.

1.2 Verbrennungskonzept

Das in dieser Arbeit angewandte Brennkammerkonzept der zyklisch periodischen Verbrennung wurde bereits von Brückner-Kalb für die Erdgas- und Erdgas/Wasserstoffverbrennung in einer Mikrogasturbine untersucht [20]. Das Brennkammerkonzept beruht auf einer hohen Einmischung von heißen Abgasen und Radikalen in den mageren Frischgasstrom. Dadurch erfolgt eine weitere Abmagerung des Gemisches und eine drastische Reduzierung der adiabaten Flammentemperatur. Üblicherweise würde das Frischgas bei diesen Randbedingungen nicht zünden. Infolge der eingemischten Radikale und der hohen Temperatur aus dem Abgas wird aber die Mindestzündenergie für das Gasgemisch herabgesetzt und das Gemisch kann sich selbst entzünden. Dieses Konzept eignet sich nach Brückner-Kalb besonders für geringe Leistungsbereiche, da die volumetrische Leistungsdichte aufgrund der hohen Aufenthaltszeiten der Produkte in der Brennkammer im Vergleich zu anderen Brennkammerkonzepten sehr gering ist. Zusätzlich hat Brückner-Kalb in seinen Untersuchungen bereits eine Kompatibilität des Konzeptes mit der Mikrogasturbine, Turbec T100, gezeigt. Das Brennkammerkonzept nach Brückner-Kalb ist in Abbildung 1.2 dargestellt.

Im Frischgasinjektor wird der Brennstoff mit der verdichteten, und im Rekuperator erhitzten, Luft vermischt und der Brennkammer zugeführt. Die Eintrittsbedingungen der Luft sind in Tabelle 1.1 aufgeführt. Der Frischgasinjektor ist exzentrisch in die zylindrische Brennkammer eingebaut und ragt in die Brennkammer hinein [18]. Über den Umfang der Brennkammer sind zwei Injektoren um 180° versetzt verbaut. Diese beiden Injektoren bilden eine Brennkammerebene. Um im Erdgasfall die volle Leistung in einer Brenn-

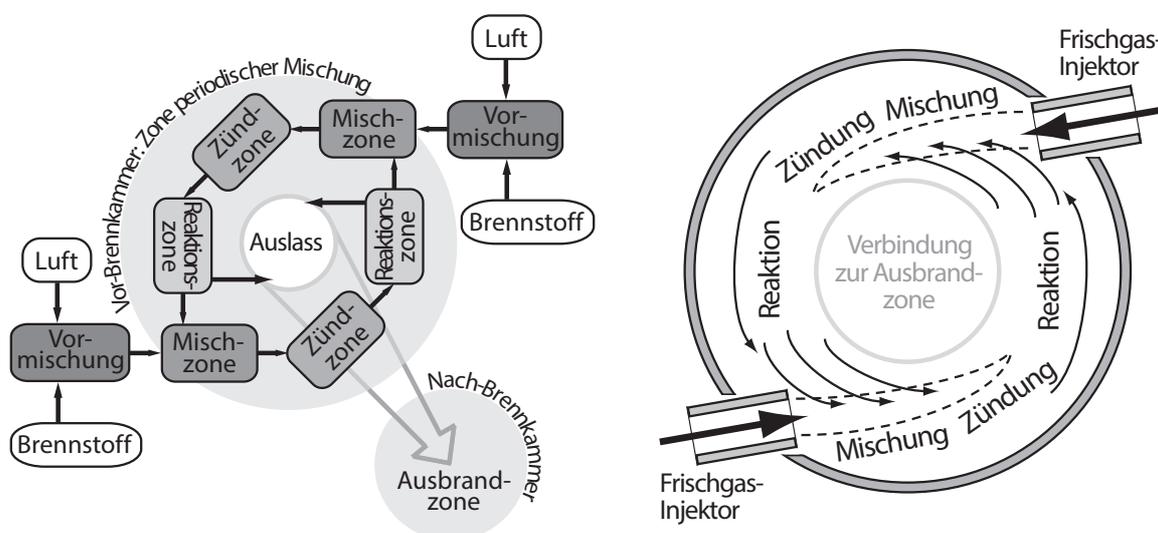


Abb. 1.2: Verbrennungskonzept nach Brückner-Kalb: Links das Blockdiagramm zur Verdeutlichung der Teilprozesse; rechts die Schemazeichnung zur Darstellung des Strömungsbildes [17].

kammer freisetzen zu können, werden drei Ebenen hintereinandergeschaltet. Durch die Anordnung der Injektoren in der Brennkammer entsteht in der Brennkammer eine Zyklonwirbelstruktur mit einer ausgeprägten Rückströmzone im Brennkammerzentrum, in der heiße Abgase rezirkuliert werden. Diese Rückstromzone erfüllt zwei essentielle Aufgaben: Zum einen wird der Verbrennungsprozess in der Brennkammer stabilisiert, das heißt das Risiko des Verlöschens oder Ausspülens der Flamme in der Brennkammer wird durch die heißen rezirkulierten Abgase reduziert und somit der Betriebsbereich in Richtung magerer Verbrennung erweitert. Zum anderen wird die Aufenthaltszeit der Abgase in der heißen Verbrennungszone verlängert. Dies hat zur Folge, dass dem Kohlenmonoxid, welches bei der mageren Verbrennung aufgrund der starken Abkühlung außerhalb der Flamme entsteht, mehr Zeit verbleibt, um zu Kohlendioxid zu oxidieren. Abschließend treten die Abgase über eine zentrische Öffnung aus der Brennkammer aus und in die Ausbrandkammer ein. In dieser werden die verbliebenen Kohlenmonoxide und die unverbrannten Kohlenwasserstoffe umgewandelt.

Die Untersuchungen von Brückner-Kalb wurden hauptsächlich mit Erdgas durchgeführt. Bei den Untersuchungen mit Wasserstoff/Erdgasmischungen kam es zum Versagen des Systems. Anhand der verbrannten Injektoren konn-

te darauf geschlossen werden, dass es zu einer Zündung in den Injektoren kam und diese, aufgrund der hohen Temperaturen, geschmolzen sind. Dabei ist zu beachten, dass Brückner-Kalb bei der Auslegung der Brennkammer sein Hauptaugenmerk auf die Verbrennung von Erdgas gelegt hat, und seine Untersuchungen im Bereich der Wasserstoffmischungen lediglich den Einfluss der Brennstoffreaktivität auf das System zeigen sollten. Daher wird die Brennkammer um eine in Reihe geschaltete 2. Stufe erweitert. In Abbildung 1.3 ist das Stoffstromschema innerhalb der Brennkammer abgebildet.

Die heiße Hauptluft wird in allen Betriebsmodi auf die beiden Stufen gleich verteilt. Für die Erwärmung des Systems und bei zu geringer Wasserstofffreisetzung wird die Gasturbine mit Erdgas betrieben. In diesem Modus findet der Hauptteil der Verbrennung in der ersten Stufe statt. Die Stufe 2 fungiert, in diesem Fall, als Ausbrandzone. Im Wasserstoffmodus wird der Brennstoff gleichmäßig auf beide Stufen verteilt und die Reaktion findet in beiden Stufen statt. Für etwaige Stabilisierungs- und Absicherungsmaßnahmen kann in der zweiten Stufe zusätzlich kältere Sekundärluft eingedüst werden.

In Kapitel 3.2.2.2 wird gezeigt, welche Änderungen am Verbrennungssystem vorgenommen wurden, um sowohl einen Erdgas- als auch einen Wasserstoffbetrieb zu ermöglichen.

1.3 Mikrogasturbine - Turbec T100

Die im Rahmen dieser Arbeit als Referenz vorgesehene Gasturbine ist die Mikrogasturbine Turbec T100 der Firma Ansaldo. Bei der Mikrogasturbine handelt es sich um eine rekuperierte Gasturbine im Leistungsbereich bis ca. 100kW. Das Anlagenschema der Mikrogasturbine ist in Abbildung 1.4 dargestellt, die entsprechenden thermodynamischen Prozesse sind in den p-v und T-s Diagrammen in Abbildung 1.5 skizziert.

Die Turbec T100 ist eine Einwellenmaschine, bei der sowohl der Verdichter (V), die Turbine (T) und der Hochgeschwindigkeitsgenerator (G) auf einer Welle angeordnet sind. Der Verdichter saugt aus der Umgebung Luft an (1) und verdichtet diese in einem Radialverdichter (2). Anschließend wird die verdichtete Luft im Rekuperator durch die Abgaswärme erhitzt, während der Druck annähernd konstant bleibt (2'). Diese heiße Luft wird nun in der Brenn-

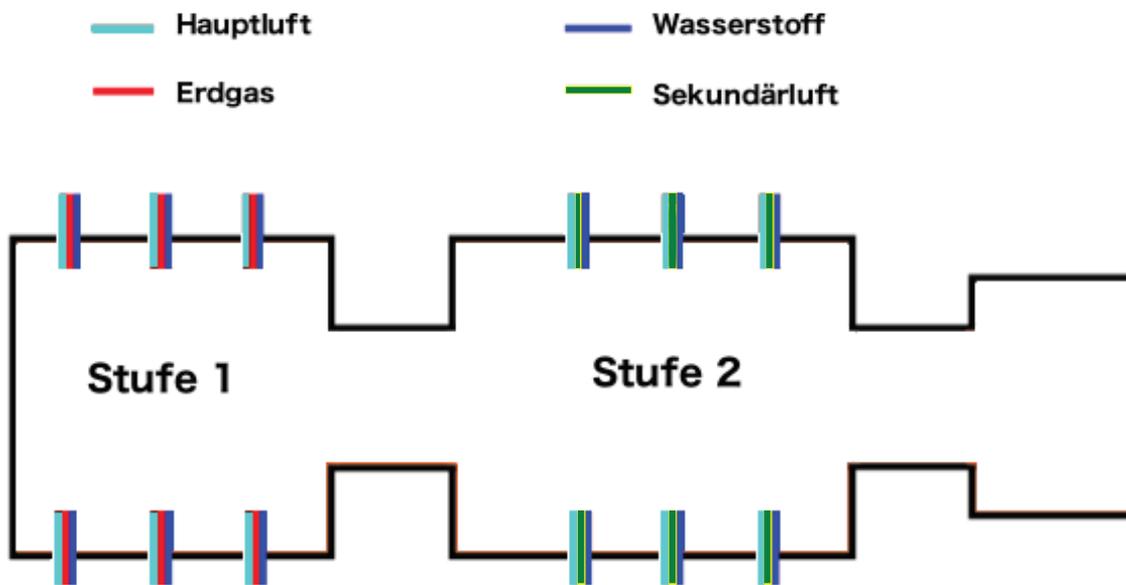


Abb. 1.3: Stoffstromschema der erweiterten Brennkammer.

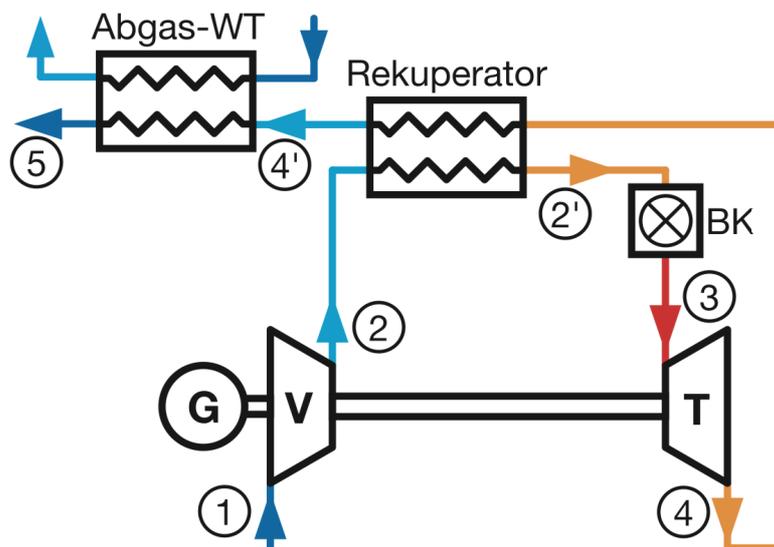


Abb. 1.4: Schema einer Gasturbine mit Rekuperator und Abgaswärmetauscher [120].

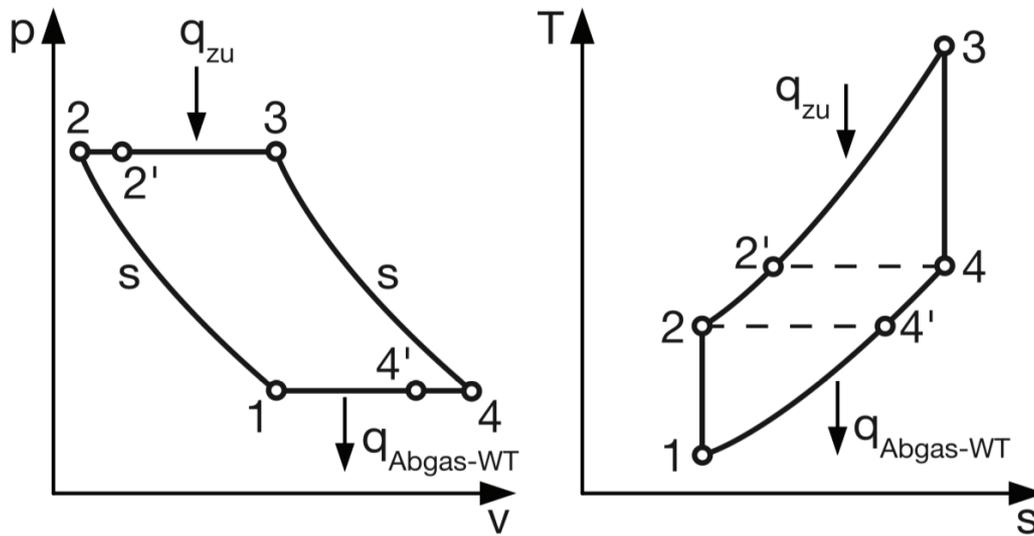


Abb. 1.5: p-v und T-s Diagramm des rekuperierten Gasturbinenprozesses nach Zimmermann [120].

kammer mit Brennstoff vermischt und verbrannt. Dabei steigt die Temperatur stark an und der Druck wird leicht reduziert (3). Die Turbine lässt eine maximale Eintrittstemperatur (TIT) von 973°C zu. Nach Brückner-Kalb [20] tritt bei der Brennkammer die magere Verlöschgrenze, im Erdgasbetrieb, bei einer adiabaten Flammentemperatur von 1250°C auf. Das heißt, dass bei der Verbrennung von Erdgas maximal 50% der Luft aus dem Verdichter in die Verbrennungszone eingebracht werden können. Die restliche Luft wird zur Kühlung der heißen Bauteile verwendet und nach der Verbrennung dem heißen Abgas beigemischt. Dadurch wird die Abgastemperatur auf die maximale zulässige TIT abgekühlt. In der darauffolgenden Radialturbine wird der Druck entspannt und die Abgastemperatur reduziert (4). Dabei überträgt die Turbine Leistung auf die Welle zum Antrieb des Verdichters und des Generators. Die Abgase werden im Anschluss durch den Rekuperator (4') und durch den Abgaswärmetauscher (5) geführt und abgekühlt.

Für die Verwendung eines Rekuperators in einem Gasturbinenprozess ist es notwendig, dass das Verdichtungsverhältnis vergleichsweise niedrig ist, da andernfalls die Lufttemperatur am Verdichterauslass für eine direkte Wärmeübertragung aus dem Abgas zu hoch wäre. Im Fall der Turbec T100 erhöht der Rekuperator den Gesamtwirkungsgrad der Anlage von 16% auf annähernd

30%. Die für den vorliegenden Anwendungsfall wichtigen Daten der Mikrogasturbine können der Tabelle 1.1 entnommen werden. Für weitere Informationen zur Mikrogasturbine wird auf die folgende Arbeit und das Datenblatt [120] und [4] verwiesen.

Tab. 1.1: Leistungsdaten der Turbec T100 Gasturbine.

Name	Formelzeichen	Wert	Benennung
el. Leistung	P_{el}	105 ± 3	kW
th. Leistung	P_{th}	333	kW
el. Wirkungsgrad	η_{el}	30 ± 2	%
Luftmassenstrom	\dot{m}_L	800	g/s
Brennkammereintrittsdruck	p_4	4,5	bar
Brennkammereintrittstemperatur	T_4	620	$^{\circ}\text{C}$
Turbineneintrittstemperatur	T_5	973	$^{\circ}\text{C}$

1.4 Aufgabenstellung der Arbeit

Die zentrale Zielsetzung dieser Arbeit ist es, einen Injektor zu entwickeln, der den sicheren Betrieb der Mikrogasturbine mit Wasserstoff und Erdgas im Selbstzündungsbereich ermöglicht. Dabei wird auf das beschriebene Brennkammerkonzept der zyklisch-periodischen Mischung nach Brückner-Kalb zurückgegriffen, da dies bereits hervorragende Emissionswerte für die Erdgasverbrennung gezeigt hat. Da das System in Verbindung mit Wasserstoff nicht funktioniert hat, wird für den Wasserstoffbetrieb eine zweite Brennkammerstufe in Reihe geschaltet. Auf den detaillierten Aufbau wird in Abschnitt 3.2.2.2 eingegangen.

Zum Erreichen möglichst geringer Stickoxidemissionen ist es notwendig, den Brennstoff im Injektor möglichst perfekt mit der Luft vorzumischen. Zusätzlich ist auf einen sicheren Betrieb, d. h. keine Verbrennung im Injektor, zu achten. Für die Injektionstechnologie stellen sich hierbei folgende Herausforderungen und Ziele:

- Die Lufttemperatur überschreitet die Selbstzündtemperatur der verwendeten Brennstoffe.

- Es werden Erdgas, Wasserstoff und Mischungen aus diesen verwendet.
- Die Mischung der Luft mit dem Brennstoff muss innerhalb des Injektors möglichst abgeschlossen werden, da die Zündung kurz nach der Eindüsung erfolgt.
- Über die Injektorwand wird Abwärme der Brennkammer in die Mischungszone eingetragen.
- Der Druckverlust im Injektor muss möglichst gering sein.
- Die Aufenthaltszeit des Brennstoffes im Injektor muss möglichst kurz sein, um eine Zündung im Injektor zu vermeiden.

In der Arbeit wird gezeigt, wie ein Injektor ausgelegt sein muss, der diese Randbedingungen erfüllt. Die Herausforderung dabei ist, dass im Injektor und bei der Eindüsung in die Brennkammer verschiedene Prozesse simultan und im Millisekundenbereich ablaufen. Beim experimentellen Vorgehen wird die Strategie verfolgt, die einzelnen physikalischen Effekte separat voneinander zu untersuchen. Konkret geht es um, (1) den Mischungsvorgang im Injektor, (2) die Selbstzündung innerhalb des Injektors und weiter stromab, (3) die Wandtemperatur des Injektors, (4) den Druckverlust durch den Injektor und schließlich (5) die Stickoxidbildung.

In den experimentellen Untersuchungen werden jeweils drei verschiedene Injektortypen mit unterschiedliche Stärken und Schwächen eingesetzt. Aus dem Vergleich der mit den drei Injektortypen erreichten Ergebnisse werden am Schluss Kriterien für das optimale Design von Injektoren für den Einsatz in rekuperierten Mikrogasturbinen abgeleitet.

1.5 Untergliederung der Arbeit

Gemäß der Aufgabenstellung wird in der vorliegenden Arbeit zunächst in Kapitel 2 auf die Gemischbildung, die Selbstzündung, die vorgemischte Verbrennung und die Stickoxidbildung eingegangen. Ergänzend werden die Ursachen der Flammenchemilumineszenz erläutert, da diese für die verwendete Messtechnik benötigt wird.

Darauf aufbauend sind im Kapitel 3 "Methoden" die verschiedenen Injektionskonzepte detailliert erläutert. Zusätzlich wird auf den Versuchsaufbau, die Versuchsdurchführung und die verwendete Messtechnik eingegangen.

Im Kapitel 4 "Selbstzündung und Mischung" werden die Untersuchungsergebnisse an den einzelnen Injektoren, wie Mischung, Selbstzündung und deren gegenseitiger Einfluss zueinander, unter Einbeziehung der Forderungen an den jeweiligen Injektor, analysiert und diskutiert.

Im Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Abgasemissionsmessungen des Brennkammersystems mit den verschiedenen Injektorkonzepten vorgestellt. Die Erkenntnisse zu den einzelnen Injektoren aus dem vorangegangenen Kapitel 4 werden genutzt, um die Ergebnisse der Emissionsmessungen zu deuten und den Einfluss der Brennkammer auf die jeweiligen Injektoren herauszuarbeiten.

In Kapitel 6 erfolgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse und Erkenntnisse. Dabei werden Empfehlungen für die Gestaltung eines optimalen Injektors für das Brennkammerkonzept präsentiert.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen für die Auslegung von Luft-/Brennstoffmischern für den Betrieb im Temperaturbereich oberhalb der Selbstzündtemperatur vorgestellt und erklärt. Dabei spielen Verbrennungsbedingung, Selbstzündung und Mischung der Edukte eine herausragende Rolle bei der Auslegung der Injektoren. Da sich die Beurteilung der Verbrennungsqualität am besten anhand von Emissionen vornehmen lässt, werden in diesem Zusammenhang die Mechanismen der Bildung von Stickstoffmonoxid und Kohlenmonoxid näher erläutert.

2.1 Verbrennung

Die Eduktzusammensetzung, die thermodynamischen Zustände der Edukte, die Gemischbildung und die Strömungsführung bestimmen den Ablauf der Verbrennung. Der dominierende Verbrennungstypus im Rahmen dieser Arbeit ist die vorgemischte, homogene Verbrennung in der Gasphase. Aufgrund des Mischungsvorgangs der Edukte, der ein herausragender Prozess im Injektor ist, ist eine vollständige homogene Verteilung der Edukte nicht in allen Untersuchungen zu gewährleisten. Gleichwohl werden auch inhomogene Verteilungen im Rahmen der Arbeit untersucht, um deren Einfluss auf die Zündungsprozesse zu untersuchen. *„Vorgemischt“* bedeutet, dass die Edukte vor dem Einsetzen der Reaktion homogen vermischt in der Gasphase vorliegen. Im Regelfall sind die Reaktionszone und der Vormischbereich räumlich getrennt. Durch das Vormischen der Edukte kann das Brennstoff zu Oxidatorverhältnis beim Einsetzen der Reaktion exakt eingestellt werden. Dieses Verhältnis wird Luftzahl genannt und ist folgendermaßen definiert:

$$\lambda = \frac{\dot{m}_L / \dot{m}_B}{\dot{m}_{L,st} / \dot{m}_{B,st}} \quad (2.1)$$

Die Luftzahl ist das Verhältnis zwischen den vorhandenen Oxidator- und Brennstoffmassenströme und einer stöchiometrischen Oxidator- zu Brennstoffmischung. Die Luftzahl lässt sich in drei Bereiche unterteilen. Diese sind:

1. $\lambda < 1$: Der Anteil des Oxidators in der Mischung ist zu gering, um den gesamten Brennstoff vollständig in seine Produkte umzuwandeln. Dadurch kann nicht die gesamte chemisch gebundene Energie freigesetzt werden und es kommt zu hohen Emissionen unvollständig reagierter Brennstoffderivate. Dies wird mit *fetter oder unterstöchiometrischer Verbrennung* bezeichnet.
2. $\lambda = 1$: Der Anteil von Oxidator und Brennstoff in der Mischung ist genau so eingestellt, dass jedem Brennstoffmolekül die benötigte Anzahl an Oxidatormolekülen zur Verfügung steht. Dadurch kann der gesamte Brennstoff umgewandelt werden und die maximale chemisch gebundene Energie kann in Wärme umgewandelt werden. Damit diese komplette Umwandlung stattfinden kann, sind eine perfekte Vormischung und eine sehr lange Reaktionszeit notwendig. In diesem Fall spricht man von der *stöchiometrischen Verbrennung*.
3. $\lambda > 1$: Der Anteil des Oxidators in der Mischung ist höher als benötigt, um den gesamten Brennstoff vollständig in seine Produkte umzuwandeln. Die chemisch gespeicherte Energie kann vollständig als Wärme freigesetzt werden. Gleichzeitig verteilt sich diese Energie nun auf eine höhere Anzahl von Molekülen, wodurch die maximal erreichbare Temperatur reduziert wird. Hier handelt es sich um die *magere oder überstöchiometrische Verbrennung*.

Bei der mageren Verbrennung liegt das thermodynamische Gleichgewicht der Reaktion fast vollständig bei den Produkten, dadurch entstehen bei der Erdgasverbrennung hauptsächlich Kohlendioxid und Wasser, bei der Wasserstoffverbrennung bildet sich vornehmlich Wasser. In Gasturbinen ist es üblich, die Verbrennung im mageren Bereich ablaufen zu lassen, da dies ermöglicht, die gesetzlichen Grenzwerte für verschiedenste Schadstoffe ohne Abgasnachbehandlung zu unterschreiten.

2.1.1 Adiabate Flammentemperatur

Unter der Voraussetzung einer adiabaten Reaktion bis zum chemischen Gleichgewicht eines brennbaren Gemisches stellt sich bei den Produkten eine Temperatur ein, die als adiabate Flammentemperatur (T_{Ad}) bezeichnet wird [62]. Die adiabate Flammentemperatur ist abhängig von der Luftzahl, der Brennstoffzusammensetzung und der jeweiligen Reaktandentemperaturen. Berechnet wird die adiabate Flammentemperatur über eine iterative Lösung des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik und einer Minimierung der Gibbs Energie. In Abbildung 2.1 ist der Einfluss der Brennstoffart und der Lufttemperatur vor der Mischung der Gase auf die adiabate Flammentemperatur gezeigt.

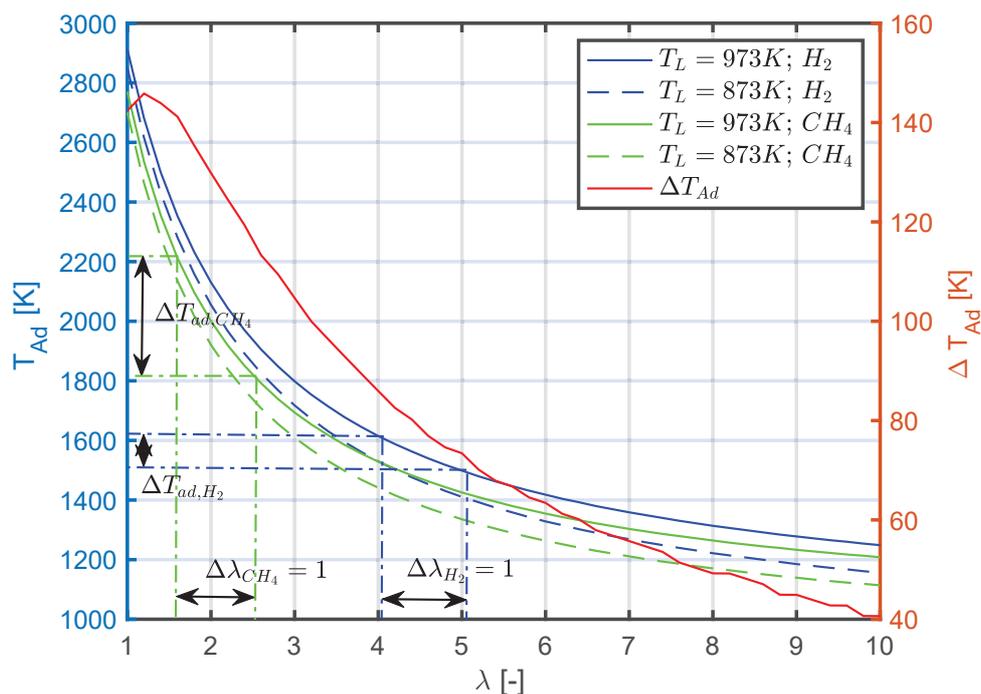


Abb. 2.1: Abhängigkeit der adiabaten Flammentemperatur von der Luftzahl und der Luft- und Brennstofftemperatur.

In der Brennkammer stellt sich bei einer adiabaten Verbrennung die adiabate Flammentemperatur ein. Erreicht nun die reale Temperatur in der Brennkammer nicht die adiabate Flammentemperatur der zugeführten Mischung, ist dies auf den Wärmeverlust über die Brennkammerwand oder durch eine

Einmischung von abgekühlten Abgasen in die Reaktionszone zurückzuführen und somit kein adiabater Vorgang.

In Abbildung 2.1 zeigt sich, dass bei gleicher Luftzahl Wasserstoff eine deutlich höhere adiabate Flammentemperatur im Vergleich zu Erdgas aufweist. Je höher die Luftzahl, desto geringer ist der Unterschied in der adiabaten Flammentemperatur. Dies ist mittels der Kurve ΔT_{Ad} dargestellt. Bei einer Luftzahl von $\lambda = 1$ ist der Unterschied annähernd 150 K. Der Unterschied fällt auf 40 K bei einer Luftzahl von $\lambda = 10$. Hinzu kommt, dass die Brennstofftemperatur im für das vorliegende Forschungsprojekt relevanten Bereich, aufgrund des geringen Massenanteils im Gemisch, nahezu keinen Einfluss auf die adiabate Flammentemperatur hat (nicht in Abbildung gezeigt). Im Gegensatz dazu übt ein Unterschied der Lufttemperatur von $\Delta T_L = 100$ K einen großen Einfluss auf die adiabate Flammentemperatur aus, der mit einer Erhöhung der Luftzahl ansteigt. Dieser Einfluss ist bei beiden Brennstoffen annähernd identisch.

Wie bereits in Abschnitt 1.2 beschrieben, wird der Wasserstoff auf beide Brennkammerstufen verteilt und kann somit in einem Luftzahlbereich $\lambda = 4 - 5$ umgesetzt werden. Im Erdgasbetrieb wird der gesamte Brennstoff in der 1. Brennkammerstufe umgesetzt. Dabei kann die Verbrennung maximal mit einer Luftzahl $\lambda = 2,5$ ablaufen, da ansonsten eine stabile Verbrennung des Erdgases nicht gewährleistet werden kann. Die unterschiedliche Verteilung der Brennstoffe beruht letztendlich auf den unterschiedlichen Zündgrenzen von Wasserstoff und Erdgas.

In den Untersuchungen in der Brennkammer kann der Luftmassenstrom am Eintritt in die jeweilige Brennkammerstufe nur anhand des Druckverlustes bestimmt werden. Dieser Druckverlust lässt sich nur im kalten Zustand und ohne Reaktion ermitteln, im realen Betrieb kann es auf Grund unterschiedlicher Temperaturen in der jeweiligen Stufe zu zusätzlichen Verschiebungen in der Luftverteilung kommen. In Abbildung 2.1 zeigt sich, dass Verschiebungen und Schwankungen in der Luftzahl bei der fetteren Erdgasverbrennung einen höheren Einfluss auf die adiabate Flammentemperatur haben, als dies bei der mageren Wasserstoffverbrennung der Fall ist.

2.1.2 Verdünnte Verbrennung

Das verwendete Verbrennungskonzept nach Brückner-Kalb [20] beruht auf dem Ansatz der verdünnten Verbrennung, bei der sich Brennstoff und Luft, die getrennt in die Brennkammer eingedüst werden, in der Brennkammer miteinander und mit heißen Verbrennungsprodukten mischen bis die Zündung eintritt, mit nachfolgendem chemischem Umsatz. Brückner-Kalb hat diesen Ansatz mit der vorgemischten Verbrennung kombiniert. Diese erlaubt es, die Luftzahl, bei der die Reaktion stattfindet, über die zugeführten Eduktströme zu kontrollieren und in den mageren Bereich zu verschieben, was zu einer weitgehend stickoxidfreien Verbrennung führt. Die verdünnte Verbrennung wurde in zahlreichen Forschungsprojekten detailliert untersucht und mit unterschiedlichen Benennungen versehen. Am häufigsten ist von *"Flameless Oxidation"*, *"Diluted Combustion"*, *"Moderate or Intense Low-Oxygen Dilution Combustion"*, *"Colorless Distributed Combustion"* in [22] [38] [39] [54] und [115] zu lesen. Dieser Ansatz hat zahlreiche Vorteile wie sehr niedrige Stickoxidemissionen und aufgrund der langen Aufenthaltszeiten und der hohen Wandtemperaturen einen hohen Ausbrandgrad. Charakteristisch für die verdünnte Verbrennung ist eine homogene Verteilung der Reaktionszone in der Brennkammer. Dies hat zur Folge, dass keine klassische Flamme mehr beobachtet werden kann, denn die elektromagnetische Strahlung der homogenen Reaktionszone wird von der Wärmestrahlung der Brennkammerwand überlagert [115].

Die Grundlage des Verbrennungsprozesses ist eine hohe interne Wärme- und Abgasrezirkulation; dafür werden ausgebrannte und teiloxidierte Reaktionsprodukte vor der Zündung dem Frischgas beigemischt. Durch diese Rezirkulation wird dem Gemisch ein inerter Anteil zugeführt und es werden die Radikalkonzentration und die Frischgastemperatur erhöht, was wiederum zu einer verteilten und volumetrisch vergrößerten Reaktionszone mit einer gleichmäßigen Wärmefreisetzung führt.

Im Gegensatz zur externen Rezirkulation der Abgase können bei der verdünnten Verbrennung, aufgrund der strömungsbedingten und räumlich nicht getrennten Einmischung, sehr hohe Rezirkulationsraten erreicht werden. Bei einer konventionellen Verbrennungsstrategie würden diese hohen Rezirkulationen zu hohen Instabilitäten in der Verbrennung oder gar zum Verlöschen die-

ser führen [64]. Der begrenzende Faktor bei der verdünnten Verbrennung ist die Selbstzündung des Frischgases: Je höher die Temperatur der beigemischten Produkte und je höher die Radikalkonzentration darin, desto weniger Zeit bleibt den Produkten, sich mit dem Frischgas zu vermischen und eine verteilte Reaktion auszulösen. Dieser Prozess führt aber auch dazu, dass infolge der Selbstzündung und der hohen Brennkammerwandtemperaturen Frischgasgemische, die sehr mager sind, umgesetzt werden können, die eine aerodynamisch stabilisierte Flamme nicht stabil umsetzen kann.

Nach Li et al. [64] gelten für eine verdünnte Verbrennung folgende verbrennungstechnische Parameter:

- Eine hohe Temperatur des Frischgases und die Hochgeschwindigkeitseindüsung der Edukte in den Brennraum muss gewährleistet sein.
- Hohes Entrainment (Beimischung) von heißen Verbrennungsprodukten zur Verdünnung des Frischgases ist die Schlüsselrolle dieses Verbrennungsprinzips muss erreicht werden.
- Durch die hohe Radikalkonzentration im Fall von noch nicht ganz vollständig umgesetzten Reaktanden wird die Selbstzündgrenze des Gemisches herabgesetzt.

Wünning [114] hat 1991 gezeigt, dass die bei der Verbrennung von Erdgas wichtigen Parameter die Brennkammerwandtemperatur T_{BK} und die Rezirkulationsrate sind. Die Rezirkulationsrate ist bei Wünning wie folgt definiert:

$$K_v = \frac{\dot{m}_I}{\dot{m}_L + \dot{m}_B} \quad (2.2)$$

Darin ist \dot{m}_I der rezirkulierte Abgasmassenstrom, \dot{m}_L der Frischluftmassenstrom und \dot{m}_B der Brennstoffmassenstrom. Für eine konventionelle (flammenbehäftete), vorgemischte strahlbehäftete Verbrennung mit aerodynamisch stabilisierten Brennern zeigte Zabetakis, dass bei einer Frischgastemperatur von 25 °C die Rezirkulationsrate K_v kleiner als 0,5 und für den sicheren stabilen Betrieb des Brenners K_v kleiner als 0,3 sein muss [117]. Diesen Bereich konnte Wünning bestätigen. Zusätzlich erweiterte er den Betriebsbereich auf höhere Brennkammertemperaturen. In Abbildung 2.2 ist der Betriebsmodus abhängig von K_v und T_{BK} für die Erdgasverbrennung dargestellt.

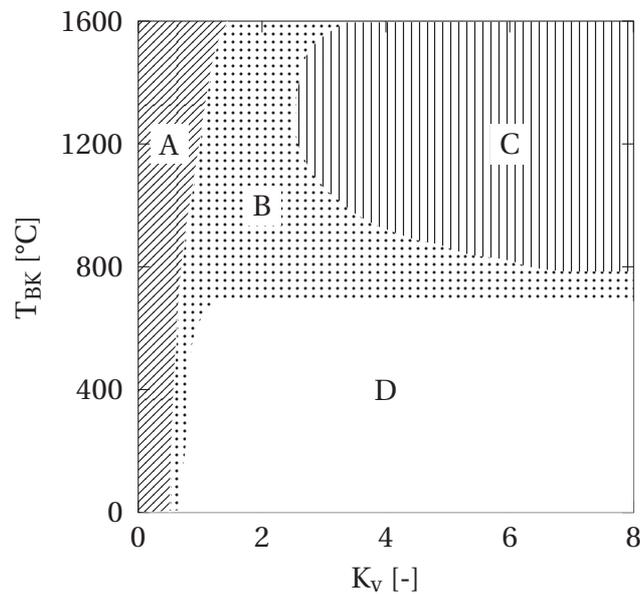


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Betriebsbereiche bei der Erdgasverbrennung, A: stabile, konventionelle Flamme, B: instabile bzw. abgehobene Flamme, C: flammenlose Oxidation, D: keine Reaktion, nach [115].

Daraus folgt, dass die Brennkammerwandtemperatur unterhalb einer Temperatur von ca. 750°C die beiden Betriebsbereiche - stabile, konventionelle Flamme und keine Reaktion - zulässt. Der Übergang, zwischen diesen beiden Betriebsbereichen, wird durch einen kleinen Bereich der instabilen Flamme gekennzeichnet, in diesem Temperaturabschnitt ist der Betriebstypus unabhängig von der Brennkammerwandtemperatur, nur die Rezirkulationsrate bestimmt den Betriebsbereich. Für höhere Temperaturen ist die Zündung des Gemisches unabhängig von der Rezirkulationsrate, es kommt stets zur Zündung des Gemisches. Für kleine Rezirkulationsraten erfolgt weiterhin eine aerodynamisch stabilisierte Verbrennung. Mit dem weiteren Anstieg der Temperatur erweitert sich der Bereich der konventionellen Flamme zu etwas höheren Rezirkulationsraten. Bei Rezirkulationsraten, die zu hoch für eine stabilisierte Flamme sind, erfolgt die Verbrennung in einer instabilen, abgehobenen Flamme; dieser Bereich ist durch einen hohen Flammenlärm gekennzeichnet und die *NO* Emissionen sind aufgrund der mageren Verbrennung geringer als im stabilisierten Bereich. Wird die Rezirkulationsrate weiter erhöht, tritt ab einer Rezirkulationsrate von mindestens 3 die flammenlose Oxidation auf. Die-

ser Bereich ist gekennzeichnet durch eine Auflösung der Flamme in eine Reaktionszone, die sich über die gesamte Verbrennungszone verteilt und die für einen gleichmäßigen Temperaturanstieg und damit zu einer Vermeidung von NO fördernden Temperaturspitzen sorgt. Der Übergang in die flammenlose Oxidation ist durch eine starke Verringerung der Verbrennungsgeräusche und einem starken Abfall der Emissionen gekennzeichnet [115].

Brückner-Kalb [20] hat bei Untersuchungen zum Einfluss des Brennstoffes auf das von ihm entwickelte Verbrennungskonzept herausgefunden, dass die Selbstzündeigenschaften des Brennstoffs einen starken Einfluss auf die verschiedenen Betriebsbereiche oberhalb der $750^\circ C$ Grenze haben; dabei ist es weniger die Selbstzündtemperatur, als vielmehr die Zündverzugszeit bzw. die Reaktivität des Frischgases, die die Grenzen der jeweiligen Betriebsbereiche definiert [20].

2.1.3 Laminare Brenngeschwindigkeit

Die Ausbreitung der Flamme in einer laminaren Strömung erfolgt mit der laminaren Brenngeschwindigkeit s_L . Diese kann sowohl in Experimenten als auch mithilfe eines detaillierten Reaktionsmechanismus ermittelt werden. Die Ausbreitung in einer turbulenten Strömung erfolgt mit der höheren turbulenten Brenngeschwindigkeit s_T . Die Bestimmung der lokalen Brenngeschwindigkeit innerhalb eines Zündkerns ist mit modernen Messmethoden wie z.B. Laser induzierter Fluoreszenz möglich, ohne dabei die Strömungsbedingungen zu verändern. Die Bestimmung der lokalen Mischung, bei der es zum Zünden des Kerns kommt, ist wiederum nicht möglich, ohne Einfluss auf die Strömung und damit auch auf das Zündverhalten zu nehmen. Daher wird in Abschnitt 4.2.1 der Weg verfolgt, aus einer experimentell ermittelten Ausbreitungsgeschwindigkeit unter Kenntnis von s_L die Zusammensetzung der Mischung zu bestimmen. Dafür ist es notwendig, eine möglichst exakte Korrelation von s_L zu haben. In dieser Arbeit wird das von Konnov [58] bestimmte Polynom verwendet.

$$s_{L,0} = (-488,9x_{H_2}^4 + 285,0x_{H_2}^3 - 21,92x_{H_2}^2 + 1,351x_{H_2} - 0,04)m/s \quad (2.3)$$

Dabei ist x_{H_2} der molare Anteil im Frischgas. Diese Korrelation gilt für Normbedingungen ($T_0 = 298K$, $p_0 = 1,013\text{ bar}$) und für einen maximalen H_2 -Anteil

von 35 %. Für Abweichungen von den Normbedingungen kann folgende Formel verwendet werden:

$$s_L = s_{L,0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^\alpha \left(\frac{p}{p_0} \right)^\beta \quad (2.4)$$

Die Exponenten in dieser Formel werden in der vorliegenden Arbeit als konstant angenommen und mit den Werten $\alpha = 1,75$ und $\beta = -0,2$ verwendet [105].

Bei der Selbstzündung entstehen zuerst Zündkerne, die kleiner sind als die großen Wirbelstrukturen in der Strömung und eine sehr kurze Lebenszeit haben. Dadurch wird der Kern zu Beginn der Zündung nicht durch die Turbulenz aufgebrochen. Deshalb kann zur Bestimmung der lokalen Luftzahl, bei der es zur Zündung kommt, die laminare Brenngeschwindigkeit verwendet werden, obwohl die Hauptströmung turbulent ist. Diese Annahme wird in Abschnitt 4.2 benutzt werden. Wird nun bei einem Zündkern eine kugelförmige Ausbreitung vorausgesetzt, kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit ermittelt werden. Da die verwendete Messtechnik die Ausbreitungsgeschwindigkeit nur in zwei Ebenen ermitteln kann, wird mit folgender Formel die Geschwindigkeit, mit der die Fläche des Zündkerns wächst, bestimmt.

$$s_{A,L} = s_L^2 \pi \quad (2.5)$$

Die Veränderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit durch dreidimensionale Effekte kann an dieser Stelle vernachlässigt werden, da deren Einfluss innerhalb der verwendeten Messgenauigkeit liegt. Die Formeln 2.3, 2.4 und 2.5 können nun ineinander eingesetzt und nach x_{H_2} umgestellt werden. Dadurch lässt sich der Wasserstoffanteil im Zündkern und damit die lokale Mischung im Zündkern bestimmen.

2.2 Selbstzündung

Wie bereits in der Einleitung dargestellt, sollen im Rahmen des Forschungsprojekts sowohl Wasserstoff als auch Erdgas mit Luft vorgemischt in die Brennkammer eingebracht werden. Dabei übersteigt die Lufttemperatur von ca. $T_L = 620^\circ\text{C}$ nach dem Rekuperator der als Anwendungsfall betrachteten Mikrogasturbine die Selbstzündtemperatur von Wasserstoff und die von Erdgas (vgl. Tabelle 2.1). Dies hat zur Folge, dass die Zündung nicht durch eine

steuerbare Komponente wie z.B. eine Zündkerze erfolgt, sondern bei Kontakt von Oxidator und Brennstoff selbstständig. Diese nicht kontrollierbare Zündung hat wiederum nicht nur großen Einfluss auf die Betriebssicherheit, sondern auch auf die Schadstoffbildung.

Tab. 2.1: Selbstzündtemperaturen bei Standardbedingungen nach Gelfand [35] und Robinson [90].

Brennstoff	Selbstzündtemperatur
Wasserstoff	550°C
Methan	527°C
Erdgas	450°C

Mit der Zündung wird eine chemische Reaktion eingeleitet. Die Zündung ist stets ein zeitabhängiger Prozess [93]. Die Reaktionsrate eines Gemisches lässt sich vereinfacht durch das folgende Arrhenius-Gesetz beschreiben:

$$\frac{dN_{ZP}}{dt} \sim \exp\left(-\frac{E_A}{RT}\right) \quad (2.6)$$

Dabei entsprechen E_A der Aktivierungsenergie und T der lokalen Temperatur. Daraus lässt sich schließen, dass die Reaktionsrate und damit der Zündfortschritt nur durch zwei Parameter erhöht werden kann. Die Aktivierungsenergie kann durch den Einsatz eines Katalysators reduziert werden. Im technischen Einsatz wird hingegen die Reaktionsrate durch eine Erhöhung der Temperatur beeinflusst. In Abbildung 2.3 ist der Verlauf der Energie über die zeitliche Entwicklung der Reaktion gezeigt. Es zeigt sich, dass die Aktivierungsenergie, die für die Zündung benötigt wird, nach der Reaktion in den Produkten erhalten bleibt.

Die Aktivierungsenergie kann nun auf verschiedenen Wegen dem Gemisch zugeführt werden. In technischen System sind die folgenden Möglichkeiten etabliert:

- Mischung der kalten Reaktanden mit heißen Produkten
- Mischung des kalten Brennstoffs mit heißer Luft
- Adiabate Verdichtung des Frischgases

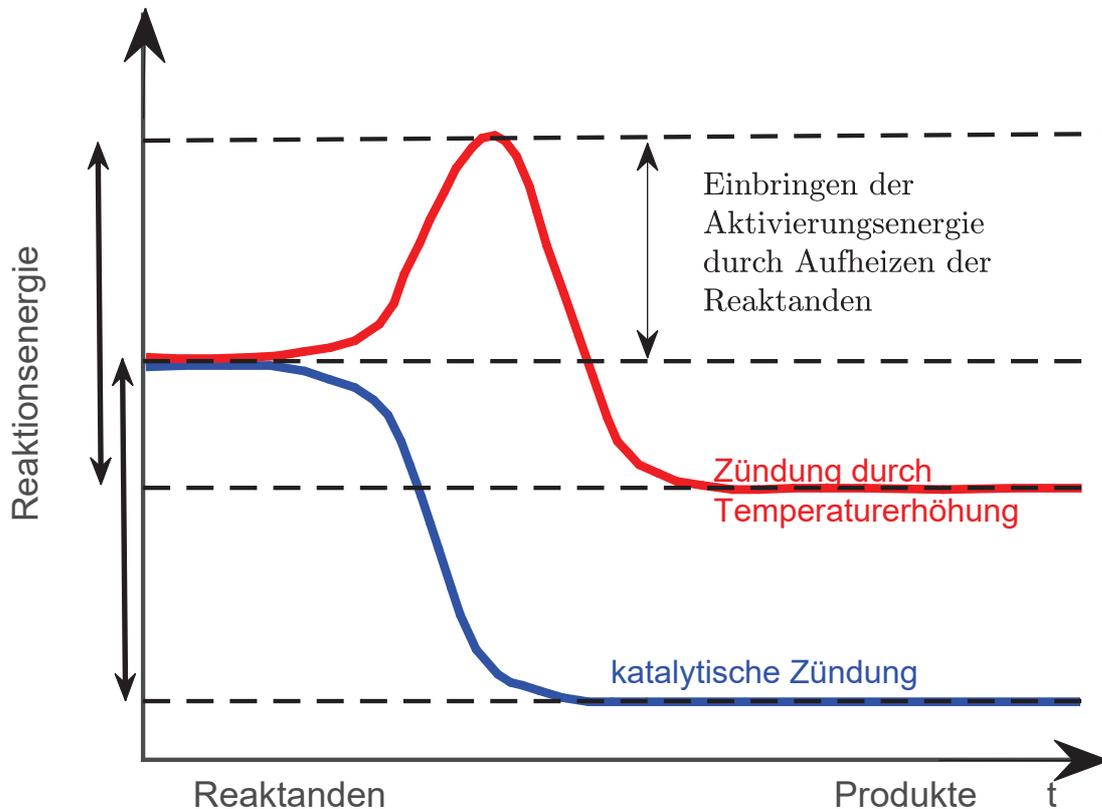


Abb. 2.3: Freisetzung der Reaktionsenergie nach Zufuhr bzw. nach Abbau der Aktivierungsenergie [93].

- Lokale Aufheizung des Frischgases durch verschiedenste technische Umsetzungen wie z. B. Zündkerze, Glühstift, Laserzündung, Zündbrenner

Für die vorliegende Arbeit spielen zwei Zündarten eine Rolle. Bei der ersten wird das Frischgas in der Brennkammer mit den heißen Produkten vermischt und es kommt zur Entzündung des Gemisches. Dieser Prozess ist der gewünschte Effekt, da bei dieser Art der Zündung das Frischgas ausreichend Zeit hat, sich optimal zu vermischen, und eine Zündung im Injektor ausgeschlossen wird. Der zweite Zündprozess ist die Zündung des Gemisches bei dessen Entstehung. Die Zündenergie wird dem Frischgas durch die heiße Luft, deren Temperatur oberhalb der Selbstzündtemperatur liegt, entnommen, was zu einer Zündung im Injektor führen und dessen Versagen zur Folge haben kann [80].

2.2.1 Zündgrenzen und Zündverzugszeit

Ob es zu einer Zündung im Frischgas kommt, ist von verschiedenen Parametern abhängig. Ein Parameter ist die Zusammensetzung des Gemisches. Jeder Brennstoff weist seine inhärenten Zündgrenzen auf. Diese sind sowohl von der Temperatur als auch vom Sauerstoffgehalt und Druck abhängig [24]. In Tabelle 2.2 sind die Zündgrenzen für Wasserstoff, Methan und Erdgas aufgeführt. Diese Grenzen, gelten unter Normbedingungen und unter Verwendung von Luft als Oxidator. Zusätzlich wird eine homogene Mischung, für die Anwendung der Zündgrenzen auf ein Gemisch, vorausgesetzt, da für den Zündungsprozess stets die lokalen Zustände am Ort der Zündung die dominierenden Faktoren darstellen.

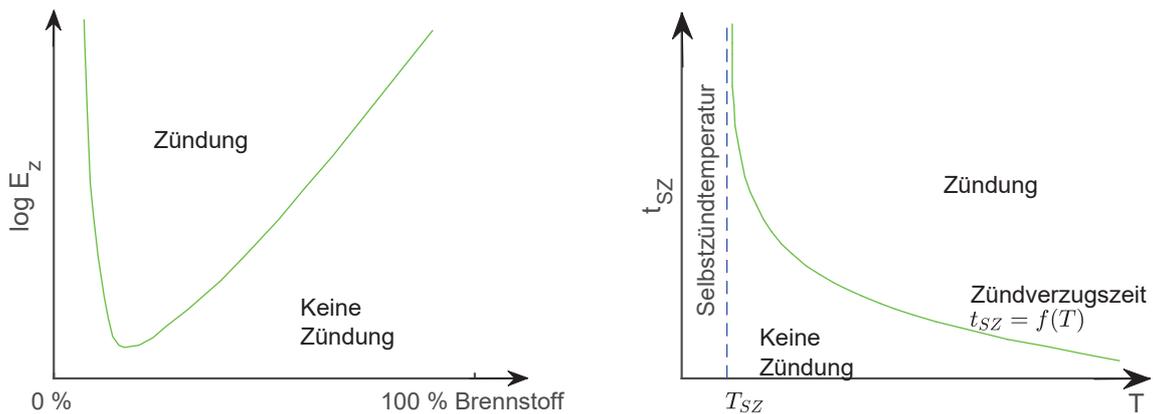
Tab. 2.2: Zündgrenzen bei Normbedingungen nach Gelfand [35] und Robinson [90].

Brennstoff	Stöchiometrie [vol%]	Untere Zündgrenze [vol%]	Obere Zündgrenze [vol%]	Minimale Zündenergie E_z
Wasserstoff	29,55 %	4 %	77 %	18 μ J
Methan	9,46 %	4,4 %	17 %	290 μ J
Erdgas	9,35 %	4,6 %	19 %	275 μ J

Während die obere Zündgrenze für fette Gemische gilt, repräsentiert die untere Zündgrenze die mageren Gemische. Da alle Gemische in dieser Arbeit zu jeder Zeit einen Oxidatorüberschuss aufweisen, ist die untere Zündgrenze der den Zündbereich begrenzende Parameter. Diese Grenze liegt für die verwendeten Brennstoffe bei ca. 4 vol %. Dies entspricht bei Erdgas und Methan einer Luftzahl von $\lambda = 2,5$, bei Wasserstoffzündung einer Luftzahl von $\lambda = 10,2$. Daher kann eine Wasserstoffflamme bei deutlich niedrigeren adiabaten Flammentemperaturen betrieben werden [58].

Zusätzlich zu den Zündgrenzen ist in Tabelle 2.2 die minimale Zündenergie für die jeweiligen Brennstoffe dargestellt. Die minimale Zündenergie kennzeichnet, wieviel Energie in ein Gemisch bei gleichem Volumen eingebracht werden muss, um dieses zur Zündung zu bringen. Je kleiner dieser Wert ist, desto empfindlicher reagiert ein Gemisch auf lokale Temperaturspitzen. Die minimale Zündenergie ist bei Wasserstoff um mindestens das 15-fache niedri-

ger als bei Kohlenwasserstoffen. Daher muss die Wärmemenge, die dem Wasserstoff zugeführt werden muss, um ihn zu entzünden, deutlich geringer sein, als dies z. B. bei Methan der Fall ist, obwohl die Selbstzündtemperatur T_{SZ} um ca. 100K niedriger ist [62] [40]. In Abbildung 2.4a wird dies anhand eines Diagramms dargestellt. Dieses zeigt, wie sich die minimale Zündenergie im Vergleich zum Brennstoffanteil im Gemisch verändert: Die absolute minimale Zündenergie tritt im Bereich des stöchiometrischen Gemisches auf; davon ausgehend steigt die minimale Zündenergie sowohl bei höheren als auch bei geringeren Brennstoffanteilen an. Während der Anstieg im fetteren Bereich moderat ausfällt, steigt im mageren Bereich die minimale Zündenergie innerhalb weniger Volumenprozent bei Erdgas um das 100-fache, bei Wasserstoff um das 1000-fache an [47].



(a) Mischungsverhältniseinfluss auf die Zündenergie (b) Temperatureinfluss auf die Zündverzugszeit

Abb. 2.4: Zündenergie und Zündverzugszeit [93].

Wird dem Gemisch nun genügend Energie zugeführt, kommt es zu dessen Zündung. Die Selbstzündung tritt ohne Energiezufuhr auf. Sie erfolgt nicht schlagartig, sondern mit Verzögerung. Man spricht hier von der Zündverzugszeit t_{SZ} . Diese ist sehr stark von der lokalen Temperatur der Edukte abhängig: je kleiner die Differenz der Edukttemperatur zur Selbstzündtemperatur, desto länger die Zündverzugszeit. In der Praxis treten Zündverzugszeiten von wenigen Sekunden bis zu Mikrosekunden auf [86]. In Vormischinjektoren wird die Zündverzugszeit genutzt, um die Mischung von Brennstoff und Luft vor Einsetzen der Wärmefreisetzung zu homogenisieren. Für Erdgas als

Brennstoff hat sich in den Untersuchungen von [19] gezeigt, dass die Zündverzugszeit zu lang für den Verbrennungsprozess in der Brennkammer ist und deshalb durch die Beimischung von Radikalen reduziert werden muss. Bei der Verwendung von Wasserstoff als Brennstoff verkürzt sich die Zündverzugszeit drastisch. Dies kann den Zündprozess im Vergleich zur Erdgaszündung stark verkürzen [96].

2.2.2 Einflussfaktoren auf die Zündverzugszeit

Die Zündverzugszeit von Wasserstoff wurde bereits in zahlreichen Experimenten untersucht und kann mittels detaillierter Chemie berechnet werden [76]. In Abbildung 2.5 werden die Ergebnisse von Experimenten zur Zündverzugszeit mit den Berechnungen anhand verschiedener Reaktionsmechanismen verglichen [96].

Die Zündverzugszeit ist auf Grund des großen Wertebereichs logarithmisch dargestellt. Die experimentellen Ergebnisse wurden von vier verschiedenen Forschungsgruppen ermittelt, die verwendeten Reaktionsmechanismen sind speziell für die Wasserstoff-/Luft-Verbrennung bzw. im Fall des "gri 3.0" für die Erdgas-/Luft-Verbrennung entwickelt und validiert worden.

Für den Temperaturbereich oberhalb 1000 K zeigt sich ein exponentieller Abfall der Zündverzugszeit; dies bestätigt die Abhängigkeit der Zündverzugszeit und damit des Zündprozesses von der Temperatur in Form des Arrhenius-Gesetzes. Es gilt somit:

$$t_{SZ} \propto \exp\left(\frac{1}{T}\right) \quad \text{für } T > 1000 \text{ K} \quad (2.7)$$

Für die vorliegende Arbeit ist der Temperaturbereich unterhalb 1000 K entscheidend zur Beurteilung der Sicherheit und zur Bestimmung der maximalen Mischzeit, denn in diesem Bereich zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen den experimentellen und den berechneten Ergebnissen. Die Reaktionsmechanismen können in diesem Temperaturbereich die Zündverzugszeit nicht präzise berechnen [75], die Berechnungen liegen bis zum 100-fachen neben den experimentellen Werten. Die experimentellen Ergebnisse selbst weisen eine hohe Schwankungsbreite auf, die in der Nähe der Selbstzündtemperatur stark ansteigt: Je mehr sich die Temperatur der Edukte der Selbst-

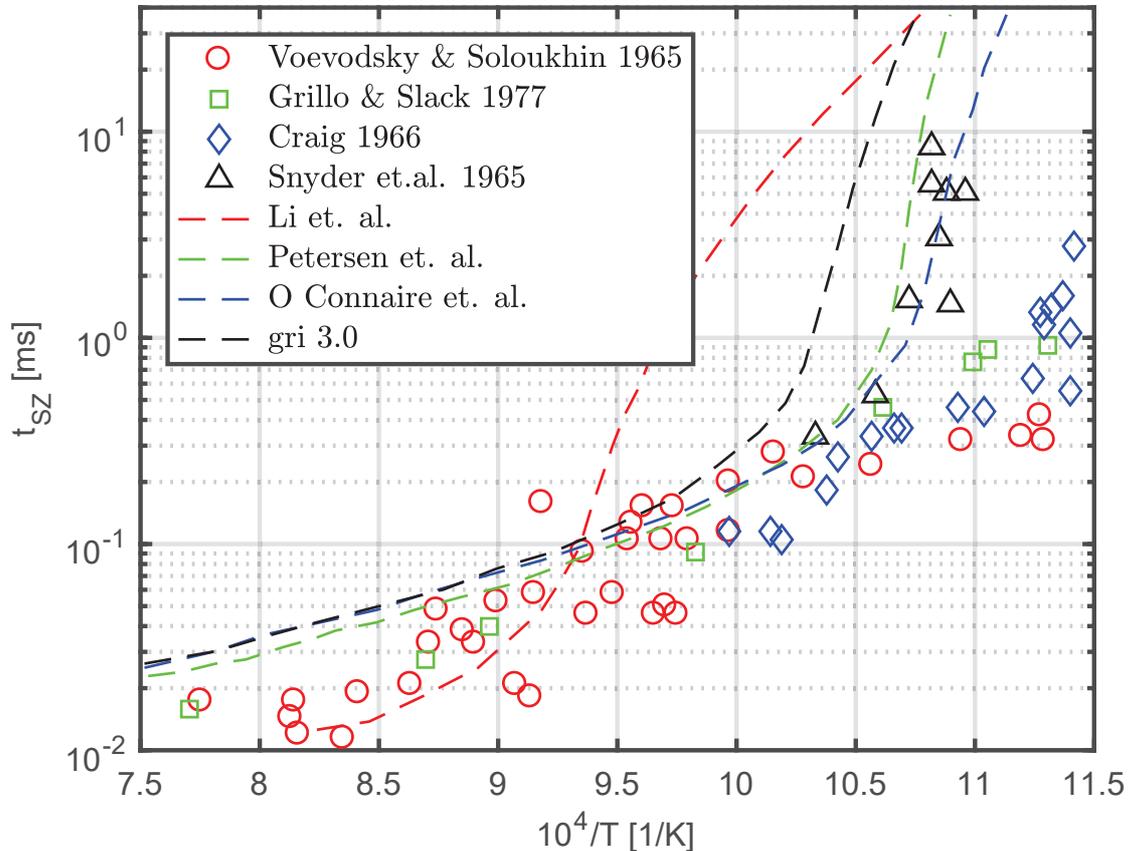
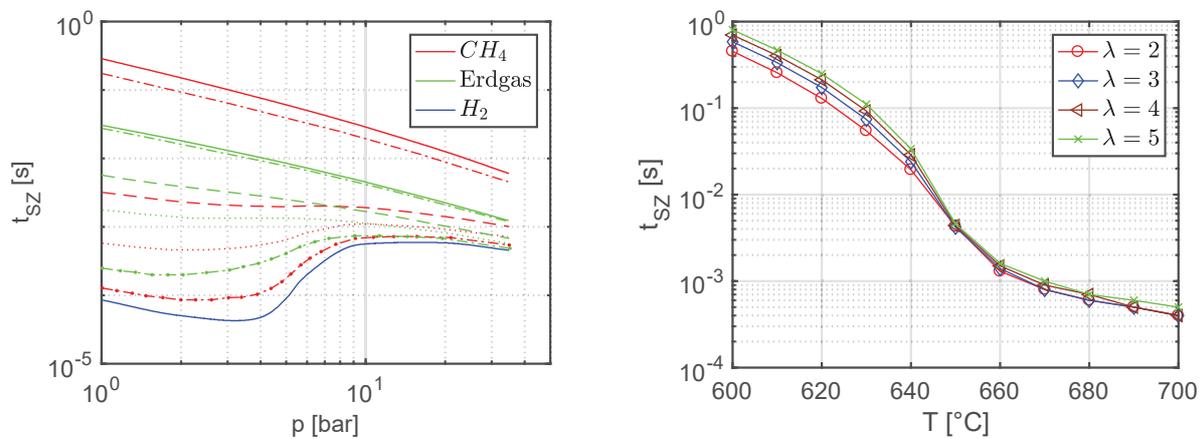


Abb. 2.5: Vergleich experimentell bestimmter Zündverzugszeiten mit Berechnungen auf Basis verschiedener Reaktionsmechanismen - $\lambda = 1$; $p = 1$ bar; H_2 .

zündtemperatur nähert, desto empfindlicher reagiert die Selbstzündung auf Schwankungen der Fluidzustände und der Randbedingungen [74].

Abbildung 2.6 zeigt, wie die Zündverzugszeit auf die Parameter Druck, Brennstoffzusammensetzung, Luftzahl und Temperatur reagiert. Der Übergang von CH_4 zu H_2 reduziert die Zündverzugszeit bei Umgebungsdruck um annähernd das 10000-fache im relevanten Temperaturbereich. Bei einem Druck von 10 bar verändert sich der Reaktionsablauf in der Wasserstoffzündung. Dadurch erhöht sich die Zündverzugszeit um das 10-fache und verkleinert damit den Abstand zur CH_4 Zündverzugszeit auf ca. 15 ms [5]. Der Bereich, in dem sich der Reaktionsablauf bei der Wasserstoffzündung verändert, ist abhängig von der Temperatur der Edukte. Je kleiner die Temperatur, desto nied-



(a) Brennstoffzusammensetzung und Druckeinfluss - volumetrischer H_2 Anteil -.- 5%, -50%, .. 70% und -.- 90%; 800 °C

(b) Temperatur- und Luftzahleinfluss

Abb. 2.6: Einfluss der Luftzahl, der Brennstoffzusammensetzung, der Temperatur und des Druckes im für Mikrogasturbinen relevanten Bereich.

riger muss der Druckanstieg sein, um den Reaktionsablauf zu verändern. Die Beimischung von H_2 zu CH_4 verändert die Zündverzugszeit exponentiell mit dem Wasserstoffgehalt [56], bei der Veränderung des Reaktionsablaufes ist der Einfluss von H_2 auf die Zündverzugszeit dominanter [21] [28].

In Abbildung 2.6b wird gezeigt, dass die Temperaturerhöhung im Bereich zwischen 600 und 700 °C die Zündverzugszeit von 1000 ms auf unter 1 ms reduziert. Im Gegensatz dazu ist der Einfluss der Luftzahl auf die Zündverzugszeit sehr gering. Grundsätzlich gilt aber: Je höher die Luftzahl ist, desto höher ist die Zündverzugszeit [76]. Der gezeigte Bereich ist der für den Fall der Mikrogasturbine mit Rekuperator relevante Bereich.

2.2.3 Ablauf der Selbstzündung in vorgemischten Strömungen

Der Vorgang der Selbstzündung in vorgemischten und teilvorgemischten turbulenten Strömungen wurde von Markides [73] und Ahmed [2] anhand einer Jet-in-Coflow Strömung untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass es vier verschiedene Regime der Selbstzündung gibt. Diese sind:

- keine Zündung
- zufällige Zündereignisse

- abgehobene Flamme
- Rückschlag in die Mischstrecke

Während die ersten drei Regime für den Einsatz in der Brennkammer der Mikrogasturbine geeignet wären, führt der Rückschlag in die Mischstrecke zum Versagen des Systems [36]. Die Abgrenzung der Regime gegeneinander wird durch die Lufttemperatur, die Turbulenz und die Strömungsgeschwindigkeit bestimmt [77]. Markides [73] zeigt, dass es einen Zusammenhang zwischen der Mischung und der Selbstzündung gibt, kann diesen aber nicht näher bestimmen.

2.3 Mischung von Gasen

Die Mischung von Brennstoff und Oxidator bestimmt die Selbstzündung und die Emissionen von Verbrennungssystemen. Für möglichst geringe Emissionen ist es notwendig, dass die Edukte gleichförmig verteilt sind. Zum Erreichen einer homogenen Mischung haben Untersuchungen gezeigt, dass es am effizientesten ist, eine hohe Turbulenz in die Mischzone einzubringen.

In turbulenter Strömung kann der Mischungsvorgang auf zwei Ebenen aufgeteilt werden: zum einen die makroskopische Mischung, zurückzuführen auf die Wirbelmischung, zum anderen die mikroskopische Mischung, dominiert von der Diffusion der Gase. Im Folgenden wird auf diese beiden Mechanismen detailliert eingegangen.

2.3.1 Makroskopische Mischung

Die Grundlage der makroskopischen Mischung ist die turbulente Schwankungsbewegung, welche den erhöhten Austausch von Impuls, Wärme und Stoffen zur Folge hat. Dieser Prozess wird als turbulente Diffusion bezeichnet und ist gewöhnlich um mehrere Größenordnungen stärker als die molekulare Diffusion. Der erhöhte Austausch von Impuls, Wärme und Stoffen ist eine der wichtigsten Eigenschaften turbulenter Strömungen.

Bei der makroskopischen Mischung findet der Austausch auf allen Längenskalen statt, dabei haben die unterschiedlichen Längenskalen verschiedene Einflüsse. Die großen Wirbelstrukturen zerreißen (engl. entrain) die Hauptströ-

mungen und verteilen die verschiedenen Fluide und damit die Mischzone auf ein größeres Volumen. Die mittleren Skalen verteilen (engl. disperse) die Fluide innerhalb der Mischzone, ohne deren Volumen nennenswert zu erweitern. In den kleinen Strukturen diffundieren die verschiedenen Strukturen ineinander, wobei die kleinen Wirbel die Fläche, auf der der diffusive Transport stattfindet, vergrößert und sich damit die Geschwindigkeit des diffusiven Transports deutlich erhöht.

Die Turbulenz in einer Strömung kann durch die lokale Reynoldszahl beschrieben werden. Diese ist wie folgt definiert:

$$Re = \frac{U\delta}{\nu} \quad (2.8)$$

Dabei ist δ die Größe der größten Wirbel, U der Geschwindigkeitsunterschied in der Scherströmung und ν die kinematische Viskosität. Die Bestimmung der lokalen kinematischen Viskosität benötigt eine Abschätzung der lokalen Mischung. Zur Vertiefung der turbulenten Mischung wird an dieser Stelle auf den Übersichtsartikel von Dimotakis [27] verwiesen.

2.3.2 Mikroskopische Mischung

Die mikroskopische Mischung wird von der Diffusion der einzelnen Moleküle innerhalb eines Gasgemisches bestimmt. Hierbei wird die Diffusion von den Konzentrationsunterschieden innerhalb des Gemisches getrieben. Der physikalische Vorgang der Diffusion lässt sich auf die Bewegung der einzelnen Moleküle zurückführen, dabei kann ein Molekül eine von sechs gleichberechtigten Bewegungsrichtungen einnehmen. In einem mit Molekülen gefüllten Raum bewegen sich die Moleküle gemäß der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung im ganzen Raum, dabei stoßen die Moleküle mit anderen Molekülen zusammen und breiten sich dadurch im ganzen Raum aus. Kommt es nun zu Konzentrationsunterschieden im Raum, werden diese durch die Bewegung der Moleküle wieder ausgeglichen; dabei entsteht ein Diffusionsstrom J , direkt proportional zum Konzentrationsgradienten $\frac{dc}{dx}$:

$$J = -D A \frac{dc}{dx} \quad (2.9)$$

Die Fläche A ist hierbei die Fläche, durch die der Diffusionsstrom J verläuft, und D der stoffspezifische Diffusionskoeffizient. Der Diffusionskoeffi-

Tab. 2.3: Diffusionskoeffizienten für Gase in Luft bei 20 °C und 1013 hPa [111].

Substanz	D in cm^2/s
Wasserstoff	0,69
Methan	0,22
Stickstoff	0,211

zient lässt sich unter Verwendung der mittleren Geschwindigkeit \bar{u} und der mittleren freien Weglänge \bar{l} berechnen:

$$D = \frac{1}{3} \bar{u} \bar{l} \quad (2.10)$$

Sowohl \bar{u} als auch \bar{l} können über die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung bestimmt werden. Setzt man die Ausdrücke für \bar{u} und \bar{l} aus der Literatur in Gleichung 2.10 ein, und führt die konstanten Werte in den Faktor f zusammen, erhält man für die Selbstdiffusion:

$$D = f \frac{T^{3/2}}{p r^2} \sqrt{\frac{1}{m}} \quad (2.11)$$

und für ein binäres Gasgemisch:

$$D_{1,2} = f \frac{T_1^{3/2}}{p (r_1 + r_2)^2} \sqrt{\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}} \quad (2.12)$$

Dabei ist m_i die jeweilige Molekülmasse, r_i der jeweilige effektive Molekülradius, T_1 die Temperatur des 1. Stoffes und p der Druck. Demnach ist der Diffusionskoeffizient umgekehrt proportional zum Druck und mit $T^{3/2}$ abhängig von der Temperatur. Hinzu kommt eine Abhängigkeit von der Molekülmasse und vom effektiven Moleküldurchmesser. Der in Gleichung 2.9 beschriebene Diffusionsstrom J ist nur für ein unendlich großes Reservoir konstant, das in realen Systemen nur sehr selten gegeben ist. Daher gilt für die instationäre Diffusion das 2. Fick'sche Gesetz:

$$\frac{\delta n^*}{\delta t} = D \frac{\delta^2 n^*}{\delta z^2} \quad (2.13)$$

Dies stellt eine Differentialgleichung mit der gesuchten Größe $n^*(z, t)$ bzw. $c^*(z, t) = n^*(z, t) / n$ dar. Die Lösung dieser Gleichung lautet:

$$n^*(z, t) = \frac{N_0^*}{A\sqrt{\pi Dt}} \exp^{-z^2/(4Dt)} \quad (2.14)$$

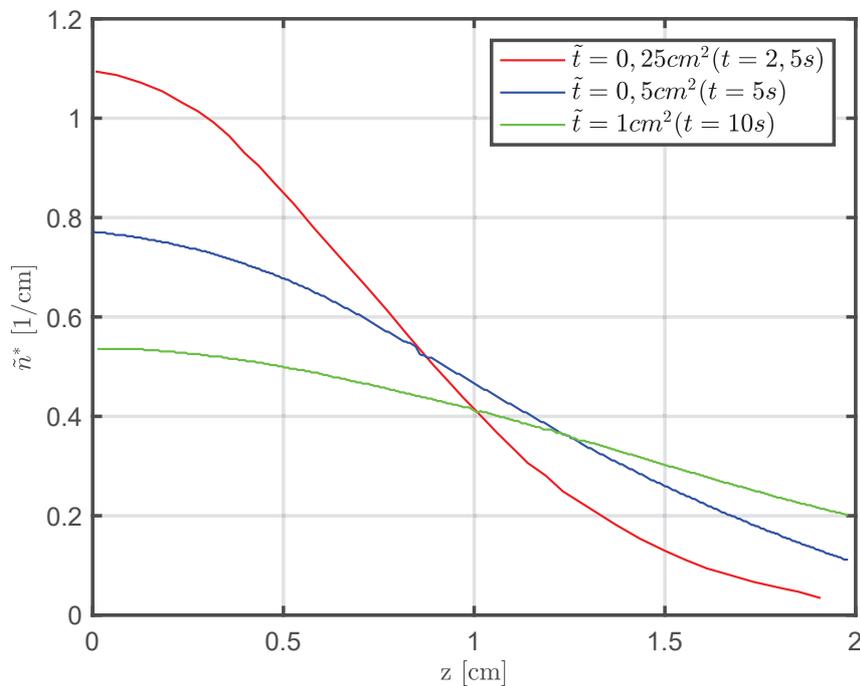


Abb. 2.7: Konzentrationsverlauf zu verschiedenen Zeiten bei $D = 0,1 \text{ cm}^2/\text{s}$ nach Flowers [98].

Dabei ist N_0^* die Anzahl der diffundierenden Atome zum Zeitpunkt $t = 0$. In Abb. 2.7 aus Stierstadt [98] sind die Konzentrationsverläufe eines Systems dargestellt, diese lassen sich nun als Wahrscheinlichkeit dafür interpretieren, dass ein Molekül in der Zeit t die Strecke z zurücklegt. Bildet man das Integral von 0 bis ∞ des Produkts von z mit der Konzentrationsverteilung n^* , kann der Mittelwert $\langle z(t) \rangle$ der Eindringtiefe bestimmt werden:

$$\langle z(t) \rangle = \int_0^\infty z n^*(z, t) dt \quad (2.15)$$

Die Lösung dieses Integrals liefert:

$$\langle z(t) \rangle = 2 \sqrt{\frac{D t}{\pi}} \quad (2.16)$$

Die Eindringtiefe hängt damit mit \sqrt{t} von der Zeit ab. In Abb. 2.8 ist die mittlere Eindringtiefe für Wasserstoff und Erdgas bei verschiedenen Drücken und Temperaturen dargestellt. Es zeigt sich ein hoher Einfluss der Temperatur auf

die Diffusion und eine starke Änderung der Diffusivität bei einem Wechsel von Methan zu Wasserstoff. Dies muss bei der Bewertung der Ergebnisse von Mischungsuntersuchungen im turbulenten Fall beachtet werden, da diese die Einflüsse molekularer Diffusion nicht abbilden können.

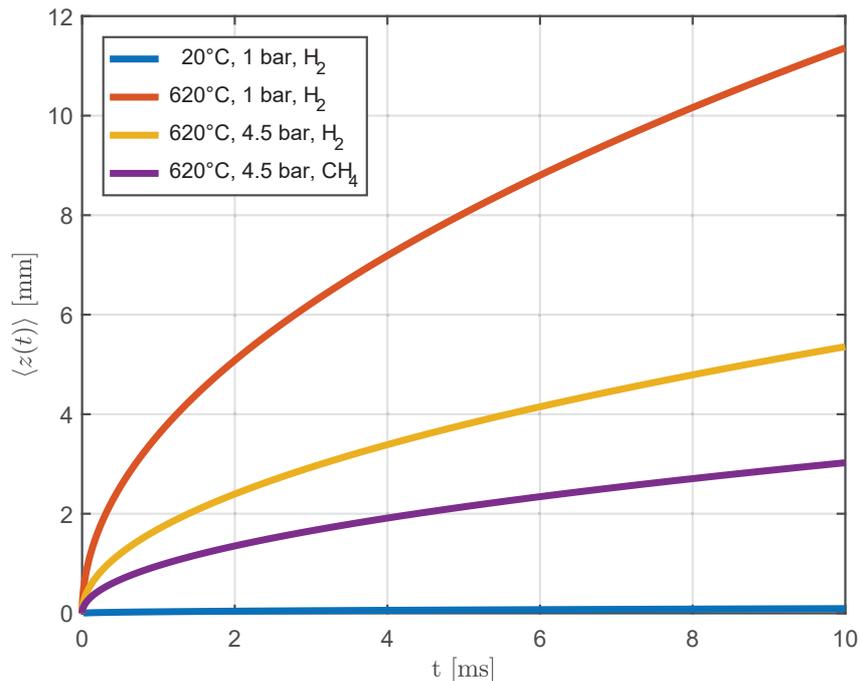


Abb. 2.8: Maximale Diffusionstiefe von H_2 und CH_4 in Luft abhängig von der Gemischttemperatur.

2.4 Stickoxidbildung

Bei der Verbrennung von fossilen Brennstoffen mit Luft entstehen neben den Gleichgewichtsprodukten Wasser (H_2O) und Kohlenstoffdioxid (CO_2) auch zumeist schädliche Produkte, wie z. B. Kohlenstoffmonoxid (CO), Stickoxide (NO, NO_2, \dots), Schwefeloxide (SO_x) und unverbrannte Kohlenwasserstoffe (UHC). SO_x treten nur bei schwefelhaltigen, CO und UHC treten nur bei kohlenstoffhaltigen Brennstoffen auf. Die einzigen brennstoffunabhängigen Emissionen sind die Stickoxide, d. h., wird statt eines Kohlenstoff basierten fossilen Brennstoffs Wasserstoff verbrannt, reduzieren sich die Emissionen

auf H_2O und Stickoxide [15]. Dies lässt sich auch in der Globalreaktion von Wasserstoff mit Sauerstoff erkennen, deren einziges Produkt Wasser ist.



Der Sauerstoff für die Oxidation wird üblicherweise aus der Luft gewonnen. In ihr sind Bestandteile (vgl. Tab.: 2.4) enthalten, die sich unter verbrennungsüblichen Bedingungen zersetzen oder verbinden [109]. Hier sind als die bedeutendsten Emissionen die Stickoxide zu nennen. Die Mechanismen, die für die Bildung von Stickoxiden verantwortlich sind, werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt und erläutert. Durch die Messung der Stickoxide kann indirekt auf die Mischungsbedingung während der Reaktion geschlossen werden.

Tab. 2.4: Zusammensetzung der trockenen Luft unter Normbedingungen [99].

Stoff	Vol.-Ant [%]	Stoff	Vol.-Ant [%]
Stickstoff (N_2)	78,08	Distickstoffmonoxid (N_2O)	3×10^{-5}
Sauerstoff (O_2)	20,94	Kohlenstoffmonoxid (CO)	2×10^{-5}
Argon (Ar)	0,933	Xenon (Xe)	9×10^{-6}
Kohlenstoffdioxid (CO_2)	0,039	Ozon (O_3)	1×10^{-6}
Neon (Ne)	0,0018	Ammoniak (NH_3)	1×10^{-6}
Helium (He)	5×10^{-4}	Stickstoffdioxid (NO_2)	1×10^{-7}
Methan (CH_4)	2×10^{-4}	Schwefeldioxid (SO_2)	2×10^{-8}
Krypton (Kr)	1×10^{-4}	Schwefelwasserstoff (H_2S)	2×10^{-8}
Wasserstoff (H_2)	5×10^{-5}		

2.4.1 Thermisches NO - Zeldovich-Mechanismus

Der Zeldovich-Mechanismus spielt eine signifikante Rolle bei der Verbrennung. Die Bildung des Stickoxids beruht auf folgendem Reaktionspfad: Zuerst reagiert ein durch die Verbrennung freigesetztes Sauerstoffradikal mit einem Stickstoffmolekül zu einem Stickstoffmonoxidmolekül und einem Stick-

stoffradikal:



Daraufhin oxidiert das freie Stickstoffradikal mit dem Luftsauerstoff:



Dieser Reaktionspfad wurde von Zeldovich im Jahr 1947 postuliert [119]. 25 Jahre später ergänzte Fenimore [30] den Mechanismus um die folgende Reaktion zum erweiterten Zeldovich-Mechanismus:



Für diesen Reaktionspfad kann der Sauerstoff aus dem OH Radikal der Verbrennungsreaktion abgespalten werden und es entstehen die Produkte Stickoxid und Wasserstoff.

Damit dieser Vorgang vonstattengehen kann, muss zu Beginn der molekulare Stickstoff aufgespalten werden. Molekularer Stickstoff, wie er üblicherweise in der Natur vorkommt, ist in einer kovalenten Dreifachbindung, mit einer Bindungsenergie von 318kJ/mol gebunden. Zum Lösen der Bindung muss eine hohe Bindungsenergie als Aktivierungsenergie aufgebracht werden. Zusätzlich müssen für die Reaktion 2.18 genügend Sauerstoffradikale zur Verfügung stehen. Die Freisetzung dieser Radikale ist abhängig von der lokalen Temperatur und steigt mit dieser überproportional an. Nach [115] spielt der Zeldovich-Mechanismus erst ab einer Temperatur von 1600K eine Rolle bei der Bildung von Stickstoffmonoxid. Die Ablaufgeschwindigkeit des gesamten Reaktionspfads wird durch die einleitende Reaktion 2.18 festgelegt. Deshalb gilt: Je länger die Aufenthaltszeit der Reaktanden in Bereichen sehr hoher Temperaturen ist, desto mehr Sauerstoffradikale können den Reaktionspfad der Stickstoffmonoxidbildung durchlaufen.

Zusammenfassend kann gesagt werden: Der Zeldovich-Mechanismus hat bei Verbrennungen mit hohen adiabaten Flammentemperaturen einen großen Einfluss auf die Stickoxidbildung. Bei der nicht vorgemischten Wasserstoffverbrennung ist der Einfluss aufgrund der höheren adiabaten Flammentemperatur von signifikanter Bedeutung. Der Einfluss des Drucks auf die Reaktionsgeschwindigkeit ist nach [118] im betrachteten Druckbereich sehr gering. In Gasturbinenverbrennungsprozessen wird das Gleichgewicht der Reaktion

nicht erreicht, deshalb sind für die Bildung der Stickoxide die Aufenthaltszeit und die Bildungsrate relevant.

2.4.2 Promptes NO – Fenimore-Mechanismus

Da die Aufenthaltszeit der Reaktionsteilnehmer in der Flammenfront gegen Null geht, dürfte es in der Flammenfront zu keiner signifikanten Stickstoffmonoxidproduktion kommen [119]. Dies allerdings widerlegte Fenimore 1971 [30] und identifizierte den folgenden Reaktionspfad:



Diese beiden einleitenden Reaktionen benötigen einen kohlenstoffbasierten Brennstoff mit einem hohen Anteil von C und CH Radikale in der Flamme. Bei der Verbrennung von Erdgas wird der höchste Anteil dieser beiden Spezies bei einer Luftzahl von 0,7 erreicht. Für $\lambda > 0,85$ bilden sich die folgenden Pfade als dominante Bildungswege für Promptes NO aus:



Der freie Stickstoff wird nun wie in Reaktion 2.20 beschrieben in NO umgewandelt. Der Ablauf dieses Reaktionspfads benötigt eine Aktivierungsenergie von 75 kJ/mol bis 92 kJ/mol. Dies entspricht in etwa einem Viertel der Energie, die für Thermisches NO benötigt wird, und führt dazu, dass der Temperatureinfluss auf die Reaktion, im Vergleich zum Thermischen NO , bedeutend niedriger ist. Insgesamt ist der Fenimore-Mechanismus sehr komplex, da er je nach Verbrennungsbedingung verschiedene chemische Reaktionspfade durchläuft. Der Einfluss der Luftzahl und des Drucks auf die Bildungsrate des Prompten NO ist sehr hoch. Für vertiefende Informationen zum Fenimore-Mechanismus wird auf [15] und [37] verwiesen.

2.4.3 Distickstoff-Mechanismus

Der Distickstoff-Mechanismus ist ein weiterer Reaktionspfad zur Bildung von NO in der Verbrennungszone. Der Reaktionspfad wird über eine trimolekulare Rekombinationsreaktion eingeleitet:



Das gebildete N_2O kann sowohl in Verbindung mit molekularem Wasserstoff als auch unter Einbeziehung molekularen Sauerstoffs zu NO umgewandelt werden:



Die Aktivierungsenergie des Reaktionspfades liegt bei 97 kJ/mol und dadurch im Bereich des Fenimore-Mechanismus [109]. Der Distickstoff-Mechanismus tritt bei sehr magerer Verbrennung mit niedriger Temperatur in den Vordergrund [15] [37] [82] [105]. Die Erhöhung des Systemdrucks erhöht nach Le-Clatelier die Bildungsrate.

2.4.4 NNH-Mechanismus

Nach Bozelli und Dean [16] existiert ein weiterer Reaktionspfad zur Bildung von NO . Dabei wird in einer einleitenden Reaktion NNH gebildet:



Das gebildete NNH wird in der folgenden Reaktion in NH und NO umgewandelt:



Für diesen Reaktionspfad sind hohe Konzentrationen an Radikalen, also große Zonen hoher Temperaturen, notwendig. Der NNH-Mechanismus spielt eine Rolle bei der vorgemischten Verbrennung von Erdgas und Wasserstoff im Bereich niedriger Luftzahlen ($\lambda < 3$). In [37] [42] und [44] wird behauptet, dass der Beitrag des NNH-Mechanismus unter üblichen Gasturbinenbedingungen nicht zu vernachlässigen ist.

2.4.5 Zusammenfassung

Für die vorliegenden Bedingungen in der Brennkammer können die genannten Mechanismen nach ihrer Relevanz für das Forschungsprojekt eingeordnet werden. Es sind die folgenden zwei Betriebsbedingungen zu beachten:

1. Wasserstoffbetrieb

In diesem Betriebsmodus wird als Brennstoff reiner Wasserstoff verwendet. Der Kraftstoff und die Luft können vor der Entzündung optimal vermischt werden. Somit können nur die folgenden Mechanismen einen Beitrag zur *NO* Bildung liefern.

- Zeldovich-Mechanismus
- Distickstoff-Mechanismus
- NNH-Mechanismus

2. Vorgemischter Erdgas- und Erdgas-Wasserstoffbetrieb

Als Brennstoff werden Erdgas- und Erdgas-Wasserstoffmischungen verwendet. Der Brennstoff und die Luft können vermischt werden. Daher können die folgenden Mechanismen einen Beitrag zur *NO* Bildung liefern:

- Zeldovich-Mechanismus
- Fenimore-Mechanismus
- Distickstoff-Mechanismus
- NNH-Mechanismus

Die Übersicht über die *NO*- Mechanismen zeigt, dass die *NO*- Bildungsvorgänge von der Temperatur abhängig sind. Durch eine Absenkung der Temperatur lässt sich die Stickoxidbildung über alle Pfade nahezu vermeiden. Bei der Wasserstoffverbrennung muss dafür die Temperatur in der Verbrennungszone auf unter 1350 K reduziert werden.

3 Methoden

Im folgenden Kapitel stehen der experimentelle Aufbau und die Versuchsdurchführung im Vordergrund. Hierbei wird detailliert auf die verwendeten Injektionskonzepte und deren technische Umsetzung eingegangen. Es werden der Aufbau der beiden verwendeten Prüfstände inklusive der Versuchsträger sowie die verwendete Messtechnik erläutert und deren Messprinzip dargestellt.

3.1 Injektionskonzepte

Für die Mischung von zwei Gasströmen gibt es grundsätzlich zwei verschiedene technische Strömungsansätze. Zum einen ist dies die Jet-in-Coflow (JICO) Anordnung, in der die beiden Gasströme parallel zueinander eingedüst werden. Zum anderen ergibt sich durch eine Eindüsung der beiden Gasströme senkrecht zueinander, die Jet-in-Crossflow (JICR) Anordnung. Bei der JICR-Anordnung wurde von Brückner-Kalb [19] eine Weiterentwicklung vorgestellt; diese beruht auf einem angestellten Deltaflügel in der Hauptströmung (Crossflow), der letzterer eine Verwirbelung aufprägt, welche die Vermischung der Gase unterstützt. Dieses Mischerkonzept wird als Injektor mit Wirbelmischer (VGP) bezeichnet. Da die verschiedenen Konzepte jeweils spezifische Vor- und Nachteile aufweisen, werden diese Konfigurationen separat für den Einsatz in der Brennkammer untersucht. Für alle Mischungskonzepte ist das Impulsstromdichteverhältnis

$$J = \frac{\rho_{Jet} u_{Jet}^2}{\rho_{\infty} u_{\infty}^2} \quad (3.1)$$

als Vergleichsparameter relevant. Dabei stehen ρ_{Jet} und u_{Jet} für die Dichte bzw. die Geschwindigkeit des eingedüsten Mediums und ρ_{∞} und u_{∞} für die Dichte bzw. die Geschwindigkeit der Hauptströmung.

3.1.1 Jet-in-Coflow

In Abbildung 3.1 ist der schematische Aufbau einer JICO-Injektor Anordnung gezeigt. Dabei strömt durch eine zentrale, konzentrische Düse mit dem Durchmesser $d_{Duese,0}$ ein Fluid mit der Geschwindigkeit $u_{Duese,0}$. Das einströmende Fluid wird von einem zweiten Fluid umgeben. Dieses wiederum wird von einem Rohr mit dem Durchmesser d_∞ umschlossen und hat eine Geschwindigkeit von u_∞ . Bei der Einmischung der beiden Fluide können laut [23] vier verschiedene Zonen unterschieden werden. Dabei bezeichnet Punkt 0 die Ausgangssituation vor dem ersten Kontakt der beiden Fluide. In Zone 1 bewegen sich die beiden Fluide annähernd unabhängig voneinander. Das zentrale Fluid bildet nach [88] den Kernbereich eines turbulenten Freistrahls aus. Die Zone 1 erstreckt sich bis zu $x = 5 d_{Duese,0}$.

In Zone 2 folgt, analog zum Freistrah, das klassische Scherströmungsprofil. Die radialen Impuls- und Stofftransportvorgänge sind dem des Freistrahls ähnlich. Die Austauschkoefizienten sind im Vergleich zum Freistrah reduziert, da die Grundströmung nicht ruht. Laut Lawn [63] kann bis zu einem Geschwindigkeitsverhältnis von $u_\infty \leq 0,03 u_{Duese,0}$ Freistrahverhalten angenommen werden. Der Impulsaustausch zwischen Strahl und Grundströmung bewirkt, dass sich der Strahlrand kontinuierlich radial nach außen verschiebt und die angesaugte Masse zunehmend größer wird. Gleichzeitig sinkt die axiale Geschwindigkeit auf der Achse, da der Strahlimpuls auf mehr Masse aufgeteilt werden muss. Ein selbstähnliches Verhalten bewirkt einen konstanten Strahlöffnungswinkel γ . Dieser Winkel kann mit

$$\gamma = \arctan\left(\frac{r_{0,5}}{x}\right) \quad (3.2)$$

bestimmt werden. Dabei entspricht $r_{0,5}$ dem radialen Ort an der Position x , bei dem die Strömung die Hälfte des Geschwindigkeitunterschieds der beiden Strömungen erreicht. Jegliche Abweichung von einem konstanten Strahlöffnungswinkel ist ein Hinweis auf ein nicht-selbstähnliches Verhalten. Im Falle der in Abbildung 3.1 dargestellten koaxialen Eindüsung tritt eine Abweichung vom selbstähnlichen Profil genau dann auf, wenn die vom Strahl angesaugte Masse nicht mehr durch den Massenstrom \dot{m}_∞ der Hauptströmung bereitgestellt werden kann. Als Reaktion darauf bildet sich eine Rezirkulationszone aus. Strömungsprofile mit Rezirkulationszonen gehören zur Zone 3. Die

3.1 Injektionskonzepte

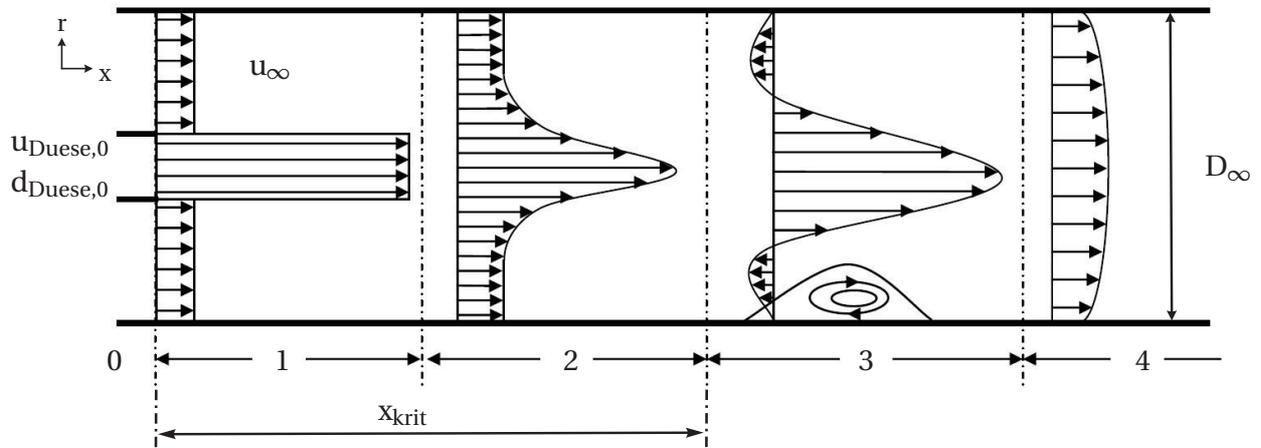


Abb. 3.1: Charakteristischer Aufbau und Strömungsentwicklung nach Charalampous [23] und Rajaratnam [88] in einer Co-Flow Anordnung.

radialen Druckgradienten der Rezirkulationszonen führen zu einem Wiederanlegen der Strömung an die Rohrwand. Daraufhin bildet sich, wie in Zone 4 gezeigt, ein klassisches Rohrprofil aus. Detailliertere Informationen zu den Zonen 3 und 4 sind in der Arbeit Rajaratnams [88] zu finden.

Der Ort x_{krit} , an dem der zentrale Strahl den gesamten Massenstrom der umgebenden Strömung angesaugt hat, kann mit

$$x_{krit} = \frac{d_{Duese,0} (\dot{m}_{\infty} + \dot{m}_{Duese,0})}{C_{ent} \dot{m}_{Duese,0}} \quad (3.3)$$

bestimmt werden. [101] Der Entrainmentfaktor C_{ent} kann dabei Werte zwischen 0,3 und 0,44 annehmen. Nach Thing und Newby liefert ein Entrainmentfaktor von $C_{ent} = 0,4$ die höchste Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen.

Zusätzlich zur kritischen Länge muss die Strömung auf ihre Stabilität untersucht werden. Nach [23] kann es unter bestimmten Voraussetzungen zu selbsterregten, hydrodynamischen Instabilitäten kommen. Diese können zu negativen Geschwindigkeiten in der Hauptströmung führen, die einem Flammenrückschlag in den Injektor resultieren. Diese Instabilität kann anhand der Craya-Curtet-Zahl (Ct) bestimmt werden. Nach Pitts [85] kann Ct mit folgender Formel bestimmt werden:

$$Ct = E \frac{D_{\infty}}{d_{Duese,0}} \sqrt{\frac{1}{J}} \quad (3.4)$$

Dabei ist E ein Parameter mit dem Wert 1,15. Laut Curtet [26] muss die Ct-Zahl über einer kritischen Ct-Zahl von $Ct_{krit} = 0,8$ liegen. Becker [9] gibt einen Wert von 0,85 für Ct_{krit} an. Unter Berücksichtigung dieser beiden Kriterien kann es zu keinen Rückströmzonen im Injektor kommen. Auch der Wandkontakt des zentralen Fluids wird ausgeschlossen.

Nach Maczynski [69] kann die lokale Geschwindigkeit mittels

$$\frac{u_{jet}(r, x) - u_{\infty}}{u_{jet,0} - u_{\infty}} = \alpha_u \left(\frac{\rho_{jet,0}}{\rho_{\infty}} \right)^{0,5} \left(\frac{d_{jet,0}}{2x} \right) \exp \left(-\beta_u \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right) \quad (3.5)$$

berechnet werden. Diese Gleichung lässt sich aus den Reynolds-gemittelten, inkompressiblen Gleichungen der Kontinuität und des Impulses ableiten. Dabei wird die molekulare Zähigkeit und der axiale Druckgradient vernachlässigt und die Wirbelviskosität als konstant angenommen. Die Gleichung gilt nur für den Strahlbereich, in dem auch das Kriterium für die Selbstähnlichkeit erfüllt ist. Die empirisch bestimmbaren Parameter α_u und β_u können der Literatur entnommen werden. Dabei ist darauf zu achten, dass die Parameter sowohl abhängig von der Wirbelviskosität der jeweiligen Anordnung als auch voneinander abhängig sind. Für die Abhängigkeit zueinander gilt nach Lawn([63]):

$$\alpha_u^2 = 2 \beta_u \quad (3.6)$$

Der Wertebereiche sind für $\alpha_u = 10 - 13,8$ und für $\beta_u = 78,4 - 93,7$.

Zur Bestimmung der lokalen Konzentration von Jet-Material in der Strömung wird der Ansatz der Gleichung 3.5 aufgegriffen. Daraus resultiert:

$$\frac{f_{jet}(r, x)}{f_{jet,0}} = \alpha_c \left(\frac{\rho_{jet,0}}{\rho_{\infty}} \right)^{0,5} \left(\frac{d_{jet,0}}{2x} \right) \exp \left(-\beta_c \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right) \quad (3.7)$$

Darin ist $f_{jet,0}$ der Anteil des Jet-Materials am Austritt der Düse und $f_{jet}(r, x)$ der lokale Jet-Materialanteil in der Strömung. Die Parameter α_c und β_c nehmen laut Lawn([63]) einen Wertebereich von 8,9 – 10,1 und 57 – 67 ein.

3.1.2 Jet-in-Crossflow

Bei der JICR- Anordnung wird der zweite Gasstrom normal zur Hauptströmung zugeführt. Das Strömungsschema ist in Abbildung 3.2 gezeigt.

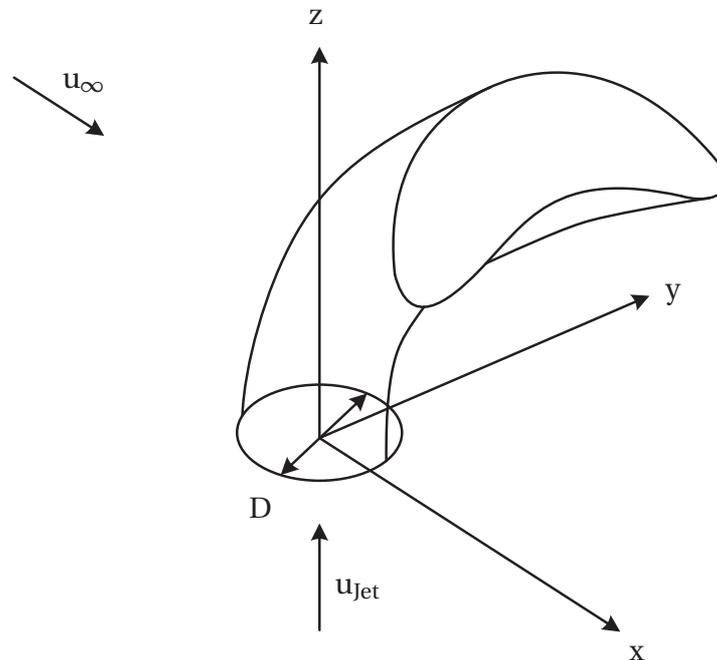


Abb. 3.2: Schema einer Jet-in-Crossflow-Anordnung nach [3].

Der Jet tritt durch eine kreisförmige Öffnung in den Hauptstrom ein. Nach seinem Eintritt wird der Jet durch den Impuls der Hauptströmung in dessen Richtung umgebogen. Dabei verformt sich der kreisförmige Strahl und nimmt zunehmend eine Nierenform an. Diese Form entsteht durch zwei gegenläufige Wirbel im Jet, die durch die Scherkräfte zwischen Jet und Hauptströmung entstehen und angetrieben werden. Zur Charakterisierung des Strömungs- und Mischungsfelds einer JICR-Anordnung kann nach Ahrens [3] die Eindringtiefe des Jets in die Hauptströmung herangezogen werden. Zur Ermittlung der Eindringtiefe wird der Jet durch Trajektorien angenähert [70]. Eine Eigenart der JICR-Anordnung ist, dass das Mischungsfeld nicht mit dem Geschwindigkeitsfeld deckungsgleich ist. Daraus resultiert, dass im JICR-System drei zentrale Trajektorien existieren:

1. Die *Mischungstrajektorie* ist die Summe aller Orte mit der geringsten Einmischung der beiden Ströme [43].
2. Die *Geschwindigkeitstrajektorie* ist die Summe aller Orte mit den höchsten Geschwindigkeiten [50].
3. Die *geometrische Trajektorie* folgt der zentralen Stromlinie des Jets. Diese

ist durch die geometrische Mitte der Jet-Strömung definiert [116].

Während sich die drei Trajektorien am Einlass des Injektors überlagern, unterscheiden sie sich zunehmend im weiteren Verlauf. Dabei weist die Geschwindigkeitstrajektorie die höchste Penetrationstiefe auf und die Mischungstrajektorie die geringste [3] [116].

Was den Verlauf der Trajektorien betrifft, existieren zahlreiche Korrelationen zur Berechnung der verschiedenen Trajektorien. Diese Korrelationen enthalten Parameter, welche individuell für den speziellen Anwendungsfall angepasst werden müssen und deren Wertebereich vergleichsweise groß ist. Dies beruht darauf, dass die JICR-Anordnung sehr sensibel auf Änderungen der Randbedingungen reagiert. Zu diesen Randbedingungen zählen u. a. die Grenzschichtdicke, die Turbulenz der Hauptströmung und des Jets und die Form der Jetöffnung [51] [70] [3]. Eine Begrenzung der Höhe des Strömungskanals der Hauptströmung kann die Trajektorie ebenso verändern. So fand Kamotani [50] heraus, dass eine dem Strahl gegenüberliegende Wand nur einen geringen Einfluss auf die Trajektorie und die Struktur des Jets hat, solange das Impulsstromdichteverhältnis entsprechend klein ist. Die gegenüberliegende Wand spielt erst dann eine Rolle, sobald die Trajektorie die halbe Kanaltiefe überschreitet. Eine beispielhafte Korrelation zur Berechnung der Mischungstrajektorie im Bereich von $J > 1$ wurde von Forliti [31] und Kolb [57] aufgestellt.

$$\frac{z}{D_{duese,0}B} = A_T \left(\frac{x}{D_{duese,0}B} \right)^{C_T} \quad (3.8)$$

Dabei gilt $A_T = 0,7$ und $C_T = 0,35$. Für den Faktor B gilt

$$B = \frac{J}{\frac{2C_D}{\pi} + c_{ej}J^{0,5}} \quad (3.9)$$

mit $C_D = 1,7$ und $c_{ej} = 0,32$. Diese Formel kann erweitert werden, um den Mischungsbruch entlang der Trajektorie zu berechnen.

Das detaillierte Mischungsverhalten einer JICR-Anordnung haben Hasselbrink [43] und Smith [95] in ihren Arbeiten detailliert zusammengefasst. Nach Smith lässt sich der Jet in drei Regionen einteilen, die jeweils ein unterschiedliches Mischungsverhalten aufweisen. In Abbildung 3.3 sind diese Regionen dargestellt.

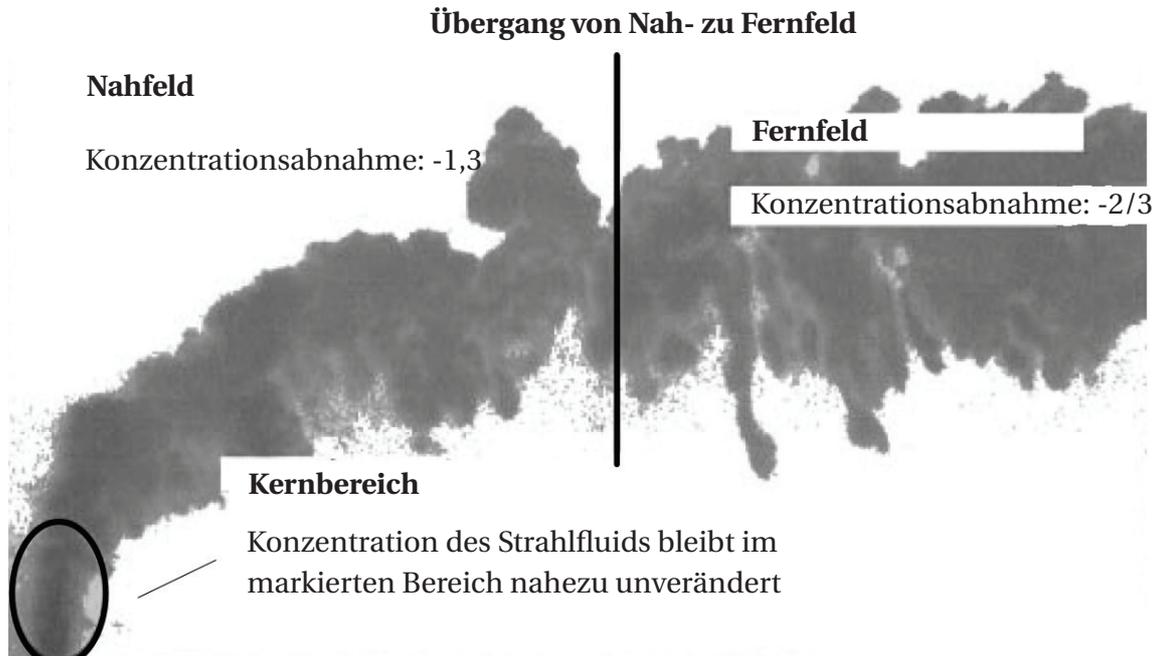


Abb. 3.3: Übersicht über die verschiedenen Zonen einer JICR- Anordnung, nach [95].

Demnach wird zwischen einem Kernbereich, einem Nah- und einem Fernfeld unterschieden. Im Kernbereich des Jets verändert sich die Konzentration im Jet nicht. Im weiteren Verlauf durchläuft der Jet das Nahfeld. In diesem Bereich ist die Einmischung stark erhöht; die Konzentration im Jet verändert sich mit einem Exponenten von $C = -1,3$. Im abschließenden Fernfeld verschlechtert sich das Mischungsverhalten wieder und weist nur noch einen Exponenten von $C = -2/3$ auf [95]. Im Vergleich dazu kann die Konzentration im turbulenten Freistrahle auf der zentralen, axialen Linie mit einem Exponenten von -1 skaliert werden. Demnach ist die Einmischung bei der JICR- Anordnung im Nahfeld deutlich effektiver im Vergleich zum turbulenten Freistrahle, während im Fernfeld der turbulente Freistrahle die ausgeglichene Mischung aufweist. Vergleicht man aber nun die Mechanismen über die gesamte Länge, so hat die JICR- Anordnung ein deutlich besseres Mischungsverhalten [81].

Das komplexe Wirbelsystem, das sich bei einer JICR- Anordnung ausbildet, hat einen hohen Beitrag zur Mischung der beiden Ströme. Die verschiedenen Wirbel sind in ihrer Ausprägung abhängig vom Impulsstromdichteverhältnis. Für das vorliegende Forschungsprojekt ist im Speziellen die Rückströmzone

nach der Eindüsung unterhalb der Jetströmung im Nahfeld von großer Bedeutung. Innerhalb dieser Rückströmzone kann es dazu kommen, dass sich die Aufenthaltszeit des Brennstoffs um ein Vielfaches erhöht. Dadurch können in dieser Region Selbstzündungen ausgelöst werden, die zu einem Rückschlag an die Eindüsungsstelle führen. Die Größe der Rückströmzone ist dabei vom Durchmesser der Eindüsung und vom Impulsstromdichteverhältnis abhängig. Dabei gilt: Je kleiner der Jetdurchmesser und je höher das Impulsstromdichteverhältnis, desto kleiner und schwächer ist die Rückströmzone ausgeprägt [3] [33] [83].

3.1.3 Injektor mit Wirbelmischer

Um die Mischungsqualität der JICR- Anordnung weiter zu verbessern, hat Brückner-Kalb [17] in seinen Untersuchungen einen angestellten Deltaflügel in die Strömung vor der Eindüsung integriert. In Abbildung 3.4 ist der schematische Aufbau einer VGP- Anordnung dargestellt.

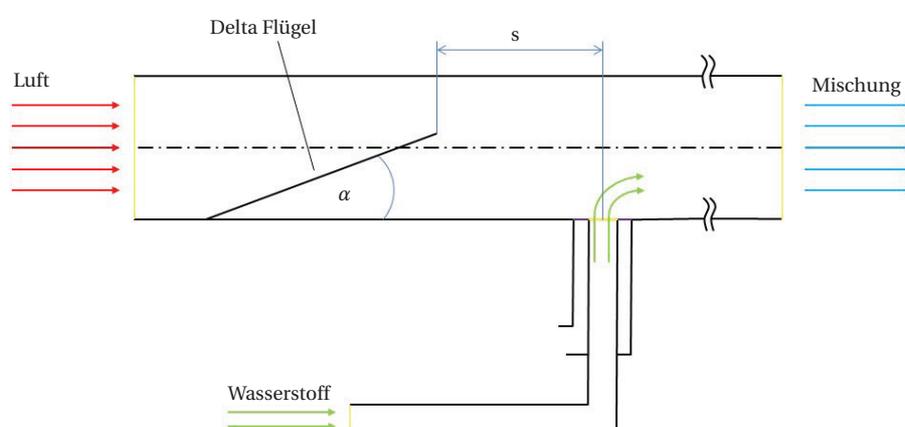


Abb. 3.4: Schematische Darstellung einer VGP-Anordnung, nach [19].

In eine JICR- Anordnung wird mit dem Abstand s stromauf der Eindüsung ein Deltaflügel eingebaut. Dieser ist mit dem Winkel α zur Hauptströmung

geneigt. Durch den Deltaflügel wird in der Hauptströmung ein gegenläufiges Wirbelpaar generiert, siehe Abbildung 3.5.

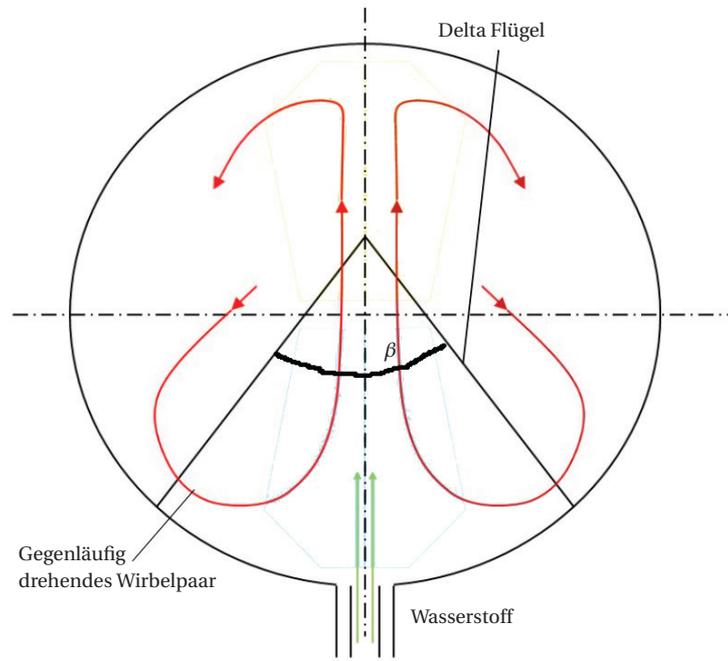


Abb. 3.5: Schematische Darstellung der Wirbelstruktur in einer VGP- Anordnung, nach [19].

Durch das Wirbelpaar wird der Impuls des Wasserstoffs verstärkt und dadurch dessen Verteilung und Einmischung gesteigert. Zusätzlich zum Wirbelpaar erzeugt die Spitze des Deltaflügels eine Wirbelschleppe, die deutlich kleinskaligere Wirbel erzeugt. Ebenso kommt es zur Beschleunigung der Hauptströmung, da der Deltaflügel zu einer Verengung des Strömungskanals führt. Die Geschwindigkeit der Strömung ist deshalb oberhalb der Deltaflügelspitze am höchsten. Die eingebrachte Turbulenz verbessert die Mischung sowohl auf großskaliger als auch auf kleinskaliger Ebene. Die räumliche und zeitliche Fluktuation der Mischung reduziert sich durch das Wirbelpaar.

Beim VGP- Injektor entstammt der Hauptteil der zur Mischung benötigten Energie aus der Strömung der heißen Luft. Der Impuls der Brennstoffeindüsung wiederum ist für die Eindringtiefe des Brennstoffs in die Hauptströmung verantwortlich. Bei der JICR- Anordnung hat eine Veränderung des Brennstoffimpulses eine große Auswirkung auf die Eindringtiefe. Diese Abhängigkeit wird durch den Deltaflügel reduziert. Infolge der höheren Turbulenz aufgrund

des Wirbels, den die Spitze des Deltaflügels verursacht, und einer Beschleunigung der Strömung oberhalb der Spitze des Deltaflügels, reagiert die Eindringtiefe des Kraftstoffjets auf Änderungen im Impuls des Brennstoffs deutlich weniger sensibel. Dies hat den großen Vorteil, dass ein Wechsel des Brennstoffs und damit eine Änderung des Impulses die Sicherheit und die Mischung bei weitem nicht so stark verändern, wie dies in einer JICR- Anordnung passiert. Untersuchungen von Brückner-Kalb [20] haben für den Injektor optimale Parameter ergeben. Dabei standen stets drei Kriterien im Vordergrund:

1. Der Druckverlust des Injektors muss möglichst gering gehalten werden, um den Gasturbinenwirkungsgrad nicht übermäßig zu reduzieren.
2. Die Homogenität der Mischung am Ende des Injektors soll innerhalb einer sehr kurzen Baulänge erreicht werden.
3. Der Injektor muss mit der Brennkammergeometrie kompatibel sein.

Daraus ergeben sich für die verschiedenen geometrischen Größen die in Tabelle 3.1 genannten optimalen Werte. Der Abstand zwischen Delta-Flügel und Brennstoffeindüsung s ist dabei abhängig von dem verwendeten Brennstoff und der Strömungsgeschwindigkeit. Der von Brückner-Kalb ermittelte Wert von $0,67D_i$ bezieht sich auf Erdgas; bei der Verwendung von Wasserstoff muss der Abstand, auf Grund dessen höherer Reaktivität, zur Verbesserung der Sicherheit erhöht werden.

Tab. 3.1: Optimale Abmessungen VGP- Injektor.

Bezeichnung	Maß
Außendurchmesser Injektor D_a	25 mm
Innendurchmesser Injektor D_i	21 mm
Länge Injektor bis BK-Wand l	147 mm
Anstellungswinkel α	14°
Öffnungswinkel Deltaflügel β	30°
Tiefenverhältnis Deltaflügel zu Innendurchmesser a/D_i	0,67
Durchmesserbrennstoffdüse zur Innendurchmesser d_{jet}/D_i	0,125
Abstand s	$0,67D_i$

Die im vorherigen Abschnitt gezeigte Berechnung der Trajektorie nach Kolb muss für den VGP- Injektor angepasst werden. In [8] wurde gezeigt, dass

durch einen Korrekturfaktor f_{PS} die Trajektorie der Mischung berechnet werden kann.

3.2 Experiment

Wie bereits in Abschnitt 1.4 beschrieben, ist es für die Untersuchung der genannten Probleme notwendig, sowohl die Vorgänge im Injektor als auch die Abläufe in der Brennkammer zu untersuchen. Deshalb werden für diese Arbeit zwei Versuchsstände entwickelt und errichtet. Dies ist zum einen der Einzelinjektorversuchsstand, um die Vorgänge im und am Injektor zu untersuchen, zum anderen der Brennkammerversuchsstand zur Ermittlung des Zusammenspiels der Injektoren und deren Auswirkung auf die Emissionen. Die installierten Injektoren sind in beiden Versuchsständen identisch aufgebaut, lediglich für die Untersuchungen im Injektor wurde der vordere Teil der Injektoren aus Quarzglas gefertigt. Der detaillierte technische Aufbau der Injektoren wird im folgenden Abschnitt gezeigt.

3.2.1 Injektor-Aufbau und Variation

In diesem Abschnitt werden die in den Versuchen verbauten Injektoren - einschließlich ihrer baulichen Variationen - vorgestellt.

3.2.1.1 Injektortypen

Der Aufbau und die äußeren Maße der Injektoren sind bei allen Injektoren nahezu identisch. Lediglich die Injektoren für die Untersuchung zur längeren Mischzeit sind länger ausgeführt. Dies soll sicherstellen, dass die Ergebnisse der Injektoren gut vergleichbar sind. Alle Bauteile im Injektor sind aus einer Edelstahllegierung für den Hochtemperatureinsatz gefertigt. Das Koordinatensystem x, y, z für den Injektor hat seinen Ursprung auf der Rotationsachse am Auslass des Injektors. Dabei zeigt die positive x -Achse aus dem Injektor, die positive y -Achse ragt in die Injektortiefe und die z -Achse deckt die Höhe des Injektors ab. In Abbildung 3.6 ist der Injektor schematisch gezeigt.

Jet-in-Crossflow: In Abbildung 3.6 ist die technische Umsetzung des JICR- Injektors dargestellt. Um den Umbauaufwand für die Versuche zu reduzieren, wurden der JICR- und der JICO- Injektor in einem Injektor umgesetzt.

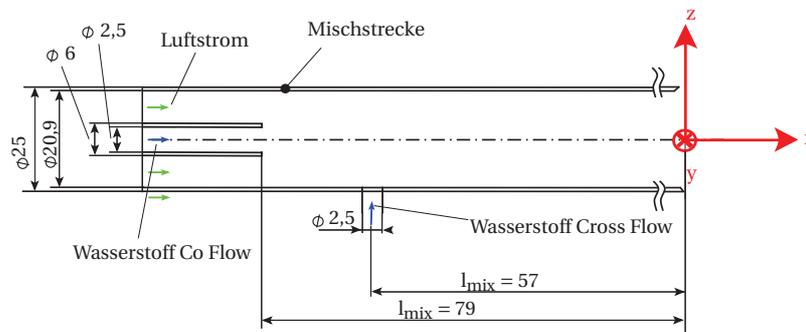


Abb. 3.6: Technische Zeichnung des JICR- und JICO-Injektors (mm).

Die Luft strömt von links nach rechts. 2 cm stromauf des Injektoreintritts wird die Lufttemperatur erstmals mit einem Thermoelement Typ K gemessen. Eine zweite Messung erfolgt 5 mm stromauf der Wasserstoffeindüsung, um den Einfluss etwaiger thermische Verluste durch Wand auf die Bestimmung der Gemischtemperatur zu minimieren. Das Thermoelement ragt dabei 7 mm in die Strömung. Der Wasserstoff wird 57 mm vor dem Injektorende durch eine 2,5 mm große Düse in den Brennraum eingedüst. Die Düsenöffnung wurde scharfkantig gefertigt. Um eine dichte Brennstoffanbindung zu ermöglichen, wurde auf der Unterseite des Rohrs ein Flansch angebracht. Dieser Flansch führt dazu, dass sich der Injektor im heißen Zustand um ca. 2° nach unten verbiegt. Um einem stabilisierenden Wirbel am Austritt des Injektors vorzubeugen, wurde letzterer mit einer 2 mm starken 45° Fase angeschrägt.

Jet-in-Coflow: Der Coflow-Injektor nutzt die Mischstrecke des JICR- Injektors. Beim Umbau wird die zentrale Düse in den Injektor eingeschraubt. Zu diesem Zweck ist im Übergang vom Versuchsstand zum Injektor ein Rohrbogen mit 6 mm Durchmesser integriert. Um, im heißen Zustand, eine zentrale Position im Injektor zu erreichen, ist der Rohrbogen durch ein dreispeichiges Rad in der Mitte fixiert. Die Düse wird beim Einschrauben mit einer Hochtemperaturdichtung an der Verschraubung abgedichtet. In die Düse ist ein Thermoelement eingeführt, das ca. 5 mm vor dem Düsenauslass endet. Anhand

dessen kann der Wärmeeintrag aus der heißen Luftströmung in den Brennstoff bei der Berechnung von J berücksichtigt werden.

Um eine optimale Anströmung an der Düse zu erreichen, wurde am außenseitigen Düsenende eine 15° Fase angebracht. Da der Brennstofffreistrahler einen Öffnungswinkel von etwa 12° hat, ergibt sich bei einem Abstand von ca. 80 mm eine Verteilung des Wasserstoffs über den gesamten Auslassquerschnitt. Daher wurde die Länge der Mischstrecke im Vergleich zum VGP- Injektor und JICR- Injektor von 57 mm auf 79 mm erhöht. Daraus folgt, dass der Temperatursensor im Injektor um 10 mm nach stromauf verlegt werden muss, da er andernfalls in den Brennstoffstrom ragen und diesen entzünden würde.

Deltaflügel: In Abbildung 3.7 ist der Aufbau des Injektors dargestellt. Der grundlegende Aufbau ist dem JICR- Injektor ähnlich. Die geometrischen Daten des Außen- und Innendurchmessers sind identisch, ebenso die Gesamtlänge des Injektors sowie die Position und der Durchmesser der Brennstoffeindüsung. Das Mischrohr wurde unter einem Winkel von 14° zur x-Achse geschlitzt und der Deltaflügel eingeschweißt. Der Deltaflügel hat eine Stärke von 2 mm und ragt 14 mm in das Mischrohr. Die Querschnittsfläche verengt sich an der schmalsten Stelle auf einen Wert von 72% der ursprünglichen Fläche. Der Abstand zwischen Deltaflügelspitze und der Eindüsung beträgt 14 mm. Die Temperaturmessstellen im Injektor sind mit dem des JICR- Injektors identisch. Zur Ermittlung der Wandtemperatur wurden auf der Außenseite des Injektors vier Thermoelemente angebracht. Die Positionen sind in Abbildung 3.7 mit roten Punkten eingezeichnet.

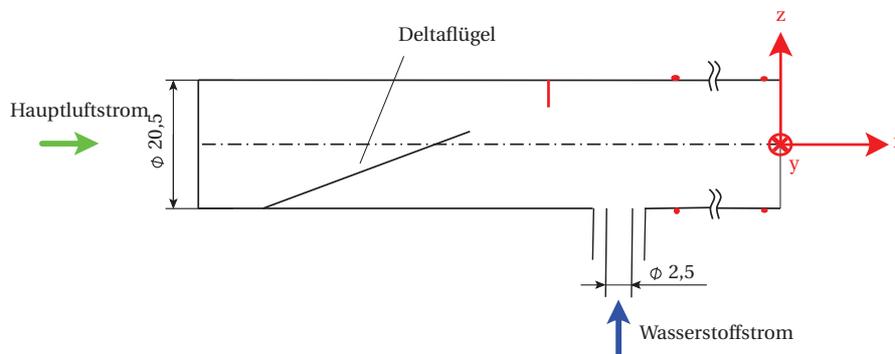


Abb. 3.7: Schematische Zeichnung des VGP-Injektors inkl. der Temperaturmessstellen.

3.2.1.2 Sekundärluft

Um eine mögliche Zündung im Injektor zu verhindern bzw. den Brennkammerabwärmeeintrag in die Mischzone zu minimieren, wird der Einfluss von Sekundärluft untersucht. Die Sekundärluft wird bei den verwendeten Injektoren auf zwei unterschiedliche Arten eingebracht: Zum einen als Hüllluft um den Jet herum und zum anderen als Kühlluft entlang der Injektorwand. Da die Sekundärluft direkt nach dem Verdichter abgezweigt werden soll, wird diese in beiden Fällen mit einer Temperatur von 220°C zugeführt. Da der Bauraum beschränkt ist, können die beiden Arten nicht zusammen verwendet werden. Für die Versuche in der Brennkammer wurde - aufgrund der Kühlfähigkeit und nach Versuchen am Einzelinjektor - die der Kühlluft entlang der Injektorwand eingedüst. Der Anteil der Sekundärluft ist über den Faktor α folgendermaßen definiert:

$$\alpha = \frac{\dot{m}_{Sek}}{\dot{m}_{Sek} + \dot{m}_L} \quad (3.10)$$

Hüllluft: Die Zuführung der Sekundärluft erfolgt parallel zur Brennstoffeindüsung, wie in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Hüllluft wird als Ring um den Jet gelegt. Der Außendurchmesser der Eindüsung beträgt 6 mm, und der Innendurchmesser 3,5 mm. Damit ist die Einströmfläche der Sekundärluft um das ca. 3,5-Fache größer als die der Brennstoffeindüsung. Der Brennstoff wird durch eine Düse mit einer Wandstärke von 0,5 mm geführt. Die Sekundärluft und der Brennstoffjet strömen dabei über eine Länge von ca. 15 mm parallel zueinander. Dadurch erhöht sich die Brennstofftemperatur um 5 K. Die Temperatur der Sekundärluft wird ca. 20 mm stromauf der Eindüsung gemessen. Aus all diesen Daten ergibt sich eine Strömungsgeschwindigkeit von 95 m/s bei einem maximalen Massenstrom von 1,2 g/s. Dies entspricht in etwa der Eindüsegeschwindigkeit des Wasserstoffs bei einer Luftzahl von $\lambda = 4$ und $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$.

Kühlluft an der Injektorwand: Bei der Verwendung der Sekundärluft als Kühlluft der Injektorwand ist die Veränderung des Injektors deutlich aufwendiger im Vergleich zur Hüllluft. Nachdem der Außendurchmesser nicht variiert wer-

den kann, da ansonsten die Kompatibilität zur Brennkammer verloren ginge, muss die Kühlluft durch einen Einbau im Inneren des Injektors geführt werden (Einbau s. Abb. 3.8). Die Ergebnisse haben gezeigt, dass eine höhere

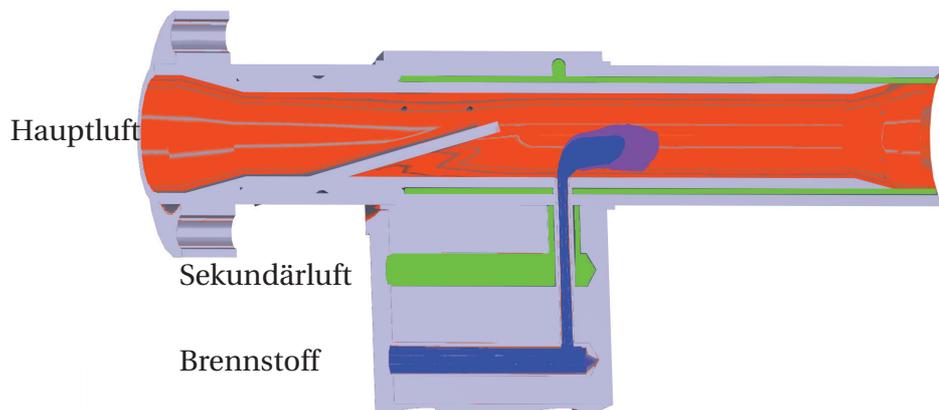


Abb. 3.8: Zeichnung des VGP-Injektors mit gekühlter Injektorwand inkl. Stoffstromschema.

Luftgeschwindigkeit im Injektor die Sicherheit erhöht, während gleichzeitig der Druckverlust des Injektors durch die Verengung ansteigt. Trotzdem wurde der Innendurchmesser auf 15 mm verengt, um einen Kühlluftspalt von 1 mm Höhe einzubauen. Dafür wird eine Hülse in den Injektor eingeschoben, die 10 mm kürzer ist als der ursprüngliche Injektor. Dadurch ergibt sich auf beiden Seiten ein Überstand des Injektors von 5 mm. Die Verengung wird mit einer Fase mit einem Winkel von 15° und einer Länge von ca. 10 mm strömungsoptimiert erreicht. Die Hauptströmung durchläuft nun den jeweiligen Injektortyp mit der jeweiligen Brennstoffzuführung. Am Auslass des Innenrohrs ist eine weitere eine Fase von 15° angebracht. Diese dient dazu, einen stabilisierenden Wirbel am Übergang vom Innenrohr zum Außenrohr zu vermeiden. Nach dem Übergang wirkt die Sekundärluft als Hüllluft der zentralen Strömung und soll die Einmischung der rotierenden heißen Abgase in der Brennkammerströmung verzögern.

Die Sekundärluft wird, im Gegensatz zur Hüllluft, nicht an einer Position in den Injektor eingebracht, sondern durch sechs ringsum verteilte Bohrungen auf Höhe des Brennstoffeinlasses. Dadurch verteilt sich die Sekundärluft über den Umfang des Kühlluftspaltes. Die Sekundärluft wird nun an der Injektorau-

ßenwand vorbei nach hinten zur Einmischung geführt. Somit wird die Wärme, die von außen in den Injektor eingebracht wird, dem Brennstoffluftgemisch nicht im Injektor zugeführt, sondern erst bei seinem Austritt aus dem Injektor. Ebenso entzieht die Kühlluft der Hauptströmung Temperatur und erhöht damit gerade im Randbereich die Sicherheit gegen Selbstzündungen im Grenzschichtbereich der Hauptströmung. Die Geschwindigkeit der Sekundärluft am Auslass des Kühlluftkanals liegt bei einem Sekundärluftmassenstrom von $\dot{m}_{L,2} = 1,2 \text{ g/s}$ und einer Temperaturerhöhung von 100 K bei 35 m/s. Dies entspricht in etwa einem Fünftel der Hauptströmungsgeschwindigkeit bei einer Luftzahl von $\lambda = 4$. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, wird der Deltaflügel in den Injektor eingeschweißt. Nachdem dies am Innenrohr nicht möglich ist, da eine einseitige Verschweißung den Injektor verbiegen würde, wurde für das Innenrohr eine Steckvariante mit einer Hülse entwickelt. Hierbei wird der Flügel in das geschlitzte Innenrohr gesteckt und über die als Passung angefertigte Hülse fixiert und abgedichtet. Diese Hülse verbessert gleichzeitig auf der Innenseite des Injektors die Abdichtung vom heißen Luftstrom zum Sekundärluftkanal.

3.2.1.3 Injektorlänge

Die Länge der Injektoren wurde von Brückner-Kalb als nicht veränderbarer Parameter angesehen. [20] Dies beruht darauf, dass der Abstand zwischen dem Injektorsammler und der Brennkammer nicht modifiziert werden kann. In Abbildung 3.9 ist schematisch der Injektor-/ Brennkammerübergang dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Injektoren bei einer Länge von 147 mm nicht in die Brennkammer ragen, wodurch sich eine Tasche im Übergang vom Injektor zur Brennkammer bildet. In dieser Tasche kann sich, verstärkt durch den hohen Drall in der Brennkammer, Brennstoff ansammeln - mit dem entscheidenden Nachteil, dass sich der Brennstoff an der heißen Brennkammerwand entzünden kann.

Dieses Problem kann auf zwei Wegen behoben werden: Eine Lösung besteht darin, den Impuls der eintretenden Strömung zu erhöhen; dadurch verstärkt sich die Ansaugung des eintretenden Strahls aus der Umgebung, was wiederum in einer Reduzierung der Aufenthaltszeit in der Tasche resultiert. Zusätzlich führt der höhere Impuls dazu, dass das Potenzial der Brennstoffansamm-

lung in der Tasche minimiert wird, da der höhere Impuls die Ablenkung durch die Rotation verkleinert. Die Erhöhung des Impulses kann ohne größere Umbauten nur durch eine Verkleinerung des Innendurchmessers erreicht werden. Dies hat zusätzlich noch den Vorteil, dass die Angriffsfläche der rotierenden Strömung in der Brennkammer verkleinert wird.

Eine zweite Möglichkeit, dieses Problem zu lösen, ist die Verlängerung des Injektors. Diese bietet mehrere Vorteile: Es findet keine Veränderung des Druckverlustes im Injektor statt, es werden keine aufwendigen Einbauten erforderlich, die Zeit für die Einmischung des Brennstoffs erhöht sich und dadurch die Homogenität der Mischung am Auslass des Injektors. Die Verlängerung erhöht zudem die Drallzahl in der Brennkammer und somit die Rotationsgeschwindigkeit sowie, infolgedessen, die Stabilität des Verbrennungssystems. In Abbildung 3.9 ist zusätzlich der längere Injektor dargestellt. Dieser ragt nun auf der der Strömung zugewandten Seite 30 mm in den Brennraum; auf der der Strömung abgewandten Seite sind es noch 7 mm. Diese Länge des Injektors hat zwei positive Auswirkungen: Erstens verkleinert sich der Winkel zwischen der rotierenden Strömung ($\beta_1 = 55,3765^\circ$ und $\beta_2 = 45,889^\circ$) und dem eintretenden Frischgasstrahl in der Brennkammer. Dies hat zur Folge, dass die Einmischung der rotierenden Strömung langsamer abläuft und dadurch die Zündung verzögert wird. Zweitens durchbricht der Injektor die Grenzschicht an der Brennkammerwand, wodurch es zu einer gleichmäßigeren Anströmung rund um den Injektor und um den eintretenden Frischgasstrahl kommt. Dies verbessert die Umströmung des Frischgasjets am Eintritt des Frischgases. Daraus ergibt sich eine größere Sicherheit gegenüber Rückschlägen und Strömungsinstabilitäten.

Die Verlängerung bringt allerdings auch Nachteile mit sich: Mit dem in die ca. 1300 °C heiße Strömung hineinragenden metallischen Rohr wird durch die Strömung des Frischgases in dem Injektor die Injektorwand gekühlt, wodurch gleichzeitig die Frischgastemperatur und damit das Risiko der Selbstzündung im Injektor ansteigen. Dieses Risiko wird zusätzlich dadurch erhöht, dass eine Verlängerung der Mischstrecke einen längeren Aufenthalt des Frischgases im Injektor nach sich zieht und damit auch eine längere Zündverzugszeit des Frischgases voraussetzt.

Da, wie dargelegt, beide Lösungsansätze jeweils spezifische Vor- und Nachtei-

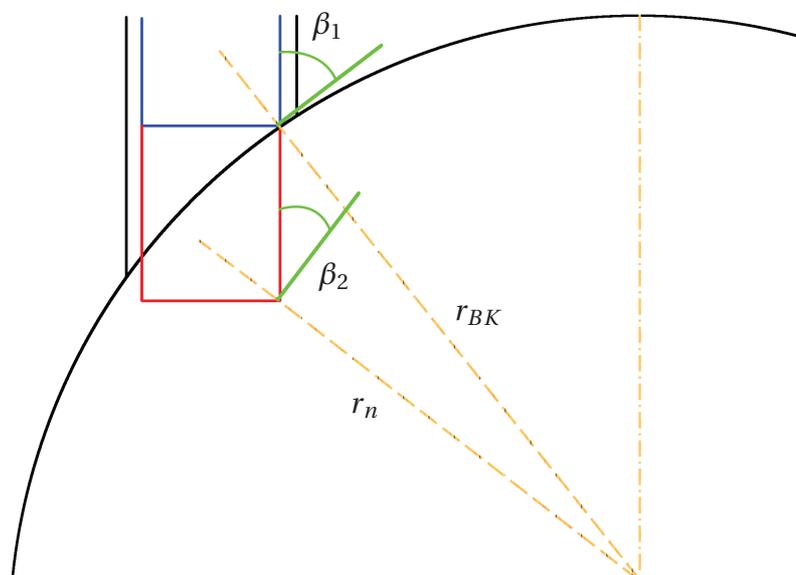


Abb. 3.9: Einfluss der Verlängerung des Injektors auf die Geometrie - Kurzer Injektor (blau), Langer Injektor (rot).

le mit sich bringen, werden beide Varianten in der Brennkammer getestet, um die bessere Konfiguration zu identifizieren.

3.2.1.4 Optische Zugänglichkeit

Um die Vorgänge im Injektor zu untersuchen, werden Injektoren mit einem optischen Zugang zur Mischstrecke benötigt, daher werden diese mit einem Glasrohr in der Mischstrecke ausgestattet. Dieser Umbau stellt aufgrund der hohen Ansprüche an den Übergang zwischen dem Metallrohr und dem Glas eine signifikante technische Herausforderung dar: Der Übergang muss gasdicht, ohne Kanten im Strömungskanal und hochtemperaturbeständig sein. Zudem ist der thermische Ausdehnungskoeffizient von Edelstahl um das ca. 10-Fache höher als der von Quarzglas. Das Glasrohr ist mit einem speziellen Hochtemperaturkleber in eine Nut am Übergang eingeklebt und damit auch abgedichtet. In einem nächsten Schritt wurden zwei Injektoren entwickelt: Der erste zeigt die Mischstrecke, aber nicht die Eindüsung des Kraftstoffs, beim zweiten Injektor wurde das Glasrohr verlängert und damit auch die Eindüsung sichtbar gemacht. Diese Verlängerung erfordert einen techni-

schen Mehraufwand, da nun zwei Flächen abgedichtet werden müssen, die normal zueinander stehen und jede Fixierung durch die Ausdehnung des Metalls im Hochtemperaturbereich mit hohen Scherkräften beaufschlagt wird. In Abschnitt 4.2.3 wird gezeigt, dass die optisch zugänglichen Injektoren dieselben Ergebnisse bei der Abhebehöhe der Zündkerne liefern wie die metallischen Injektoren.

3.2.2 Versuchsstände

Während am Einzelinjektorversuchsstand die direkt am und im Injektor auftretenden physikalischen Vorgänge untersucht werden, werden am Brennkammerprüfstand das Zusammenspiel der Injektoren in der Brennkammer und der Einfluss der Injektoren auf die Emissionen des Brennkammersystems erforscht. In diesem Abschnitt wird auf den Aufbau der Versuchsstände und deren Peripherien eingegangen.

3.2.2.1 Einzelinjektorversuchsstand

Der Einzelinjektorversuchsstand dient dazu, die Abläufe im Injektor und kurz nach dem Injektorauslass zu untersuchen und diese für eine Verwendung in der Brennkammer zu optimieren. Dies hat den Vorteil, dass die sicherheits relevanten Phänomene und der Beitrag der Selbstzündung zur Flammenstabilisierung getrennt von der Flammenstabilisierung durch die Interaktion mit der heißen rotierenden Strömung in der Brennkammer untersucht werden können. Der Einfluss der Abwärme der Brennkammer auf den Injektor kann nur über eine direkte Erhitzung des Injektors durch eine Flamme untersucht werden.

Aufbau: In Abbildung 3.10 ist der schematische Aufbau des Versuchstandes dargestellt. Der Versuchsstand kann in drei Abschnitte aufgeteilt werden. Im ersten Abschnitt findet die Konditionierung aller Stoffströme statt. Hier werden alle Massenströme, die Temperaturen und die exakte Brennstoffzusammensetzung auf den geforderten Wert geregelt. Der zweite Abschnitt besteht aus der Brennkammer. In ihr ist der Injektor verbaut und es läuft der gesamte Verbrennungsprozesse ab. Der dritte und nicht eingezeichnete Abschnitt ist

der Abgasschacht; hier werden die Abgase abgekühlt und um 90° umgelenkt. Anschließend werden die Abgase in den Kamin geleitet. Im Abgasschacht ist ein Fenster integriert, das es ermöglicht, den Injektorauslass und die Verbrennung von stromab zu beobachten.

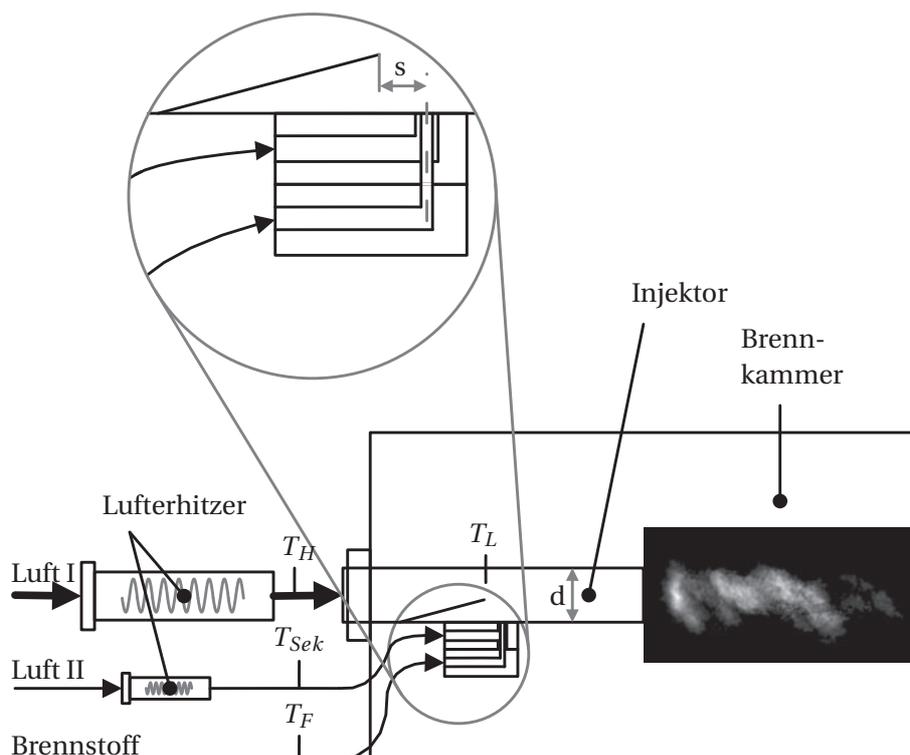


Abb. 3.10: Schematischer Aufbau des Einzelinjektorversuchsstandes.

Brennkammer: Die Brennkammer besteht aus einem Käfig aus Edelstahl. Dieser bildet die Außenmaße der Brennkammer, welche einen quadratischen Grundriss mit einer jeweiligen Seitenlänge von 160 mm und einer Länge von 320 mm aufweist. Die Grundfläche besteht aus Edelstahl und hat eine zentrische Öffnung, durch die der Injektor 75 mm in die Brennkammer hineinragt. Die Seitenflächen der Brennkammer können ausgetauscht werden, was einen optischen Zugang von allen Seiten ermöglicht. In Abbildung 3.11 ist die isometrische Ansicht der Brennkammer im Schnitt gezeigt, in dem die gläsernen Wände sowie der ebenfalls optisch zugängliche Injektor zu sehen sind. Für die Untersuchungen zum Einfluss der Injektorwandtemperatur wurde eine Heizung des Injektors in die Brennkammer integriert. Zu diesem Zweck

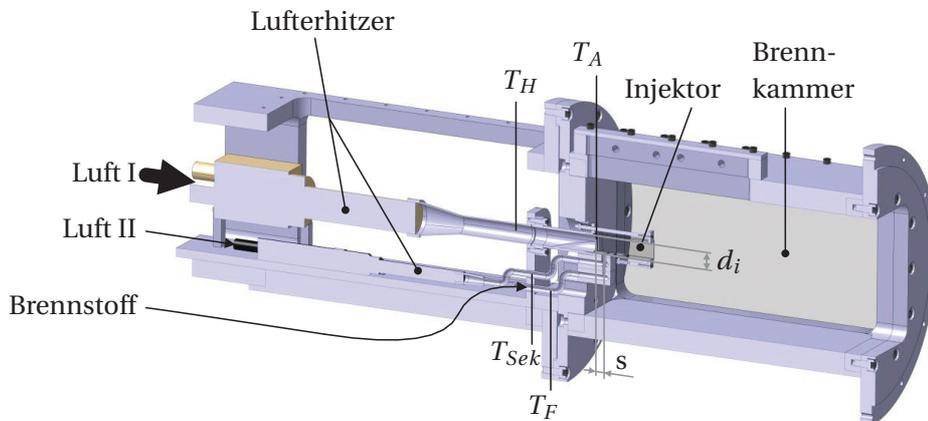


Abb. 3.11: Isometrische Zeichnung des Einzelinjektorversuchsstandes.

wird unterhalb des Injektors ein Erdgasbrenner mit 3 kW eingebaut. Die Flamme des Brenners wird in einer Manschette eingeschlossen und die Abgase werden um die Außenseite des Injektors herumgeführt. Dadurch wird der Injektor auf eine Außentemperatur von bis zu 1100 °C aufgeheizt. In Abbildung 3.12 ist die Injektorwandheizung dargestellt. Um ein Einmischen der heißen Abgase in den Frischgasstrahl sowie ein unkontrolliertes Entzünden von unverbrannten Wasserstoff in der Brennkammer zu verhindern, wurde ein Blech zwischen den Brennraum und der Heizmanschette verbaut. Die Temperatur der Injektoraußenwand wird an vier Positionen gemessen. Zusätzlich dazu wird die Temperatur der Injektorwand direkt oberhalb der Erdgasflamme in der Manschette gemessen. Dieses Thermoelement soll ein mögliches Überhitzen des Injektors detektieren.

Injektoren: Für die Versuche im Einzelinjektorversuchsstand wurden die in Tabelle 3.2 genannten Injektoren verwendet. Lediglich die Injektoren in der Standardausführung, also ohne Innenrohr und nur in der kurzen Ausführung, sind mit dem Glasrohr kombinierbar. Das Innenrohr ist ebenfalls nur mit dem kurzen Injektor verbaubar.

Peripherie: Die Experimente am einzelnen Injektor benötigen mehrere Stoffströme. Dementsprechend kann der Injektor mit zwei unterschiedlich kon-

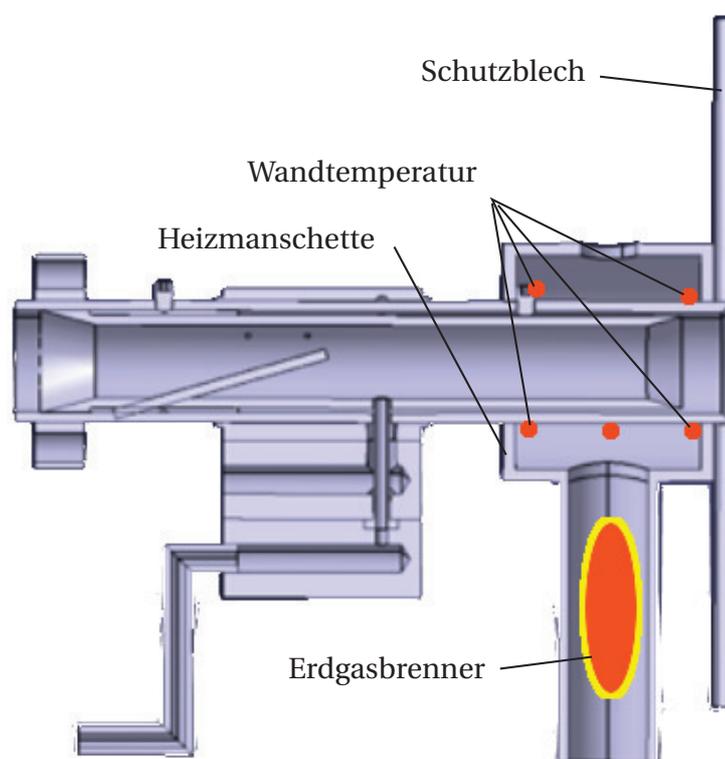


Abb. 3.12: Isometrische Zeichnung der Heizmanschette des Injektors inklusive der Temperaturmessstellen.

Tab. 3.2: Injektoren im Einzelinjektorversuchsstand.

Injektor	Länge	Innenrohr	Glasrohr
VGP	kurz/lang	x	x
JICO	kurz	x	x
JICR	kurz	x	x

ditionierten Luftströmen und je einem Wasserstoff-, Erdgas- und Stickstoffstrom versorgt werden. Die Massenströme werden mittels jeweils eines thermischen Massenstromreglers geregelt, der eine Messgenauigkeit von $\pm 0,5\%$ aufweist und innerhalb von 1 s den Sollwert einstellen kann. Anschließend werden die Luftströme auf die benötigte Temperatur aufgeheizt. Dafür wird im Hauptluftstrom ein elektrischer Lufterhitzer, ein Leister LE 5000HT verwendet, der die Luft auf bis zu 900°C aufheizen kann. Die Regelung der Lufter-

hitzer erfolgt mittels Pulsweitenmodulation (PWM). Die Steuerung der PWM arbeitet mit einer Pulsbreite von 0,4s, was ermöglicht, Temperaturschwankungen in der Hauptluft unterhalb 2K zu halten. Diese hohe Einstellpräzision der Hauptlufttemperatur ist erforderlich, um verlässliche und vergleichbare Ergebnisse bei den Experimenten zur Selbstzündung zu erhalten [91]. Der Lufterhitzer und der Injektor wurden in einem Abstand von 10cm zueinander installiert. Die Luft wird durch eine große Querschnittsänderung und anschließend durch ein Edelstahlrohr geführt. Dieser Übergang wurde isoliert, um den Wärmeverlust zu minimieren. Am Ende des Übergangs wird die Lufttemperatur gemessen. Ebenso ist an dieser Position die Brennstoffzuführung für die Co-Flow-Experimente dauerhaft verbaut. Die Luft für die Sekundärluft wird in einem Leister LE MINI SENSOR auf eine maximale Temperatur von 600°C aufgeheizt. Die heiße Luft wird anschließend durch ein isoliertes Rohr zur Sekundärlufteindüsung befördert. Kurz vor dem Übergang zum Injektor wird die Lufttemperatur gemessen. Der Wasserstoff und das Erdgas werden nach den jeweiligen Massenstromreglern in einem Rohr vermischt und von diesem direkt zum Injektor geleitet. Für die Versuche, bei denen der Brennstoff mit Partikeln versetzt wird, wird der Brennstoff, bevor er zum Injektor geführt wird, durch den Seedinggenerator geleitet. In diesem werden dem Brennstoff mittels Drall und eines magnetischen Rührers Titandioxidpartikel beigefügt und anschließend zum Injektor geführt. Für die Experimente zum Untersuchen des Brennkammerwandeinflusses werden zusätzlich zu den genannten Stoffströmen noch je ein Luft- und ein Erdgasstrom konditioniert und dem Brenner in der Heizmanschette zugeführt. Die Temperatur-, Druck- und Massenstrommesssignale werden mittels einer Messkarte von National Instruments alle 0,5s aufgezeichnet. Dabei kommt es auf Grund der Messkarte zu einer Messungenauigkeit von $\pm 0,1\%$.

3.2.2.2 Brennkammerversuchsstand

Der Brennkammerversuchsstand macht es möglich, die ganze Brennkammer einer Gasturbine bei Umgebungsdruck zu untersuchen. Dabei sind die Randbedingungen bis auf den Druck identisch mit denen einer Gasturbinenbrennkammer. Der Prüfstand kann mit einer thermischen Leistung von bis zu 150kW betrieben werden.

Aufbau: Im Gegensatz zum Einzelinjektorversuchsstand ist der Brennkammerversuchsstand komplexer aufgebaut. Der Versuchsstand kann in drei Bereiche (siehe Abbildung 3.13) aufgeteilt werden: Im ersten werden alle Stoffströme konditioniert und die sichere Versorgung der Brennkammer sichergestellt. Im zweiten Abschnitt, der Brennkammer, werden die Stoffströme zusammengeführt, vermischt und entzündet und es wird ein Großteil der chemisch gebundenen Energie freigesetzt. Im letzten Bereich, dem Abgaskanal, wird die Verbrennung abgeschlossen, die Emissionen werden gemessen, das Abgas abgekühlt und in den Abgasschacht geleitet.

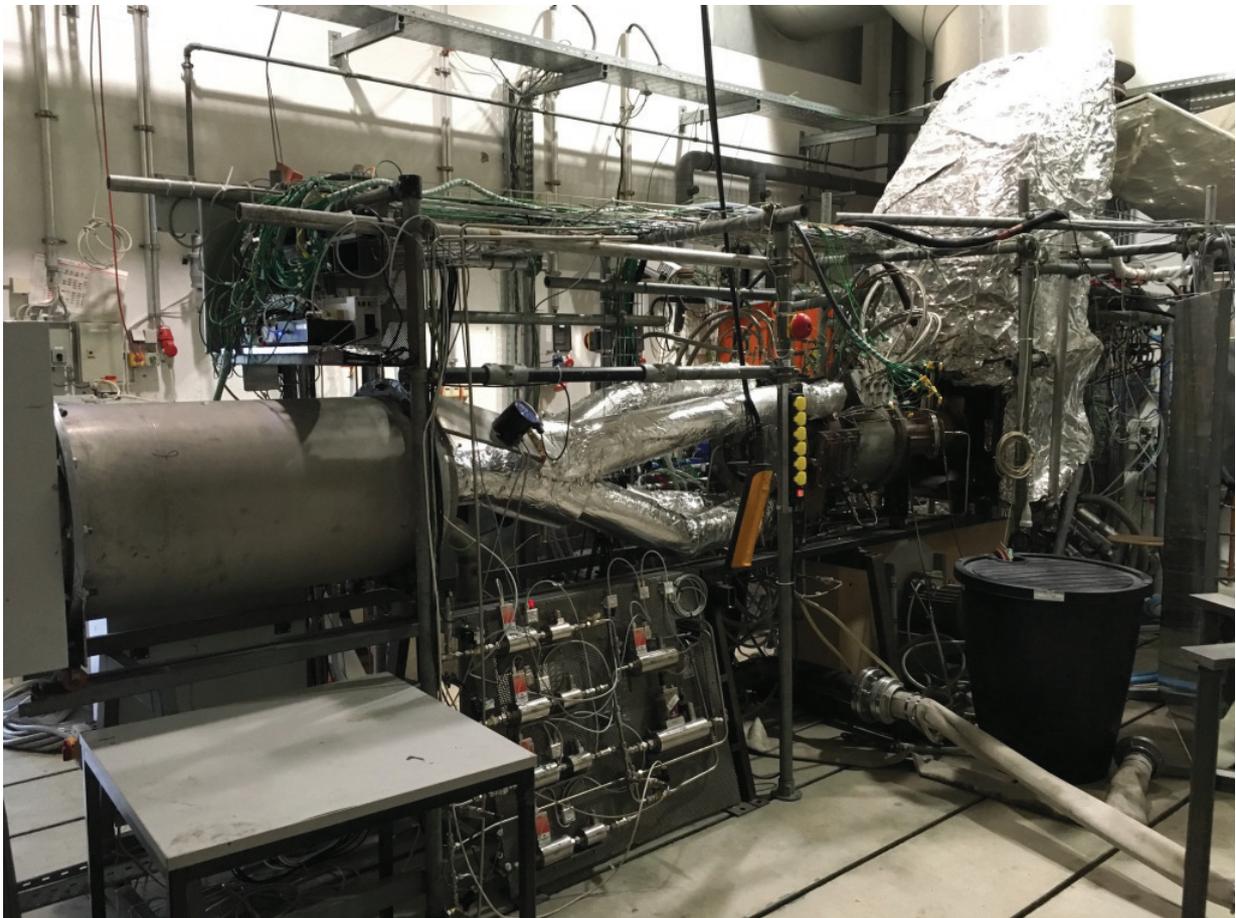


Abb. 3.13: Brennkammerversuchsstand inklusive Infrastruktur.

Brennkammer: In Abbildung 3.14 ist die Brennkammer im Längsschnitt dargestellt. Der Brennraum (gelb) wird von einer keramischen Brennkammerwand abgeschlossen. Der Frischgasmassenstrom wird über zwölf Injektoren

(orange) zugeführt. Diese metallischen Injektoren werden durch die Frischgasmassenströme gekühlt. Was den detaillierten Injektoraufbau anbelangt, sei auf die Erläuterungen in Abschnitt 3.2.1.1 verwiesen.

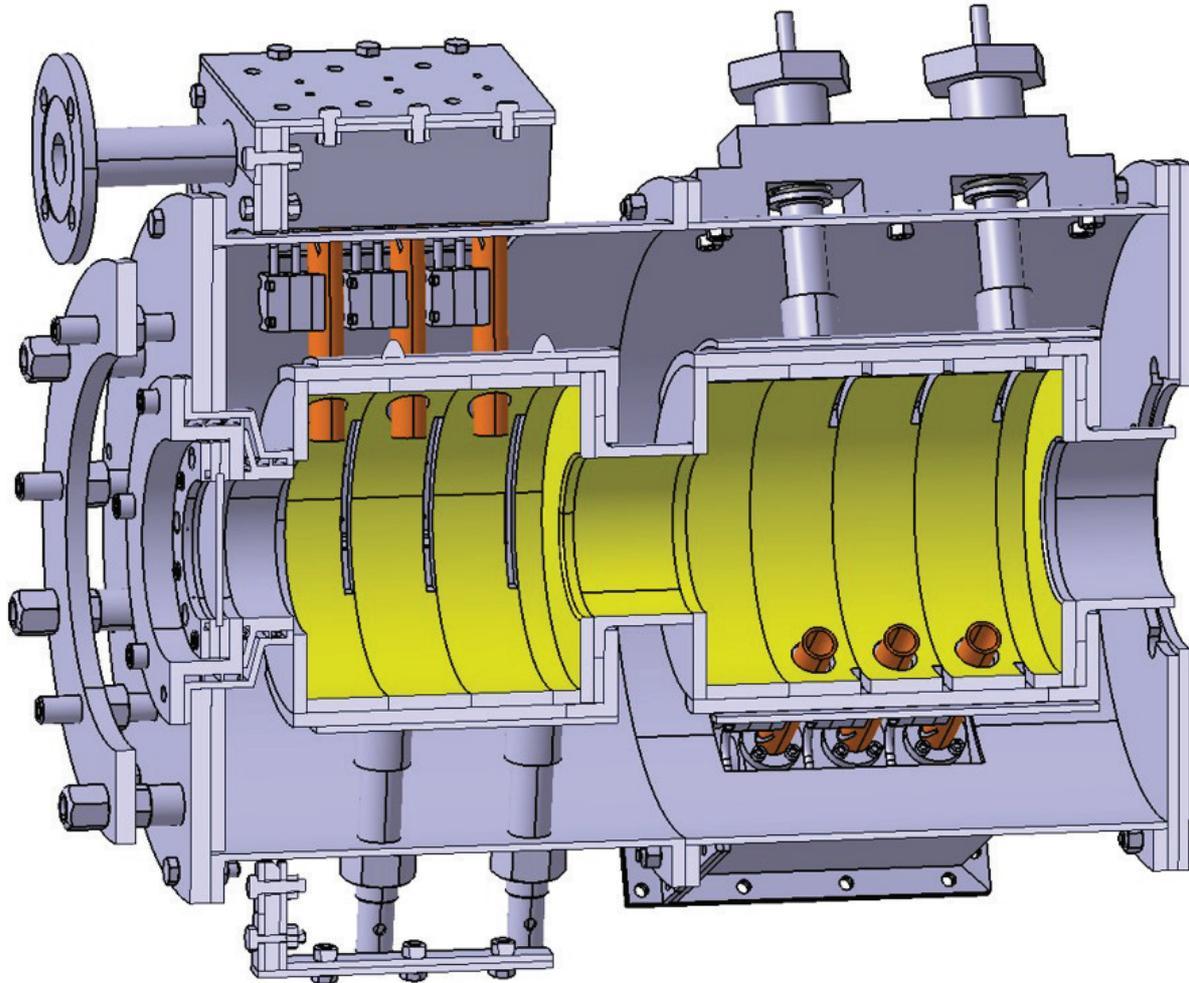


Abb. 3.14: Schnitt der zweistufigen Brennkammer.

Der Brennraum ist besteht aus zwei Stufen in axialer Richtung. Die erste Stufe wird in jedem Betriebsmodus mit Brennstoff-/Luftgemisch versorgt. Die Reaktion der Edukte erfolgt im Brennraum der ersten Stufe. Die Reaktion wird jedoch bei der Verbrennung von CH_4 nicht vollständig in der ersten Stufe abgeschlossen, denn die Aufoxidierung des Kohlenmonoxids zu Kohlendioxid kann innerhalb der ersten Stufe nicht beendet werden. Die Produkte der ersten Stufe werden über eine zentrische Öffnung in die zweite Stufe überführt. Zusätzlich zu den Produkten der ersten Stufe wird in der zweiten Stufe im

Wasserstoffbetrieb ein Wasserstoff-Luftgemisch eingedüst. Im reinen Erdgasbetrieb wird in der zweiten Stufe nur Luft eingedüst. Der Austritt der gesamten Produkte aus dem Brennraum erfolgt über eine zentrische Düse in der zweiten Stufe.

Die beiden Brennkammerstufen sind ähnlich aufgebaut. Der einzige Unterschied zwischen den beiden Stufen besteht darin, dass die zweite Stufe um 6 cm länger ist. Diese Verlängerung soll das Verteilen der Produkte aus der ersten Stufe über den gesamten Brennkammerquerschnitt der zweiten Stufe fördern, bevor es zum Kontakt mit der Strömung aus den Injektoren der 2. Stufe kommt. Gleichzeitig soll die Verlängerung verhindern, dass das Frischgas aus den beiden stromauf gelegenen Injektoren der zweiten Stufe an die Brennkammerwand und in das Rückströmgebiet der vorderen Ecke gedrückt wird, da dies zu einer unzureichenden Einmischung und dadurch zu erhöhten Stickoxidemissionen führen würde. Ebenso ist die zweite Stufe um 60° entgegen dem Uhrzeigersinn um die Längsachse verdreht. Dies ist erforderlich, um die Luftversorgung der Injektoren der zweiten Stufe baugleich mit der Luftversorgung der ersten Stufe zu gestalten. Diese identische Bauweise reduziert einen Druckverlustunterschied zwischen den beiden Stufen im Zulauf der Luftversorgung. Die geometrischen Daten der Brennkammer können der Tabelle 3.3 entnommen werden.

Tab. 3.3: Abmessungen Brennkammer.

Bezeichnung	Maß
Durchmesser Brennraum Stufe 1	220 mm
Länge Brennraum Stufe 1	200 mm
Durchmesser Übergang Stufe 1 auf Stufe 2	115 mm
Länge Übergang Stufe 1 auf Stufe 2	92,5 mm
Durchmesser Brennraum Stufe 2	220 mm
Länge Brennraum Stufe 2	260 mm
Durchmesser Auslass Stufe 2	115 mm
Länge Übergang Stufe 2 in Abgastrakt	82,5 mm
Volumen Brennkammer Stufe 1	8,6 l
Volumen Brennkammer Stufe 2	10,74 l
Volumen Brennkammer Gesamt	19,34 l

Im Betrieb soll die Innenseite der Brennkammerwand Temperaturen von bis zu 1400°C erreichen, um Wärmeverluste gering zu halten. Da eine metalli-

sche Brennkammer diese hohen Temperaturen ohne Kühlung nicht dauerhaft überstehen würde, ist die Brennkammerwand aus einer gesinterten Siliziumkarbidkeramik (SSiC) gefertigt (Keramikdaten siehe Tabelle 3.4). Um die hohen Brennkammerwandtemperaturen zu erreichen, ist eine weitere Isolations-schicht nötig. Daher ist die gesamte innere Brennkammerwand mit einer keramischen Isolierung umgeben, die eine Mindestdicke von 8 cm aufweist. In der ersten Brennkammerstufe ist ein optischer Zugang integriert, dessen Flansch das einzige metallische Bauteil ist, das direkt Kontakt zum Brennraum hat, weshalb er mit einer Wasserkühlung ausgestattet ist. Die Innenseite der Brennkammer ist im ungünstigsten Fall 100 K kälter als die adiabate Flammtemperatur der Frischgasmischung. Die einzelnen Brennkammerstufen sind, um Schäden durch Wärmeausdehnung zu vermeiden, sowohl in axialer als auch in radialer Richtung federgelagert. Die Haltebolzen der radialen Stützung sind luftgekühlt, um ein Überhitzen zu vermeiden.

Tab. 3.4: Keramik Eigenschaften [45].

Eigenschaft	Wert
Wärmeleitfähigkeit	100 [W/mK]
Wärmeausdehnungskoeffizient	$4,5 * 10^{-6}$ [1/K]
Thermoschockkoeffizient R1	180 [K]
maximale Einsatztemperatur	1600 [K]

In der ersten Stufe findet die Verbrennung des gesamten Erdgases statt, jedoch wird maximal die Hälfte des Wasserstoffs umgesetzt. Daher müssen die Injektoren der ersten Stufe kompatibel zu beiden Brennstoffen sein. Ein begünstigender Faktor in dieser Stufe sind die sehr niedrigen Abgastemperaturen im Wasserstoffbetrieb. Aus diesem Grund werden in dieser Stufe, in allen in dieser Arbeit gezeigten Ergebnissen, nur die VGP- Injektoren in ihrer langen Ausführung verwendet. Diese Injektoren erbringen die besten Ergebnisse hinsichtlich niedriger Brennstoffemissionen und Sicherheit in der ersten Stufe [41]. Ein weiterer Grund für die Verwendung der langen VGP- Injektoren ist der hohe technische Aufwand beim Wechsel der Injektoren in der ersten Stufe. In der zweiten Stufe ist die Herausforderung für den Injektor anspruchsvoller, da die Umgebungstemperatur für die Injektoren durch die Verbrennung in der ersten Stufe deutlich höher ist. Die erhöhte Zentrifugalkraft drängt die heißen Abgase an die Brennkammerwand und in den Injektor. Daraus resultiert eine

höhere thermische Belastungen der Injektoren in der 2. Stufe. Dies führt zu einer höheren Gefahr der Selbstzündung in der Mischzone im Injektor. Daher werden in dieser Arbeit nur die Injektoren in der zweiten Stufe gewechselt.

Der Wechsel der Injektoren in einer Stufe bewirkt, dass sich das Druckverlustverhältnis zwischen den beiden Stufen verändert, was dazu führt, dass sich die Hauptluft unterschiedlich auf die Stufen verteilt. So resultiert eine Zunahme des Druckverlustes in der zweiten Stufe in einer Erhöhung der Luftmenge in der ersten Stufe und daraus folgend ein Anstieg der Luftzahl in Stufe 1 und ein Abfall der Luftzahl in Stufe 2. Eine Absenkung des Druckverlustes in der 2. Stufe bewirkt das Gegenteil, weshalb für jeden in der Brennkammer verbauten Injektor der Druckverlust gemessen wird, um die reale Luftzahl in jeder Stufe berechnen zu können. Eine exakte Regelung der Massenströme in den beiden Stufen ist aufgrund der hohen Temperatur der Luft nicht möglich. Die Luftmenge, die durch jede Stufe strömt, korreliert jedoch mit den Druckverlustverhältnissen der jeweiligen Zulaufstrecke und der verwendeten Injektoren. In Abschnitt 3.5 werden die Ergebnisse der Druckverlustbestimmung gezeigt. Mit diesen kann die adiabate Flammtemperatur der jeweiligen Versuche korrigiert werden.

Die Zündung der Verbrennung in der Brennkammer erfolgt durch einen Zündbrenner im ersten Ring der ersten Stufe. Dieser entzündet das Frischgas in der ersten Stufe und sorgt für eine stabile Verbrennung, bis die Brennkammerwand eine Temperatur von 900 °C überschreitet. Anschließend wird der Zündbrenner abgeschaltet, aber weiterhin mit einem kleinen Luftmassenstrom gespült, um sein Abbrennen zu verhindern. Die Luftmenge zum Spülen wird bei der Bestimmung der Luftzahl mitberücksichtigt.

Injektoren: Für die Versuche im Brennkammerversuchsstand wurden die in Tabelle 3.5 genannten Injektoren verwendet. Der lange Injektor konnte nicht mit einem Innenrohr kombiniert werden.

Tab. 3.5: Injektoren im Brennkammerversuchsstand.

Injektor	Länge	Innenrohr	Glasrohr
VGP	kurz/lang	x	
JICO	kurz	x	
JICR	kurz	x	

Peripherie: Die Infrastruktur des Versuchsstandes, welcher inklusive aller benötigten Stoffströme in Abbildung 3.13 dargestellt ist, ist aufgrund der zahlreichen Stoffströme sehr komplex gestaltet.

Der Prüfstand wird mit drei Luft-, zwei Erdgas- und zwei Wasserstoffströmen versorgt. Diese Ströme werden mittels thermischer Massenstromregler von Bronkhorst geregelt. Diese Regler haben eine Genauigkeit von $\pm 0,5\%$ vom Messwert und erreichen innerhalb 1 s den Sollwert. Bei einem konstanten Vordruck wird dieser Sollwert gleichmäßig gehalten. Bei der Hauptluftversorgung kommt es systembedingt zu Vordruckschwankungen von ± 1 bar. Diese Schwankungen kann der Massenstromregler nicht vollständig ausregeln; der Hauptluftmassenstrom schwankt um $\pm 1\%$ über einen Zeitraum von 3 min. Bei der Messung wird diese Schwankung berücksichtigt.

Die Luftmassenströme werden mit Leister-Lufterhitzern auf die benötigte Lufttemperatur erhitzt. Der Hauptluftstrom wird in einem 2-stufigen Lufterhitzer mit jeweils 5 Leister LE10000HT-Heizpatronen auf eine maximale Lufttemperatur von 900°C aufgeheizt. Der Lufterhitzer kann dabei eine maximale Leistung von 150 kW in die Strömung einbringen. Da der Betrieb der Heizpatronen einen minimalen Luftmassendurchsatz erfordert, muss der Prüfstand mit mindestens 100 g/s betrieben werden, um ein Versagen der Lufterhitzer zu vermeiden. Die beiden Sekundärluftmassenströme werden mit je einem Leister LHS 21S-Lufterhitzer auf die geforderte Solltemperatur gebracht.

Zur Überwachung des Versuchsstandes sind ca. 90 Thermoelemente über den gesamten Versuchsstand verbaut, darunter in jeder Stufe je 16 Thermoelemente zur Bestimmung der Brennkammerwandtemperatur. Ebenso wird an jedem Injektoreinlass die Lufttemperatur gemessen.

Der Vordruck der einzelnen Stoffströme wird mittels piezoelektrischer Drucksensoren überwacht. Die optischen Zugänge und das Brennkammeraußengehäuse werden durch eine Prallluftkühlung gekühlt. Zur Bestimmung der lokalen Fluidtemperatur in der Brennkammer kann in jede Stufe ein Thermoelement Typ S eingebaut werden.

Im Abgaskanal wird die Abgastemperatur an verschiedenen Positionen gemessen. Diese Thermoelemente detektieren ein Ausspülen der Verbrennung aus der Brennkammer in den Abgaskanal. Dieses Ausspülen weist auf ein Überschreiten der mageren Verlöschgrenze des Brennkammersystems hin. In

der Folge stabilisiert sich die Flamme am Flächensprung im Abgasschacht und erhöht die Emissionen, insbesondere im Erdgasbetrieb, drastisch. Im Abgaskanal wird durch eine Sonde in der Strömungskanalmitte ein kleiner Teil des Abgases entnommen. Es sind zwei axial versetzte Sonden im Abgaskanal verbaut. Die erste Sonde befindet sich an derselben Position wie im früheren Aufbau von Brückner-Kalbs. Dies ermöglicht einen Vergleich mit den Ergebnissen [17]. Die zweite Sonde ist am Ende des Abgaskanals installiert und soll sicherstellen, dass die Reaktion bei der ersten Messstelle abgeschlossen ist. Die beiden Messstellen können nicht simultan benutzt werden, aber ein Umschalten von einer Messstelle zur anderen kann im Betrieb durch Betätigen eines Ventils erfolgen. Die Emissionsmessungen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, beruhen alle auf Messungen, bei denen die 1. Messstelle angeschlossen war.

3.3 Versuchsdurchführung

Im Folgenden wird die Versuchsdurchführung an den beiden Versuchsständen vorgestellt.

3.3.1 Einzelinjektorversuchsstand

Der Betrieb des Einzelinjektorversuchsstandes ist vergleichsweise einfach. Vor der Durchführung der Experimente wird der Versuchsstand mit der Soll-luftmenge über einen Zeitraum von zwei Stunden aufgeheizt, um eine gleichmäßige Temperaturverteilung im Versuchsstand zu erreichen. Anschließend wird die Messtechnik in Betrieb gesetzt, die in Abschnitt 3.4 vorgestellt wird. Mithilfe der Heizmanschette wird der Injektor zusätzlich 30 min aufgeheizt. Innerhalb dieser Zeit erreicht der Injektor eine konstante Temperatur.

Mit dem folgenden Freisetzen des Brennstoffs beginnt das jeweilige Experiment. Bei den Experimenten zur Mischung wird kurz nach der Brennstofffreigabe die Aufnahme der Mischungsbilder aktiviert, um Verunreinigungen am Glas zu minimieren. Vor den Aufnahmen zur Selbstzündung wird ca. 1 min gewartet, um einen stabilen Zustand zu erreichen.

Im Rahmen der Aufzeichnung der Resultate werden bei jedem Messpunkt die Bilder und alle Messparameter wie Massenstrom, Temperaturen und Drücke

5 s aufgezeichnet. Im Verlauf der Auswertung werden die jeweiligen Mittelwerte aus den Messparametern errechnet und damit die exakten Rahmenbedingungen der Experimente bestimmt.

3.3.2 Brennkammerversuchsstand

Der Betrieb des Brennkammerversuchsstandes ist deutlich aufwendiger. Vor den Experimenten wird der Versuchstand für ca. 30 min elektrisch vorgeheizt, um eine konstante Temperatur der Peripherie zu erreichen. Anschließend wird der Versuchstand in der 1. Stufe mittels Verbrennung von Erdgas für eine Stunde aufgeheizt. Dadurch erreicht der Versuchstand an allen Messpunkten eine konstante Temperatur. Während des Aufheizens wird die Abgasanalyse kalibriert: Im Anschluss daran wird, bei den Versuchen mit Wasserstoff, der Brennstoff auf Wasserstoff umgestellt und gegebenenfalls die 2. Stufe in Betrieb genommen.

Sobald sich die Messwerte wieder stabilisiert haben, werden die Messdaten für 5 min aufgezeichnet. Dadurch werden die Schwankung in des Hauptluftmassenstroms in allen Experimenten in gleicher Weise in der Analyse berücksichtigt. Die einzelnen Betriebsparameter werden bei der Auswertung gemittelt, um die benötigten Informationen zu bestimmen.

Die Verbrennungsparameter werden sowohl aus den einzelnen Massenstromreglerdaten bestimmt, als auch aus der Abgasanalyse ermittelt. Der Vergleich dieser Daten liefert ein Maß für die Qualität der Umsetzung des Brennstoffes und für die Dichtigkeit der Brennkammer.

3.4 Messtechnik

In den Kapiteln 4 und 5 präsentierten Untersuchungen wurden zur Ermittlung sowohl klassische Messtechnik, wie Temperatur- und Massenstrommessungen, als auch optische Messtechnik eingesetzt. Nachfolgend wird die benutzte Messtechnik insoweit erläutert, wie es für das Verständnis der Ergebnisse erforderlich ist. Für vertiefende Informationen wird auf die einschlägige Literatur verwiesen [37].

3.4.1 OH*-Chemilumineszenz

Für die Ermittlung der Selbstzündungseigenschaften am Injektorauslass und im Injektor wird die OH*-Chemilumineszenz am Einzelinjektorversuchsstand aufgezeichnet. Die Aufzeichnungen werden mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera Photron Fastcam SA-X in Verbindung mit einem Bildverstärker durchgeführt. Für die exakte dreidimensionale Bestimmung des Zündortes werden zwei dieser Hochgeschwindigkeitskameras in einem 90-Grad-Winkel zueinander eingesetzt. Die Kameras nehmen das Flammenleuchten in beiden Fällen mit einer Wiederholfrequenz von 20 000 Hz und einer Auflösung von 800x1024 Pixel auf.

Das Emissionsspektrum der OH*-Chemilumineszenz hat eine ausgeprägte Spitze im Wellenlängenbereich um ca. 309 nm. Da lediglich die OH*-Chemilumineszenz aufgenommen werden soll, wird ein Bandpassfilter mit einem Aufnahmebereich von 309 nm (± 5 nm) vor dem Bildverstärker angebracht. Die Verwendung der OH*-Chemilumineszenz hat gegenüber anderen Chemilumineszenzen - wie z. B. der CH*-Chemilumineszenz - den Vorteil, dass sie bei beiden verwendeten Brennstoffarten auftritt.

Die OH*-Chemilumineszenz wird durch das OH*-Radikal emittiert. Diese Radikale sind kurzlebige Moleküle, die in der Flammenfront einer Flamme entstehen. Die Chemilumineszenz wird freigesetzt, wenn ein angeregtes Elektron auf seinen Grundzustand zurückfällt [72]. Die Intensität der Chemilumineszenz kann als ein Maß für die Wärmefreisetzung betrachtet werden [61] und hängt stark von der lokalen Temperatur und dem Druck ab. Ebenso hat die Luftzahl einen Einfluss auf die Intensität. Es gilt: je magerer eine Flamme desto geringer die Intensität. Die detaillierte Physik zur Entstehung der Chemilumineszenz bei der Verbrennung kann in Vogel [107] und Eckbreth [29] nachgelesen werden.

Für die Untersuchung der Selbstzündung ist der Ort der Zündung interessant [10]. Die Intensität spielt hingegen eine untergeordnete Rolle. Daher werden die Aufnahmen auf das Maximum normiert. Dadurch ergibt sich ein besseres Signal zu Rauschverhältnis.

Bei der Aufnahme der OH* Chemilumineszenz wird das Licht integriert über den Lichtpfad aufgenommen. Infolgedessen kann aus der Helligkeit einer Aufnahme nicht automatisch auf die Form der Flamme zurückgeschlossen wer-

den. Aus diesem Grund wird für die Aufnahmen zum Ausbreitungsverhalten der Selbstzündungskern die Laser induzierte Fluoreszenz als Messtechnik verwendet [79].

3.4.2 OH-Planare laserinduzierte Fluoreszenz (OH-PLIF)

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, ist es anhand der OH*- Chemilumineszenz aufgrund ihrer Tiefenintegration nicht möglich, die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Selbstzündungskerne zu untersuchen. Daher wird für diese Untersuchungen die Messtechnik OH-PLIF verwendet. Bei OH-PLIF wird durch einen Laser das OH*- Radikal in der Flamme angeregt [71]. Beim Zurückfallen des Elektrons in den Grundzustand wird ein Photon freigesetzt [48]. Dieses Photon wird in der gleichen Wellenlänge freigesetzt wie bei der OH* Chemilumineszenz. Daraus resultiert eine Überlagerung der beiden Signale. Um diese auf ein Minimum zu reduzieren, wird die Aufnahme der OH-PLIF-Signale an die Lasersignaldauer gekoppelt. [102] Bei der Auswertung der Signale muss beachtet werden, dass das Fluoreszenzsignal abhängig vom Druck, von der lokalen Temperatur und von der lokalen Luftzahl ist [68] [55] [25] [13].

Das verwendete System von Edgewave sendet einen Laserstrahl mit der Wellenlänge von 283 nm aus. Der Strahl erreicht eine Signalstärke von 120 μ J bei einer Wiederholfrequenz von 20 000 Hz. Indem die Dauer des Laserstrahls auf 8 ns eingestellt wird und die Belichtungsdauer des Bildverstärkers auf 30 ns, wird das Chemilumineszenzsignal in den Aufnahmen minimiert.

Der Laserstrahl wird durch eine Zylinderlinse mit einer folgenden sphärischen Linse zu einem Laserschnitt aufgespannt und in der x,z-Ebene des Einzelinjektorversuchsstandes bei $y = 0$ eingebracht. Der Laserschnitt überspannt die gesamte Brennkammerlänge und hat eine Dicke von ca. 0,3 mm.

Die freigesetzte Fluoreszenz wird von einer Hochgeschwindigkeitskamera (Photron SA-X) aufgezeichnet. Da das Fluoreszenzsignal sehr schwach ist, wird vor die Kamera ein Bildverstärker von Hamamatsu (C-10880-03) geschaltet. Die Aufnahmen werden in der Nachbearbeitung gefiltert und verstärkt. Anschließend werden die Kerne detektiert, die Zündgrenzen festgestellt, die Wachstumsrate ermittelt und die Lebensdauer der Kerne gemessen [12], [60]. Um die y-Position der Kerne bei der Entstehung zu ermitteln,

und damit die Position des Laserschnittes im Zündkern, wird parallel die OH*-Chemilumineszenz der x,y-Ebene aufgezeichnet. Diese Kamera wird mit der Kamera des OH-PLIF Systems synchronisiert. Zum Erreichen eines besseren Signal zu Rauschverhältnisses wird die Belichtungszeit des OH*- Chemilumineszenzsystems auf $5\mu\text{s}$ erhöht [67] [84].

3.4.3 Particle Image Velocimetry (PIV) und Mixture Particle Image Velocimetry (MixPIV)

Zum Ermitteln der Geschwindigkeiten am Injektorauslass sowie der Gemischzustände im Injektor und in der Zündzone der Brennkammer wird die Messtechnik PIV bzw. MixPIV eingesetzt. Für diese Messtechnik werden der Strömung Partikel zugesetzt und diese mit einem Laser bestrahlt. Wenn das Laserlicht mit den Partikeln interagiert, entsteht Mie-Streuung. Dadurch lässt sich die Position der jeweiligen Partikel in der Strömung ermitteln. Werden nun zwei Aufnahmen innerhalb einer kurzen Zeitspanne aufgenommen, können, unter Annahme einer linearen Verschiebung der Partikel, die Geschwindigkeit der Partikel und über längere Zeitdauer auch deren Strömungsrichtung ermittelt werden. Zusätzlich ist die Intensität des gestreuten Lichts proportional zur Partikeldichte in der Strömung [49]. Werden nun zwei Ströme miteinander vermischt, wovon einer mit Partikeln versetzt ist, kann durch die Verringerung der Partikelkonzentration und der damit einhergehenden Lichtintensität auf die Konzentrationen der beiden Gasströmungen in der Mischzone geschlossen werden. Dadurch lässt sich die lokale Mischung zweier Gasströme ermitteln. Details zum physikalischen Hintergrund der PIV-Technik werden in [87] und deren Anwendung in der MixPIV-Technology in [97] und [108] vorgestellt. Für die Anwendungen der MixPIV-Technology wird auf Ahrens [3] und Untersuchung der Universität Lund [11] [59] verwiesen.

Für die Versuche wird ein Hochgeschwindigkeitssystem von Litron (LDY 3000 PIV) mit einer Wiederholfrequenz von 40 000 Hz eingesetzt. Dieses System besteht aus einem Nd:YLF-Laser von New Wave Pegasus mit zwei eingesetzten Lasern. Mithilfe dieser beiden Lasern können die Laserimpulse innerhalb der Wiederholfrequenz zueinander verschoben werden. Dadurch lässt sich der zeitliche Abstand zwischen den beiden Bildern auf $\Delta t = 15\mu\text{s}$ einstellen. Mittels einer Zylinderlinse und einer sphärischen Sammellinse wird ein Laser-

schnitt gebildet. Dieser wird für die Aufnahmen im Injektor in der x,z -Ebene bei $y = 0$ in die Brennkammer eingebracht. Zu diesem Zweck wird der Laserschnitt von stromab durch die Brennkammer in den Injektor gestrahlt. Diese Anordnung minimiert Reflektionen des Lasers im Glasrohr. Für die Aufnahmen am Injektorausgang wird der Laserschnitt in der y,z -Ebene bei $x = 0$ aufgespannt. Für diese zweite Anordnung wird der Laserstrahl von oben in die Brennkammer geführt. Das gestreute Licht wird mit einer Hochgeschwindigkeitskamera SA-X von Photron aufgenommen. Zur Unterdrückung anderer Lichtquellen wird ein Bandpassfilter im Wellenlängenbereich $532 \text{ nm} (\pm 10 \text{ nm})$ eingesetzt. Die Kamera arbeitet mit einer Wiederholfrequenz von $40\,000 \text{ Hz}$. Eine Kamera nimmt die Bilderreihen beider Laser auf [106]. Die Triggerung der Laser mit der Kamera wird in Abbildung 3.15 dargestellt. Die Belichtungszeit der Kamera wird an die Laserpulsdauer gekoppelt, eingestellt auf ca. $5 \mu\text{s}$. Bauartbedingt ist die Laserleistung der beiden Laser nicht identisch, wodurch die Aufnahmen unterschiedliche Helligkeiten aufweisen [104]. Während die Helligkeitsschwankung die Auswertung der Geschwindigkeit der Strömung nicht beeinflusst, verändert sie hingegen die Messergebnisse der Konzentrationsuntersuchungen [46]. Daher wird für diese Untersuchung nur die Bilderreihe des helleren Laserstrahls verwendet. Die Auswertung und die Bestimmung der Messergebnisse werden mittels PIVlab [103] in Matlab durchgeführt [113]. Details zur Auswertung sind bei Bäßler [6] nachzulesen.

Die Verwendung des PIV-Systems setzt voraus, dass die Partikel der Strömung folgen können. Dieses Folgeverhalten wurde für diese Anwendung in [8] untersucht und es wurde nachgewiesen, dass die Partikel diese Bedingung bis zu einer turbulenten Frequenz von 7000 Hz erfüllen. Laut Melling [78] treten in den verwendeten Anordnungen turbulente Frequenzen von maximal 10 kHz auf. Daher können die aller kleinsten Wirbel in der Strömung nicht vom Messsystem erfasst werden. Dies hat zur Folge, dass die gemessene Strömung nicht exakt die Einmischung wiedergibt, aber die Differenz sehr klein ist. Hinzu kommt, dass die Partikel nicht direkt die Stoffdiffusion abbilden. Das Diffusionsverhalten der Partikel ist geringer als des Wasserstoffs. Deshalb breitet sich der Wasserstoff im Injektor weiter aus, als die Strömungsbilder dies zeigen. Wie bereits in Kapitel 2.3 dargelegt, diffundiert der Wasserstoff in 1 ms um ca. 1 mm . Unter Einbeziehung aller Messabweichungen kann ein Fehler

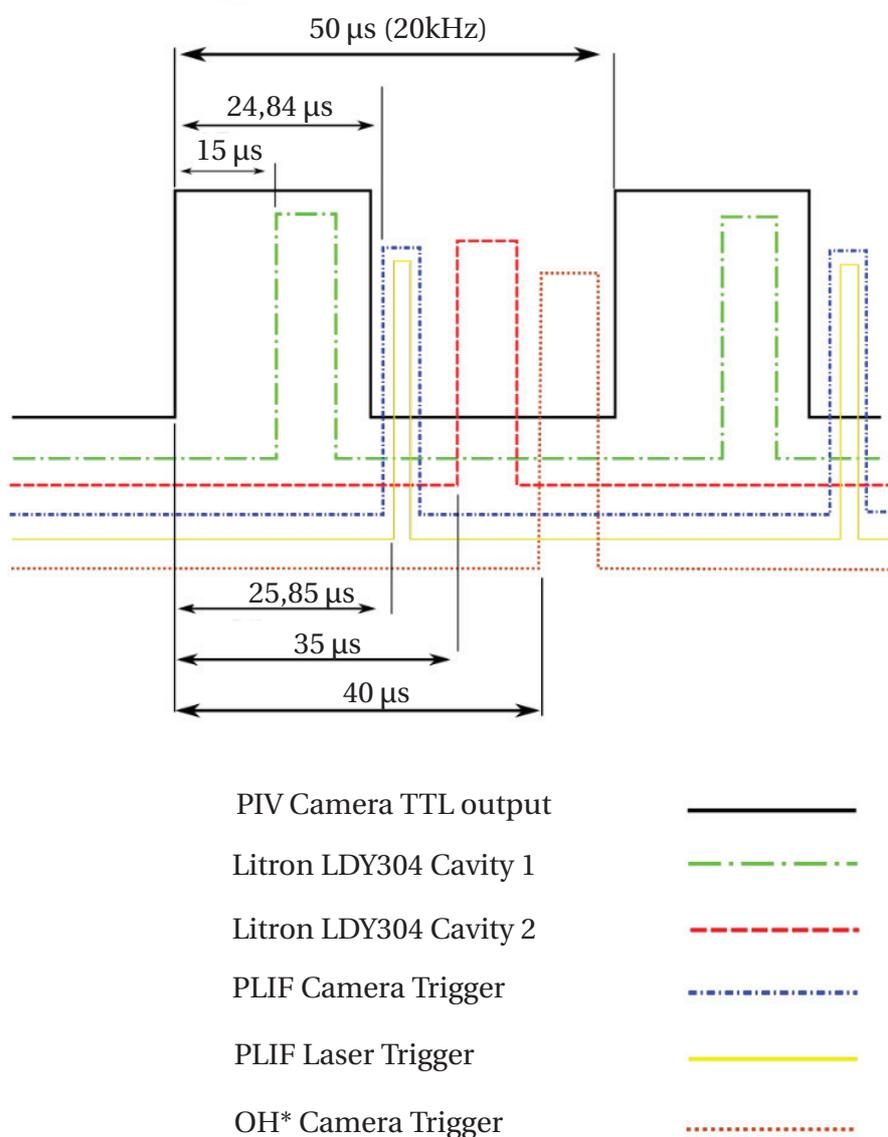


Abb. 3.15: Timing der verschiedenen Messtechniken.

von ca. 1,5 mm in der Ausdehnung des Wasserstoffs angenommen werden.

3.4.4 Emissionsmesstechnik

Die Beurteilung der Injektionskonzepte in der Brennkammer ist aufgrund der schlechten optischen Zugänglichkeit nur über die Abgaszusammensetzung möglich. Demzufolge ist es erforderlich, den Sauerstoff-, Stickoxid-, Kohlenmonoxid- und Kohlendioxidgehalt in den Abgasen zu ermitteln. In den

folgenden Abschnitten wird die Messtechnik erläutert und auf die Genauigkeit der Messung eingegangen.

In Tabelle 3.6 und Tabelle 3.7 ist Zusammensetzung des verwendeten Erdgases bzw. Wasserstoffs gezeigt. Diese Daten werden zur Bestimmung der Luftzahl benötigt.

Tab. 3.6: Zusammensetzung des verwendeten Erdgases [100].

Stoff	Vol.-Ant [%]	Masse-Ant. [%]
Methan (CH_4)	80 – 90	70 – 98
Ethan (C_2H_6)	< 12	< 18
Propan (C_3H_8)	< 4	< 8
Butan (C_4H_{10})	< 1	< 3
Pentan (C_5H_{12})	< 0,5	< 2
Stickstoff (N_2)	< 15	< 25
Kohlenstoffdioxid (CO_2)	< 6	< 18

Tab. 3.7: Zusammensetzung des verwendeten Wasserstoffs [89].

Stoff	Vol.-Ant [%]
Wasserstoff (H_2)	99,9
Sauerstoff (O_2)	< 0,03
Stickstoff (N_2)	< 0,1
Feuchtigkeit (H_2O)	< 0,02

Die Ergebnisse der Stickoxidmessungen werden zur besseren Vergleichbarkeit in eine trockene Abgaszusammensetzung umgerechnet. Anschließend wird diese trockene Konzentration auf einen Sauerstoffanteil von 15% im Abgas normiert, wodurch der Einfluss der Verdünnung auf die Emissionen herausgerechnet wird. Die Normierung ist in der folgenden Formel beispielhaft für die NO Emissionen gezeigt:

$$\gamma_{NO_{15}} = \gamma_{NO_{tr}} \left(\frac{\gamma_{O_2,\infty} - \gamma_{O_2,15\%}}{\gamma_{O_2,\infty} - \gamma_{O_2,Exp}} \right) \quad (3.11)$$

Durch die Normierung werden die Werte der Emissionen vergrößert, da in allen Experimenten der Sauerstoffanteil oberhalb von 15% liegt. Dasselbe gilt für die Fehlergrenzen der Messung. Für die Bestimmung des trockenen Anteils der Stickoxide wird nach Turns [105] die folgende Formel verwendet:

$$\gamma_{NO_{tr}} = \frac{\gamma_{NO_{feucht}}}{1 + \frac{y}{2(4,76a - \frac{y}{4})}} \quad (3.12)$$

Der Sauerstoffkoeffizient a bestimmt sich nach:

$$a = \frac{x + (1 - \gamma_{O_2,AG,tr}) \frac{y}{4}}{1 - 4,76\gamma_{O_2,AG,tr}} \quad (3.13)$$

Dabei ist y der Molanteil des Wassers und x der Molanteil Kohlenstoffs laut der Summenformel der Verbrennungsgleichung.

Aus der Zusammensetzung der Abgase lässt sich die Luftzahl der Verbrennung bestimmen. Dafür gibt es bei der Verbrennung zwei mögliche Berechnungswege. Zum einen kann die Luftzahl mit Hilfe der Sauerstoffkonzentration berechnet werden:

$$\lambda = 1 + \frac{\gamma_{O_2,AG}}{\gamma_{O_2,L} - \gamma_{O_2,AG}} \frac{v_{min,tr}}{l_{min,tr}} \quad (3.14)$$

Dieser Berechnungsansatz kann sowohl für die Wasserstoffverbrennung als auch für eine Erdgasverbrennung verwendet werden. Der zweite mögliche Berechnungsweg erfolgt über eine Messung der CO_2 -Konzentration. Dieser funktioniert allerdings nur bei der Verbrennung von Erdgas, da bei der Wasserstoffverbrennung kein CO_2 gebildet wird:

$$\lambda = 1 + \left(\frac{\gamma_{CO_2,max}}{\gamma_{CO_2,AG}} - 1 \right) \frac{v_{min,tr}}{l_{min,tr}} \quad (3.15)$$

Dazu wird die maximal mögliche CO_2 -Konzentration bei der stöchiometrischen Erdgasverbrennung benötigt. Diese berechnet sich wie folgt:

$$\gamma_{CO_2,max} = \frac{x\gamma_{C_xH_y}}{v_{min,tr}} \left[\frac{kmol CO_2}{kmol AG} \right] \quad (3.16)$$

Der Vergleich der beiden Wege mit der Bestimmung der Luftzahl durch die eingestellten Massenströme liefert eine Abweichung kleiner 1%.

3.4.4.1 Emissionsmessanlage

Die Abgasanalyse erfolgt mittels der Gasanalyseanlage AO2000 von ABB [1]. Die Anlage ist über einen beheizbaren Schlauch mit der Messsonde verbunden. Dieser Schlauch wird auf eine Temperatur von 120°C geheizt. Diese Temperatur ist auf der einen Seite ausreichend hoch, um ein Auskondensieren der Feuchtigkeit in der Luft zu verhindern, auf der anderen Seite aber auch niedrig genug, um ein Einfrieren der Reaktionen im Abgas zu erreichen. Abgas wird kontinuierliche mittels einer Kolbenpumpe abgesaugt. Die mittlere Probenmenge beträgt 60L/h [14]. Dieser Volumenstrom wird auf zwei gleich große Teilströme aufgeteilt. Der eine Teilstrom wird zur Stickoxidmessung verwendet, während der andere Teilstrom abgekühlt und entfeuchtet wird. Dieser Teilstrom wird zur Messung der Kohlenmonoxid-, Kohlendioxid- und Sauerstoffmengen verwendet. Die Ströme werden in "Parts per Million pro Volumen" bzw. in Prozent bezogen auf den volumetrischen Anteil im Abgas ausgegeben.

3.4.4.2 Stickstoffmonoxidanalysator

NO wird mit einem UV-Photometer (LIMAS 11HW) gemessen. Dabei wird das Messprinzip der differentiellen Ultraviolett-Resonanz-Absorptions-Spektroskopie (DUVRAS) angewandt. Das *NO* Molekül wird durch die UV-Strahlung angeregt. Dabei wird beim Rückfall in den Grundzustand Strahlung im Wellenlängenbereich um die 226 nm emittiert. Aus der Intensität der Strahlung kann die Konzentration von *NO* im Abgas berechnet werden [34].

Das Messgerät hat einen Messbereich von 0 - 50 ppm. Die Messgenauigkeit des Systems beträgt $\pm 0,2$ ppm. Für ein optimales Messergebnis ist eine tägliche Kalibrierung des Messgerätes erforderlich, die mittels einer ins System verbauten Kalibrierküvette durchgeführt wird.

3.4.4.3 Kohlendioxid- und Kohlenmonoxidanalysator

CO und *CO*₂ werden mit einem IR-Photometer (URAS 26) gemessen. Dieser ermittelt mit Hilfe der nicht-dispersiven Infrarotabsorption (NDIR) sowohl den Anteil des *CO* als auch den des *CO*₂ im Abgas. Dabei wird nach dem Abkühlen des Abgases das flüssige Wasser abgeschieden und anschließend das

Gas von einer Infrarotquelle bestrahlt. Dadurch kommt es im CO und CO_2 zur Anregung mechanischer Schwingungen in den Molekülen. Über die absorbierte elektromagnetische Strahlung kann auf die Konzentration der beiden Emissionsanteile geschlossen werden [1].

Das verwendete Messgerät hat einen Messbereich von 0 - 100 ppm für CO und 0 - 10 % für CO_2 . Die Messgenauigkeit liegt beim CO -Sensor bei $\pm 0,5$ ppm und beim CO_2 -Sensor bei $\pm 0,1$ %. Der Drift der Sensoren von ca. 1 % pro Tag führt dazu, dass die Sensoren eine tägliche Kalibration benötigen, dazu werden wieder Kalibrierküvetten verwendet.

3.4.4.4 Sauerstoffanalysator

Der Sauerstoffgehalt im Abgas wird mit Hilfe der paramagnetischen Eigenschaften des Sauerstoffs im Analysator (MAGNOS 206) gemessen. Im Analysator wird das Abgas durch ein magnetisches Feld geleitet. Je nach Sauerstoffgehalt verändert sich, durch die Auslenkung des Sauerstoffs, der Druck an einer Analysatorwand. Diese Veränderung wird gemessen und dadurch die Sauerstoffkonzentration bestimmt [53].

Das verwendete Messgerät hat einen Messbereich von 0 – 25%. Die Messgenauigkeit liegt bei $\pm 0,1$ %. Der Drift des Sensors beträgt 0,05 % pro Tag, dementsprechend muss der Sensor ebenfalls täglich kalibriert werden. Dafür wird ein Prüfgas mit einer exakten, bekannten Sauerstoffkonzentration verwendet.

3.5 Druckverlust in den Injektoren

Da in der Brennkammer die Injektoren nur in der zweiten Stufe getauscht werden, verschiebt sich die Luftmengenverteilung entsprechend des Druckverlustverhältnisses zwischen den beiden Stufen. Das Luftmengenverhältnis wird zur Bestimmung der Luftzahl in den jeweiligen Stufen für die Auswertung der Emissionsergebnisse benötigt. Aus diesem Grund wird der Druckverlust für jeden der vier Luftpfade separat bestimmt. Die Messung wird für drei verschiedene Luftmengen durchgeführt. Dadurch können der Druckverlust der jeweiligen Zuführungsäste festgestellt und der Druckverlustbeiwert der verwendeten Injektoren ermittelt werden. Diese Druckverlustbeiwerte und die

3.5 Druckverlust in den Injektoren

Tab. 3.8: Druckverlust Injektoren und Luftverteilung.

Injektortyp	ζ_{Inj}	Luftanteil ST2
Deltaflügel lange Ausführung	0,426	0,492
Deltaflügel mit Innenrohr	0,7939	0,458
CoFlow mit Innenrohr	0,577	0,477
CrossFlow mit Innenrohr	0,535	0,481

daraus resultierende Luftverteilung auf die beiden Stufen sind Tabelle 3.8 zu entnehmen.

Die Luftverteilung ändert sich beim Umbau der Injektoren um maximal 3,5%. Dies verschiebt die adiabate Flammtemperatur um etwa 35 K im untersuchten Luftzahlbereich. Die exakte Flammtemperatur wird für jeden Versuch separat aus den Messergebnissen berechnet und ist den Ergebnissen in Kapitel 5 bereits berücksichtigt.

4 Mischung und Selbstzündung

Für den Betrieb der Brennstoffinjektoren unter den gegebenen Bedingungen ist es notwendig, die Mischungsvorgänge im Injektor und das Selbstzünd- und Rückschlagsverhalten zu untersuchen. Im folgenden Kapitel werden daher diese Zusammenhänge detailliert untersucht und Designempfehlungen für den passenden Injektor für das Verbrennungssystem entwickelt.

4.1 Mischung

Die Homogenität der Frischgasmischung, die in einem Injektor erreicht wird, hat einen großen Einfluss auf die Sicherheit und die Schadstoffbildung. Dabei spielen sowohl der mittlere Mischungsbruch als auch die lokale, temporäre Einmischung eine große Rolle. In den folgenden Abschnitten werden die gemessenen Mischungsqualitäten der jeweiligen Injektortypen vorgestellt und es wird gezeigt, wie diese auf Veränderungen in den Betriebsparametern und der Geometrie reagieren.

4.1.1 Co-Flow Injektor (JICO)

Die Mischung im JICO-Injektor wird stark durch das Impulsstromdichteverhältnis beeinflusst. Dabei führt, wie bereits in Abschnitt 3.1 gezeigt, ein höheres Impulsstromdichteverhältnis J zu einer besseren Einmischung, wobei sich das J für alle Untersuchungen zwischen 0,2 und 4,7 befindet. Da dieser Unterschied vergleichsweise gering ist, zeigt sich nahezu keine Änderung in der Mischungsqualität. Abbildung 4.1 zeigt den mittleren Mischungsbruch über dem Auslassquerschnitt des Injektors. Je höher der Wert, desto höher ist der Wasserstoffanteil an der Stelle. Dies bedeutet, je gleichmäßiger die Einfärbung des Auslassquerschnitts, desto besser ist die Mischung. Der rote Kreis im Querschnitt zeigt die Stelle, an der es nach der Literatur [63] zu einer 50% Einmischung kommt. Wenn der leichte horizontale Versatz, der auf eine leichte

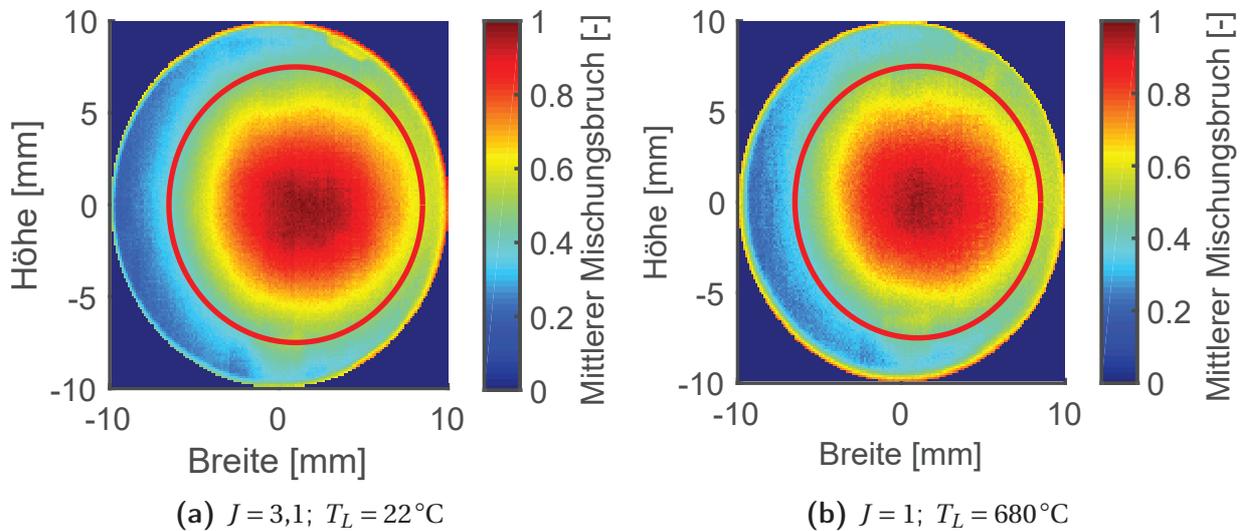
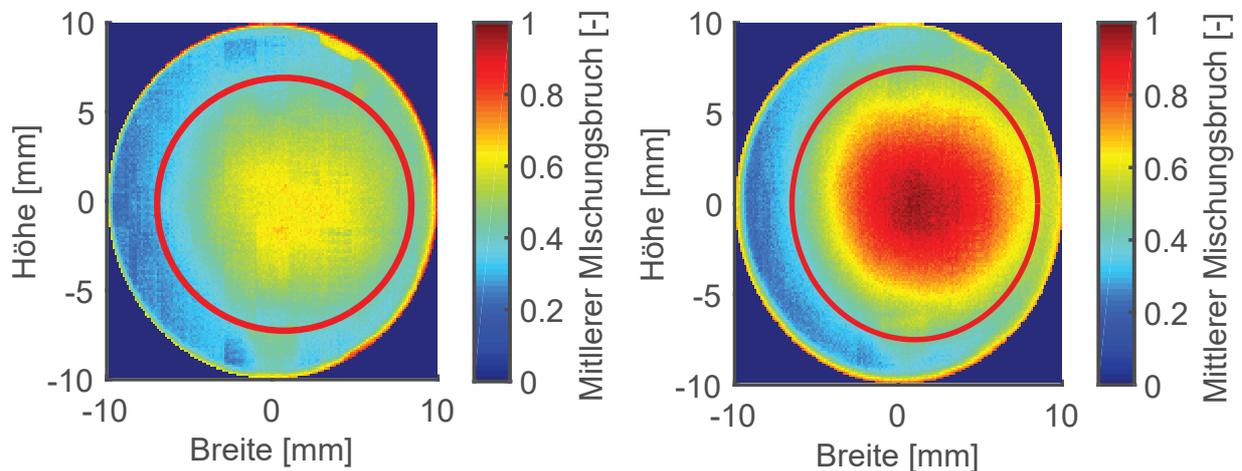


Abb. 4.1: Einfluss von J auf das mittlere Mischungsfeld des Co-Flow Injektors - $\lambda = 4; \dot{m}_L = 12\text{ g/s}$.

Ungenauigkeit in der Ausrichtung der Düse zurückzuführen ist, bei der Auswertung berücksichtigt wird, passen die Messergebnisse und die nach der Literatur bestimmten Verteilungen in allen Fällen sehr gut zusammen. Zum Zeigen des Einflusses von J auf die Mischungsqualität, sind zwei Versuchsergebnisse gezeigt, bei denen die Änderung von J über die Veränderung der Lufttemperatur T_L von 22°C auf 680°C erreicht wird. Dies hat zur Folge, dass die Massenstromverhältnisse im Injektor sich nicht verändern und daher die Ergebnisse besser vergleichbar sind. Der Wasserstoff bildet in der Mitte des Injektors ein Maximum, wobei es zu einer kleinen Zone kommt, in der im Mittel nahezu keine Luft eingemischt wird. Je weiter man sich von diesem Punkt entfernt, desto mehr Luft wird eingemischt, bzw. desto weniger Wasserstoff ist in der Mischung vorhanden. Am Rand des Injektors ist fast kein Wasserstoff vorzufinden. Die Verteilung des Wasserstoffs über den Querschnitt ändert sich mit der Änderung von J kaum. Dieser Effekt zeigt sich bei allen Versuchen. In Abbildung 4.2 sind zwei verschiedene Mischungshomogenitäten bei nahezu identischen Impulsstromdichten gezeigt. Es zeigt sich, dass die Mischungshomogenität nicht allein durch die Impulsstromdichte definiert ist. Durch den Temperaturanstieg in der Luft verändert sich die Strömung im Injektor, die Luft wird beschleunigt und dadurch verändert sich die Einmischung des Wasserstoffs in die Luft. Die roten Kreise zeigen die gemessene 50% Einmi-

schungsgrenze. Der Durchmesser dieses Kreises ist im Fall der kalten Luftströmung um etwa 4 mm größer.



(a) $\lambda = 7$; $J = 0,6$; $T_L = 22^\circ\text{C}$; $u_G = 20,42\text{ m/s}$ (b) $\lambda = 4$; $J = 0,58$; $T_L = 680^\circ\text{C}$; $u_G = 93,65\text{ m/s}$

Abb. 4.2: Einfluss von u_G auf das mittlere Mischungsfeld des Co-Flow Injektors.

In Abbildung 4.3 werden zwei Effekte gezeigt: Zum einen wird auf den Einfluss der Änderung des Hauptluftmassenstroms \dot{m}_L auf die Mischungshomogenität eingegangen und zum anderen auf die Veränderung der Reynoldszahl in der Strömung und dadurch auf die Veränderung der Turbulenz in der Strömung. Dafür wird über die weißen Isolinien die Standardabweichung des lokalen Mischungsbruchs dargestellt. Der mittlere Mischungsbruch wird vom Luftmassenstrom \dot{m}_L insofern beeinflusst, als dass sich die Aufenthaltszeit im Injektor mit steigender Strömungsgeschwindigkeit reduziert und dadurch auch die Zeit, die für die Einmischung zur Verfügung steht. In Abbildung 4.3a hat sich die maximale Wasserstoffkonzentration in der Mitte auf einen maximalen mittleren Mischungsbruch von ca. 0,7 vermindert, gleichzeitig ist die absolute eingedüστε Wasserstoffmenge mit $\dot{m}_{H_2} = 0,033\text{ mg/s}$ sehr gering. Die umgebende Mischzone geht von $-r/2$ bis $r/2$ und deckt dadurch ca. ein Viertel der Fläche des gesamten Austrittsquerschnitts ab. Außerhalb dieser Zone ist der mittlere Mischungsbruch so gering, dass die Standardabweichung zeigt, dass Wasserstoff nur sporadisch eingemischt wird.

Die Erhöhung des Luftmassenstroms auf 12 g/s (Abbildung 4.3b) führt zu einer Kernbildung in der Mitte des Injektors. Dieser Kern hat einen Durchmes-

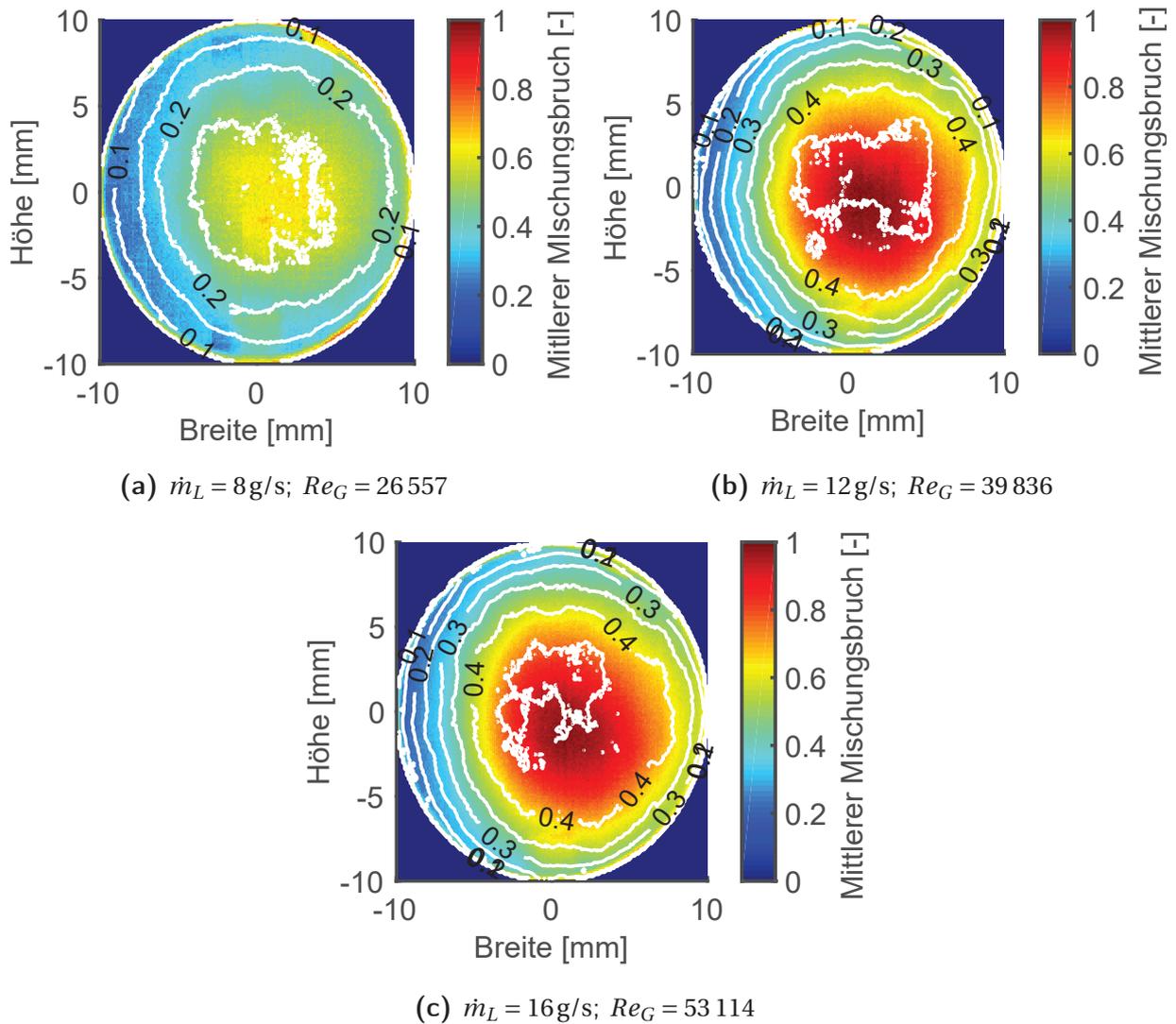


Abb. 4.3: Einfluss von \dot{m}_L auf das mittlere Mischungsfeld des Co-Flow Injektors
 - $\lambda = 7$; $J = 0,60$; $T_L = 22^\circ\text{C}$.

ser von ca. 4 mm und ist damit im Bereich des Durchmessers der Eindüsung. Die Mischzone außerhalb des Kerns erstreckt sich annähernd über den kompletten Querschnitt. Im Randbereich des Injektors fällt der Mischungsbruch auf einen Wert von unter 0,2. Aufgrund der stark gestiegenen Standardabweichung kann davon ausgegangen werden, dass der Wasserstoff nur sporadisch die Injektorwand berührt.

Eine weitere Erhöhung des Massenstroms ändert das Mischungsbild nur geringfügig (Abbildung 4.3c), der zentrale Kern wird etwas größer, die Mischzone erweitert sich minimal und die Wand des Injektors kommt nur sporadisch mit Wasserstoff in Kontakt.

Mit der Erhöhung des Luftmassenstroms steigt die Reynoldszahl im Injektor an, dadurch erhöht sich die Turbulenz im Injektor. Diese Erhöhung ist in der Standardabweichung der Mischung erkennbar. Je höher die Standardabweichung, desto ungleichmäßiger ist die temporärere Wasserstoffverteilung im Frischgas. Die Standardabweichung verhält sich ähnlich wie der mittlere Mischungsbruch. Im 8 g/s Fall (Abbildung 4.3a) ist die Standardabweichung gering, dies zeugt von einer etablierten Mischung am Auslass. In den Fällen der 12 g/s und 16 g/s ist die Standardabweichung in der Kernströmung stark angestiegen, die starken Schwankungen in der Wasserstoffverteilung werden durch die Wirbel in der Hauptströmung verursacht, diese sind in Abbildung 4.4 gezeigt. Dort ist auch die instationäre Wasserstoffverteilung im JICO-Injektor gezeigt. Die Bilder zeigen den geseedeten Wasserstoff in der Seitenansicht im Injektor, die vordere Spitze der Eindüsung ist 2 mm von der linken Bildkante entfernt. Die Bilder wurden mit einer Aufnahmedauer von 0,0015 ms und einer Bildwiederholfrequenz von 20 000 Hz aufgenommen, dargestellt ist jedes 10. Bild aus der Reihe.

Der Wasserstoff strömt an der linken Bildseite mit einer geringen Turbulenz in das Mischungsgebiet ein, bereits nach kurzer Zeit wird der Strahl durch Wirbel in der Scherströmung ausgelenkt. Es kommt zu einer Aufweitung des Strahls und am Rand des Strahls bilden sich Ausbrüche in Form von Wirbeln mit einem Durchmesser von bis zu 4 mm. Anhand der Wirbelstrukturen kann die Aufenthaltszeit im Injektor bestimmt werden, diese liegt im Bereich von 1,5 ms und ist damit zwischen dem berechneten Wert für die reine Wasserstoffeindüsung von 0,5 ms und 2,3 ms für eine sofortige vollständige Mischung. In

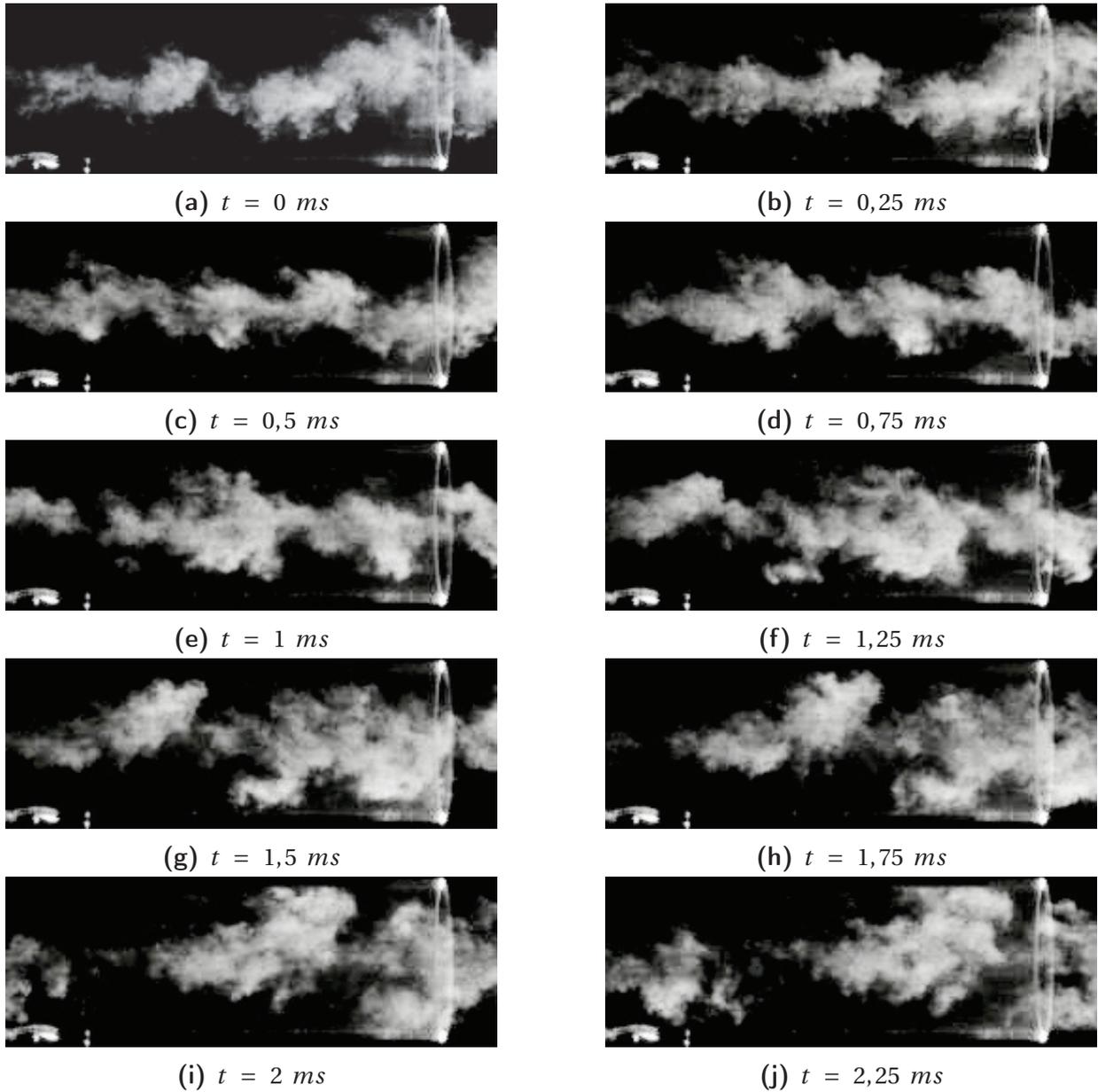


Abb. 4.4: Gemischbildung im Co-Flow Injektor - $T_L = 20^\circ\text{C}$; $\lambda = 4$; $J = 1,81$.

Abbildung 4.4h hat der Wasserstoff Wandkontakt in der oberen Hälfte des Injektors. In den folgenden Bildern wird ersichtlich, dass der Wasserstoff, wenn er einmal an die Wand gelangt ist, sich von dieser nicht mehr löst, sondern bis zum Ausspülen aus dem Injektor an dieser haftet. Dabei kommt es zu keiner merklichen Verlangsamung der Strömung am Rand des Injektors. Da die Aufnahmen mit einem Glasinjektor gemacht wurden, in dem die Wandrauheit ca. 100-fach kleiner ist, wird sich bei der Verwendung des Metallinjektors die Strömung an der Wand möglicherweise etwas stärker verzögern und es wird zu etwas längeren Aufenthaltszeiten kommen.

In Abbildung 4.5 ist der mittlere, normierte Wasserstoffverteilung im Injektor für zwei verschiedene Impulsstromdichten gezeigt. Der Laserstrahl wurde für diese Aufnahmen von der stromab gelegenen Seite in den Injektor eingekoppelt um Reflektionen im Glas zu minimieren, dabei muss der Laser durch das Seeding geführt werden, dies reduziert das reflektierte Licht gerade im Injektor, da dort die Partikeldichte am höchsten ist. Deshalb ist die maximale Intensität im Strahl am Einlass niedriger als am Auslass des Injektors, dies führt dazu, dass eine exakte Bestimmung des mittleren Mischungsbruchs in diesem Fall nicht möglich ist, aber das Ausbreitungsverhalten des Wasserstoffs im Injektor kann qualitativ gezeigt werden.

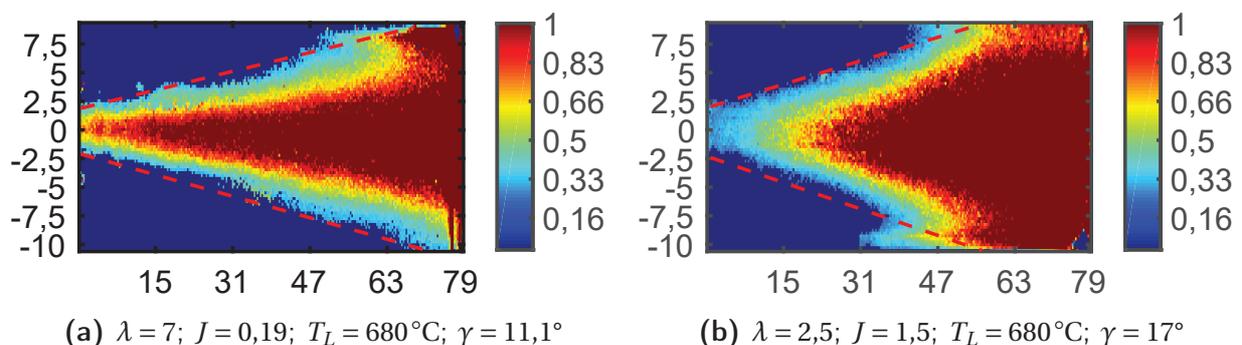


Abb. 4.5: Einfluss der Impulsstromdichte auf die mittlere Wasserstoffverteilung im Co-Flow Injektor - $\dot{m}_L = 12\text{ g/s}$.

In Abschnitt 3.1.1 wurde dargestellt, dass ein Freistrahler einen konstanten Strahlöffnungswinkel aufweist; jegliche Abweichung davon zeigt, dass kein selbstähnliches Verhalten vorliegt. Für hohe Luftzahlen trifft der Strahlöffnungswinkel genau den berechneten, konstanten Winkel von $11,2^\circ$. Für Luftzahlen kleiner 3,5 trifft dies nicht mehr zu, der Winkel wird größer. Im ge-

zeigten $\lambda = 2,5$ Fall hat der Strahl bereits einen Winkel von 17° erreicht was dazu führt, dass der Wasserstoffstrahl bereits nach 50 mm die Injektorwand berührt. Das Signal in Abbildung 4.5b im Bereich zwischen $x = 31$ mm und 50 mm und zwischen $y = -7,5$ mm und -10 mm ist auf Seedingpartikelablagerungen am Injektorrohr zurückzuführen.

4.1.2 Cross-Flow Injektor (JICR)

Die Mischung im Cross-Flow Injektor wird ebenfalls maßgeblich vom Impulsstromdichteverhältnis bestimmt. Dabei reagiert die Mischung und Wasserstoffverteilung, im Vergleich zum Co-Flow Injektor, deutlich sensibler auf Veränderungen im Impulsstromdichteverhältnis.

In Abbildung 4.6 ist der mittlere Mischungsbruch für 3 verschiedene Impulsstromdichteverhältnisse dargestellt. Bei einer hohen Luftzahl ist der Impuls des eingedüsten Brennstoffs zu schwach, um weit in den Luftstrom einzudringen, der Wasserstoff sammelt sich an der unteren Seite des Injektors (Abbildung 4.6a). Bei einer Erhöhung des Impulsstromdichteverhältnisses dringt der Wasserstoff tiefer in den Hauptluftstrom ein. Der Wasserstoff kann sich im Mittel über den gesamten Querschnitt verteilen, wobei der Wasserstoffgehalt an der Injektorwand etwas geringer ist als im Zentrum (Abbildung 4.6b). Der Bereich, in dem der Wasserstoff über den Injektorquerschnitt verteilt ist, reicht von $J = 2,5$ bis $J = 4$. Bei einer weiteren Erhöhung des Impulsstromdichteverhältnisses weist der eindringende Wasserstoffstrahl einen so starken Impuls auf, dass er die Hauptströmung durchdringt und an die gegenüberliegende Wand stößt. Der Wasserstoff sammelt sich an dieser Stelle und es kommt zu starken Schichtbildung im Injektor (Abbildung 4.6c).

Die eingezeichneten Kreuze kennzeichnen die Trajektorie des maximalen Mischungsbruches nach Kolb [57]. In dem gezeigten Bereich trifft das Modell nach Kolb die Bereiche der maximalen Ungemischtheit sehr genau. Für $J > 10$ und $J < 0,5$ kann das Modell die Mischung nicht mehr abbilden. In diesen Bereichen beeinflusst die Injektorwand die Strömungsführung im Injektor signifikant und dadurch die Gemischbildung.

In Abbildung 4.7 wird dargestellt, wie das Impulsstromdichteverhältnis durch eine Erhöhung der Vorwärmtemperatur der Luft verändert wird. Der bei Umgebungstemperatur gut verteilte Wasserstoff kann sich bei einer Tempera-

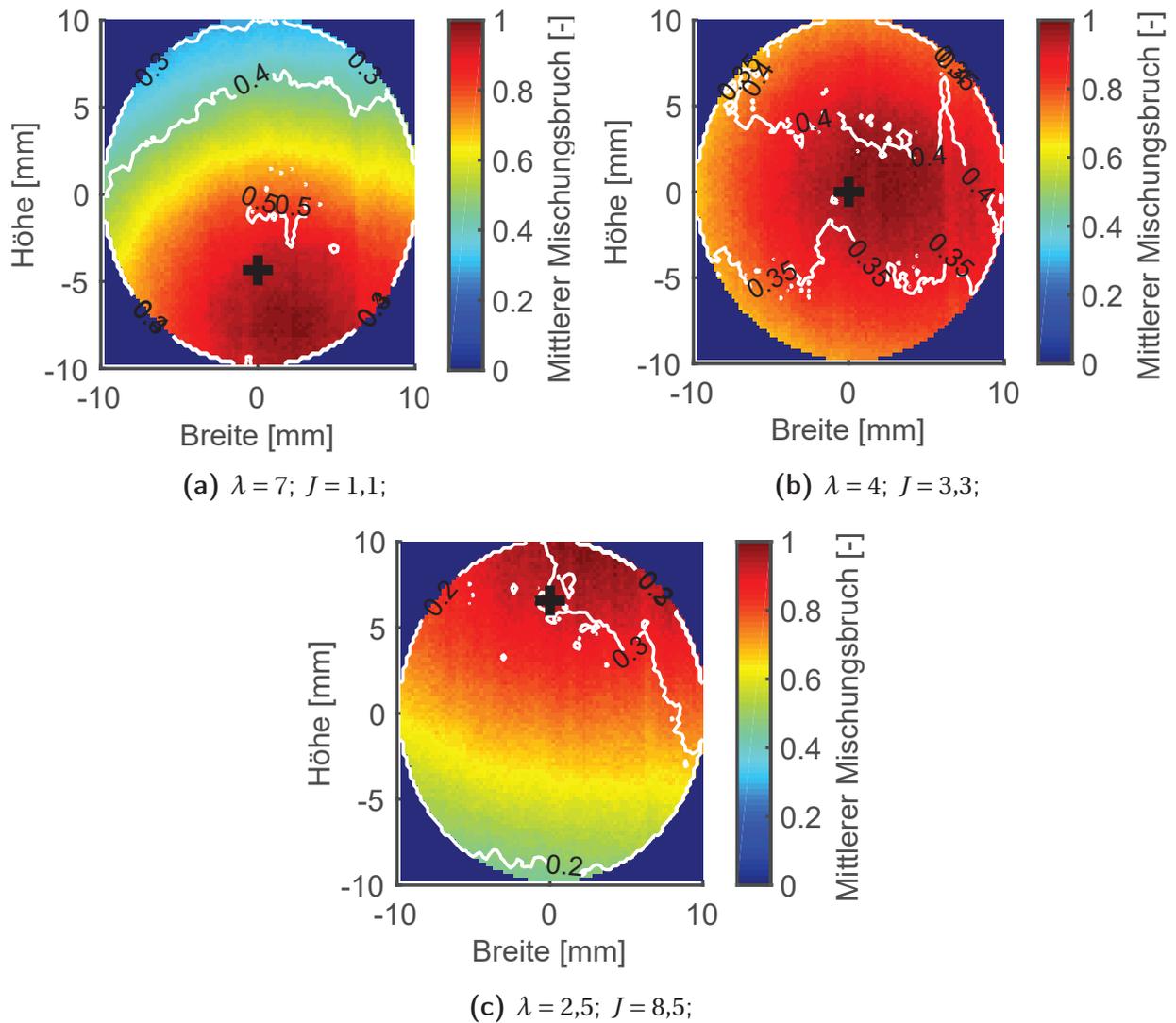


Abb. 4.6: Einfluss von J auf das mittlere Mischungsfeld des Cross-Flow Injektors
 - $T_L = 22^\circ\text{C}; \dot{m}_L = 8\text{g/s}.$

turerhöhung nicht mehr von der Injektorwand lösen und es kommt zur Ansammlung an der unteren Injektorwand. Dies Verhalten wird durch die maximale Wasserstoffkonzentrationsstrajektorie nach Kolb bestätigt. Das eingezeichnete Kreuz für den Austrittspunkt der Trajektorie verlagert sich in Richtung der unteren Injektorwand.

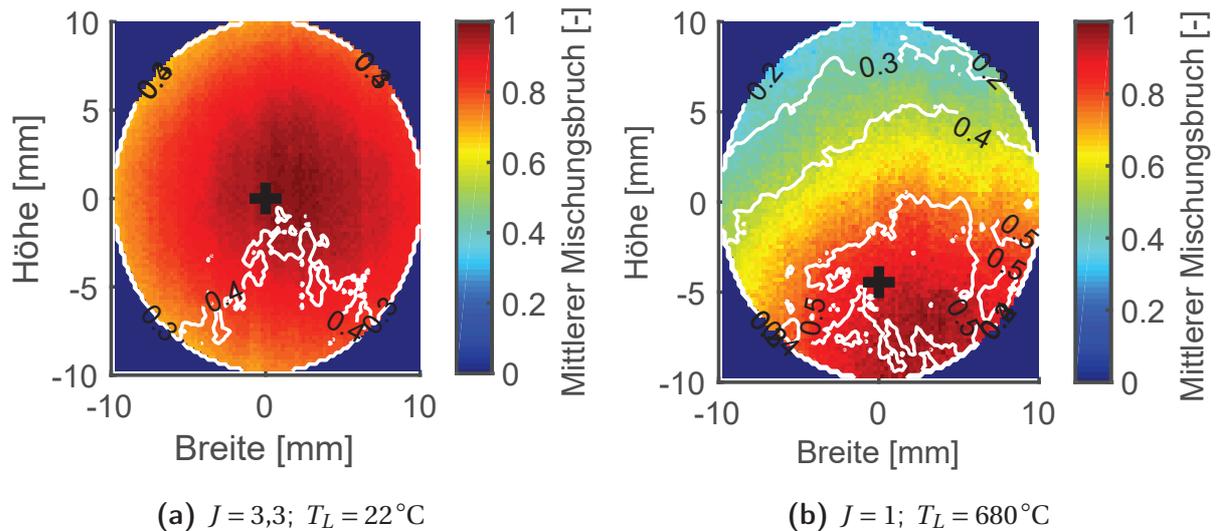


Abb. 4.7: Einfluss von J auf das mittlere Mischungsfeld des Cross-Flow Injektors
- $\lambda = 4; \dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$.

Im Gegensatz zum Co-Flow Injektor wirkt sich die in Abbildung 4.8 gezeigte Änderung des Hauptluftmassenstroms nicht auf die Wasserstoffverteilung am Injektorauslass aus, die Verteilung wird alleine vom Impulsstromdichteverhältnis bestimmt und die Standardabweichung reduziert sich leicht mit ansteigendem Hauptluftmassenstrom.

Das temporäre Strömungsverhalten des Wasserstoffs im Cross-Flow Injektor ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Wie vorher bereits in Abbildung 4.7a dargestellt, ist erkennbar, dass der Wasserstoff am Auslass des Injektors über den ganzen Querschnitt verteilt ist, wobei es im obersten Bereich des Injektors zu temporären Aussetzern in der Wasserstoffversorgung kommen kann. Dies ist auf die Wirbel in der Luft/Wasserstoffserschicht zurückzuführen die einen Durchmesser von bis zu 5 mm aufweisen. Mit Verfolgung der Wirbel kann die Aufenthaltszeit des Wasserstoffs im Injektor festgestellt werden, diese beträgt zwischen 1,75 ms und 2 ms. Die berechnete Aufenthaltszeit entlang der Trajektorie maximaler Wasserstoffkonzentration beläuft sich für die getrennte Wasser-

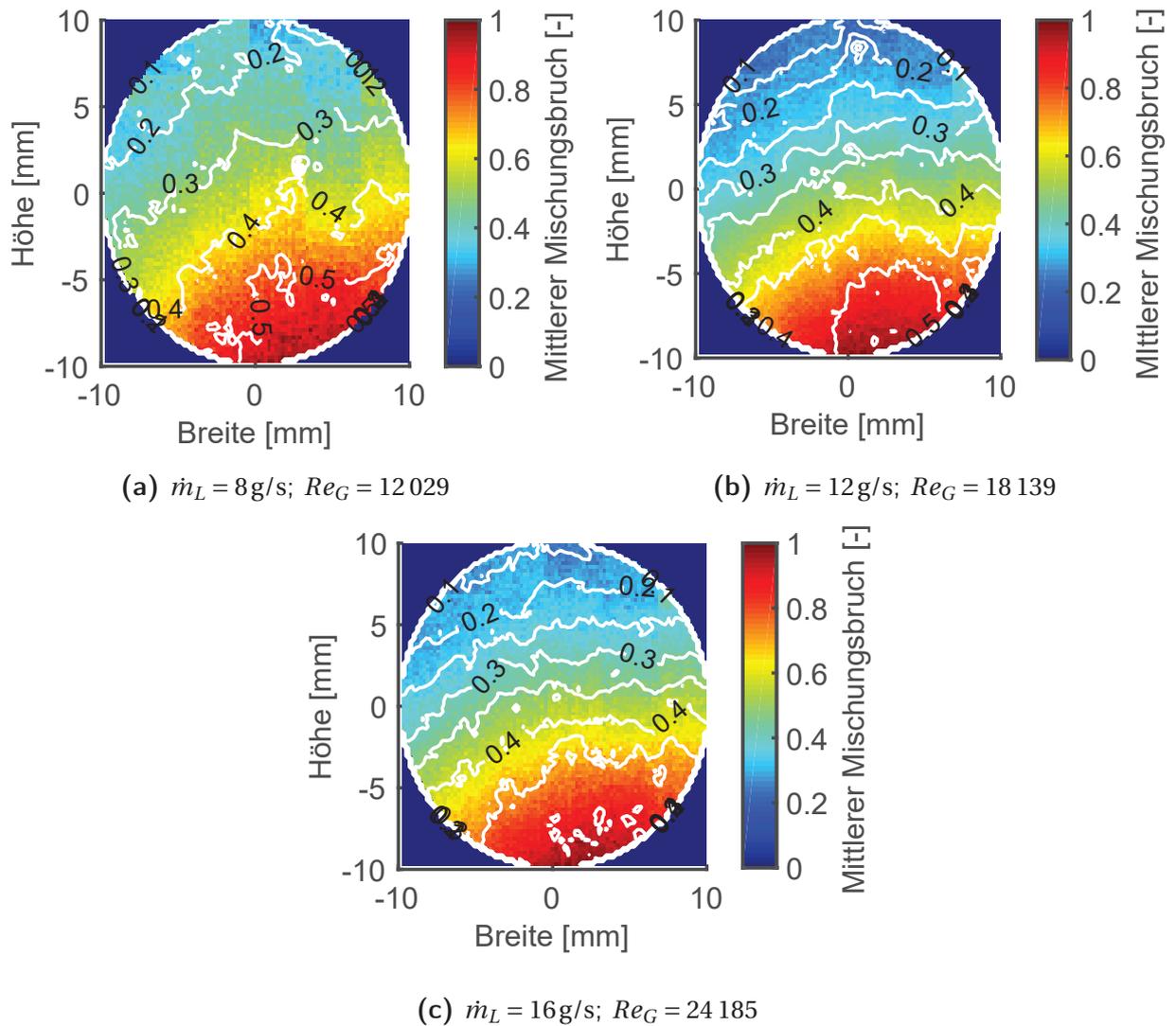


Abb. 4.8: Einfluss von \dot{m}_L auf das mittlere Mischungsfeld des Cross-Flow Injektors
 - $\lambda = 7$; $J = 0,33$; $T_L = 680^\circ\text{C}$.

stoff/Luft Schichtung auf 0,26 ms und für die sofortige Vermischung am Einlass auf 1,6 ms. Die höhere gemessene Aufenthaltszeit ist auf die Verwirbelung in der Scherschicht und den längeren Weg, den die Scherschicht verglichen zur maximal Trajektorie zurücklegt, zurückzuführen.

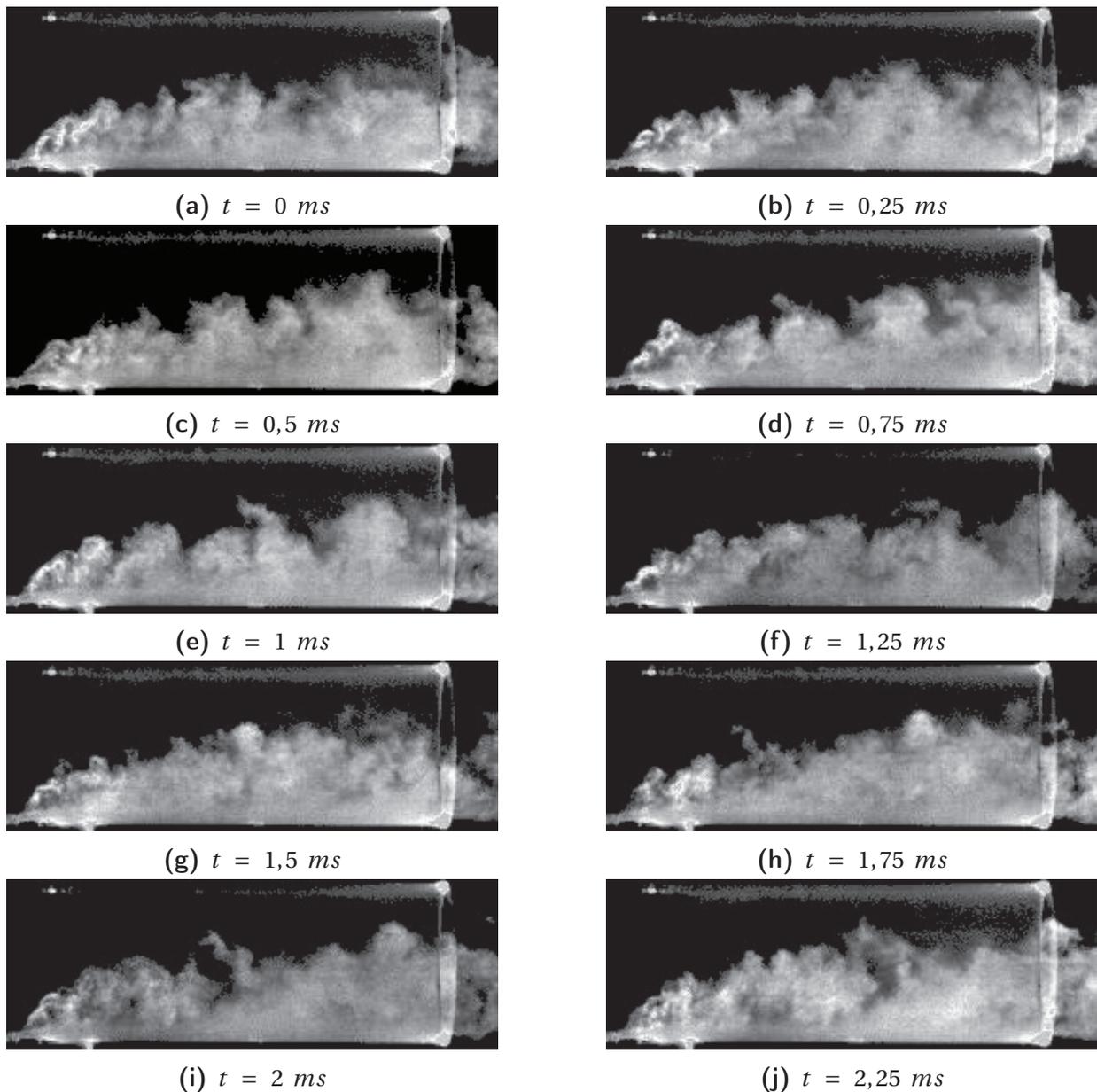


Abb. 4.9: Gemischbildung im Cross-Flow Injektor bei $T_L = 22^\circ\text{C}$ und $\lambda = 4$.

Bei der Erhöhung der Temperatur verändert sich das temporäre Strömungsbild drastisch. Dies wird in Abbildung 4.10 gezeigt. Wie bereits in Abbildung

4.7 dargestellt, reduziert sich die Eindringtiefe auf ca. die Hälfte, dabei lässt sich diese Abnahme auf die verringerte Eindringtiefe an der Wasserstoffdüse zurückführen. Der Strahl wird im Gegensatz zum kalten Fall innerhalb weniger Millimeter in die Strömungsrichtung der Luft umgelenkt. Die anschließende Einmischung verläuft sehr ähnlich, wobei sich die Wirbelgröße auf etwa 2 mm im Durchmesser reduziert. Dafür erhöht sich die Anzahl der Wirbel um ein Vielfaches. Die Aufenthaltszeit im Injektor verringert sich auf ca. 0,25 ms. Dieser Wert entspricht in etwa der Aufenthaltszeit der Luft im Injektor und kann durch den vergleichsweise hohen Impuls der Luftströmung erklärt werden. Die Aufenthaltszeit an der Injektorwand dürfte aufgrund der schlechten Einmischung der Luft höher sein, das kann aber im Zuge der Untersuchungen nicht gemessen werden.

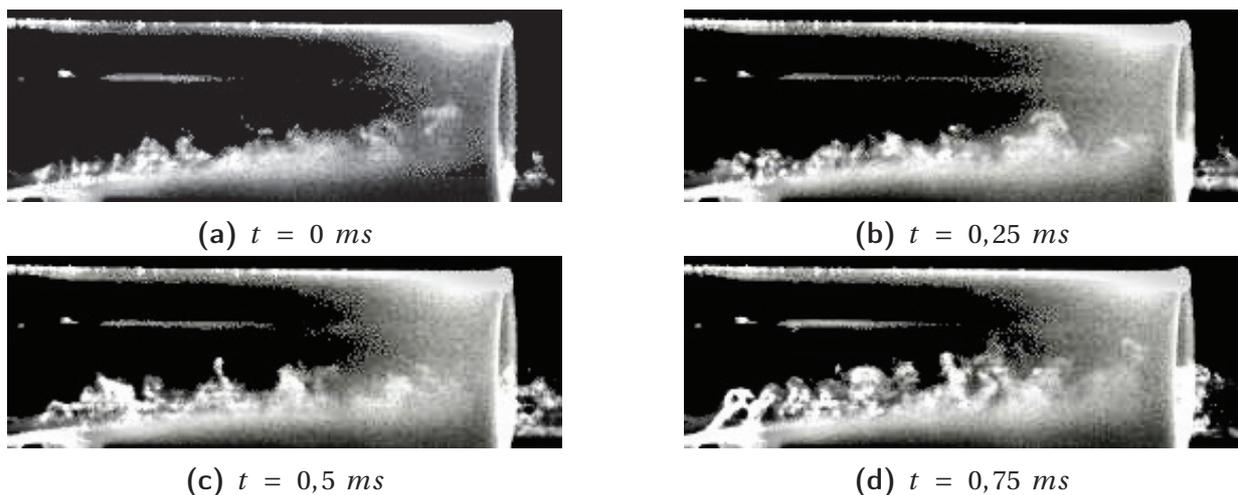


Abb. 4.10: Gemischbildung im Cross-Flow Injektor bei $T_L = 620^\circ\text{C}$ und $\lambda = 4$.

In Abbildung 4.11 ist die mittlere Wasserstoffverteilung im Injektor dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Eindringtiefe des Wasserstoffs hauptsächlich von der Eindringtiefe des Strahls in den ersten 10 mm abhängt, die weitere Einmischung weist ein ähnliches Verhalten wie beim Co-Flow Injektor auf. Der Aufweitungswinkel des Strahls im Fernfeld entspricht in beiden Fällen ca. 6° . Dies entspricht dem halben Öffnungswinkel der Co-Flow Anordnung. Die Schwankungen der Wasserstoffverteilung sind im Bereich der Eindüsung vergleichsweise hoch, mit einer Standardabweichung von bis zu 30 % des Mittelwerts, dies ist auf die starken Schwankungen im Nahfeld der Eindüsung zurückzuführen, die auch in Abbildung 4.10 zu erkennen sind. Im Fernfeld re-

duzieren sich die Schwankungen auf ca. 15 % vom lokalen Mittelwert.

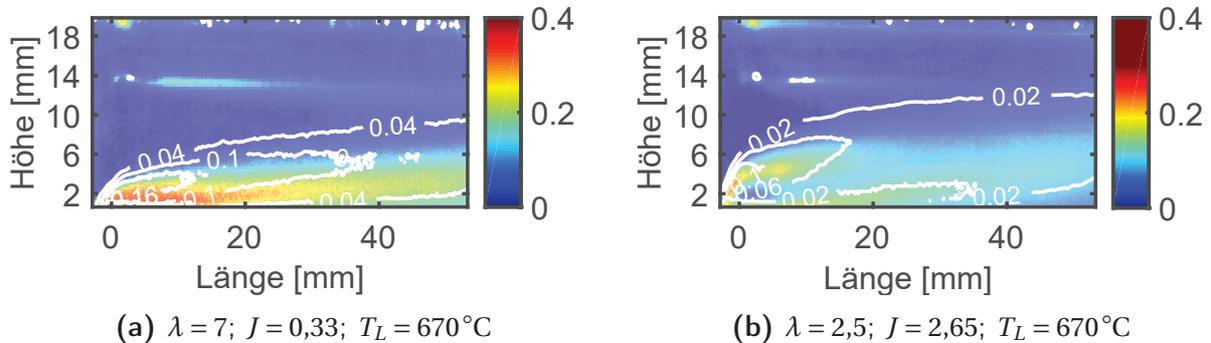
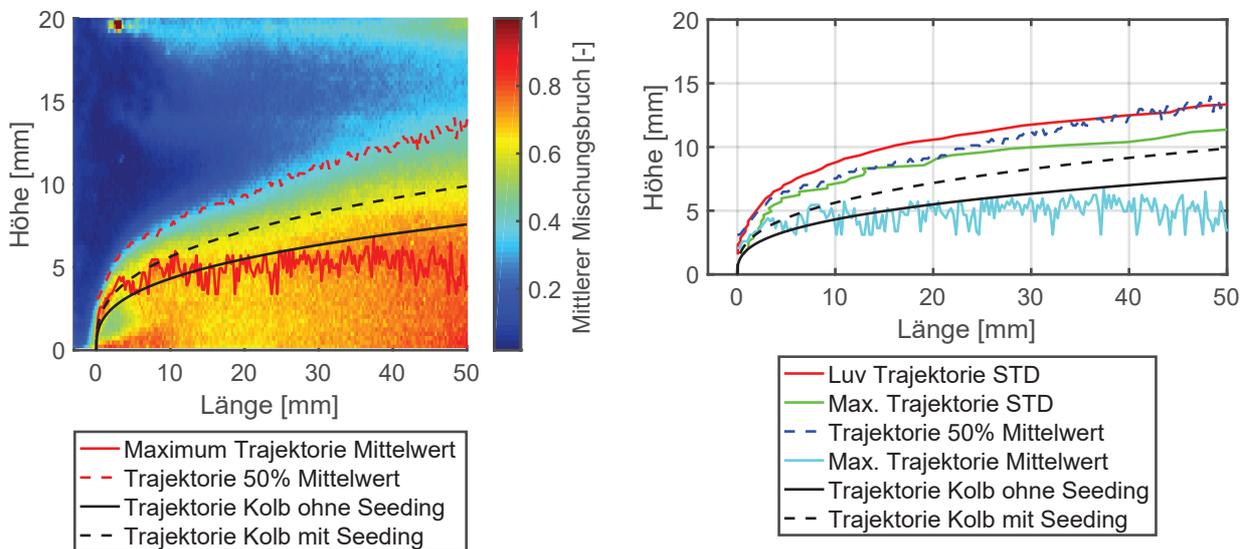


Abb. 4.11: Einfluss der Impulsstromdichte auf die mittlere Wasserstoffverteilung im Cross-Flow Injektor - $\dot{m}_L = 16\text{g/s}$.

Wie bereits in Abbildung 4.6 gezeigt wurde, lässt sich anhand des Modells nach Kolb [57] die Position der maximalen Ungemischtheit berechnen. Es ist möglich, eine Trajektorie zu berechnen, anhand derer sich die Länge der Stromlinie im Injektor abschätzen lässt. In Abbildung 4.12 wird die Theorie mit einem gemessenen Fall verglichen.



(a) $\lambda = 7; J = 0,33; T_L = 670^\circ\text{C}$

(b) $\lambda = 2,5; J = 2,65; T_L = 670^\circ\text{C}$

Abb. 4.12: Trajektorien im Cross-Flow Injektor - $\dot{m}_L = 12\text{g/s}$.

Die Auswertung zeigt, dass die Bestimmung der maximalen Trajektorie im Fernfeld des Cross-Flows, aufgrund von Partikelablagerungen am Glas, sehr

schwierig ist. Ein Vergleich der aus den Experimenten bestimmten maximalen Trajektorie im Nahfeld mit der Trajektorie nach Kolb [57] zeigt, dass die Partikel in der Wasserstoffströmung den eingebrachten Impuls in die Strömung erhöhen und dies bei der Bestimmung des Impulsstromdichteverhältnisses beachtet werden muss. Dies wurde in der gesamten vorliegenden Arbeit beachtet und bei allen Angaben des Impulsstromdichteverhältnisses berücksichtigt. Zur Bestimmung der Zündverzugszeit ist es notwendig, den längsten Strömungspfad im Injektor zu kennen. Dieser Strömungspfad ist die luvseitige Grenze des Wasserstoffs. Anhand dieses Strömungspfades lässt sich die maximale Aufenthaltszeit im Injektor abschätzen. In Abschnitt 4.3 wird die Abschätzung der maximalen Aufenthaltszeit wieder aufgegriffen, um die Zone der höchsten Zündwahrscheinlichkeit zu identifizieren.

4.1.3 Injektor mit Wirbelmischer

Der Injektor mit Wirbelmischer wurde zur Verbesserung der Mischung des Cross Flow Injektors entwickelt, die Reduzierung des Impulses der Luft auf die Eindüsungsstelle und die Überlagerung der Luftströmung mit einem Wirbelpaar führt zu einer besseren Verteilung des Wasserstoffs im Injektor.

In Abbildung 4.13 ist der mittlere Mischungsbruch am Auslass des Injektors für drei verschiedene Luftzahlen dargestellt. Wie beim Cross Flow Injektor zeigt sich, dass die Wasserstoffverteilung bei $J = 3,1$ über den Querschnitt am homogensten ist (Abbildung 4.13b). Dabei verteilt sich der Wasserstoff, im Gegensatz zum Cross Flow Injektor, gleichmäßig über den Querschnitt. Zusätzlich dazu ist die Standardabweichung kleiner. Das bedeutet, dass die zeitlichen Schwankungen in der Strömung nicht so ausgeprägt sind wie beim Cross Flow Injektor.

Die Erhöhung des Impulsstromdichteverhältnisses führt zu einem höheren Wasserstoffanteil an der oberen Seite des Injektors. Der Wasserstoff verteilt sich trotz des hohen Impulsstromdichteverhältnisses über den gesamten Querschnitt. Im Fall der Reduzierung des Impulsstromdichteverhältnisses kehrt sich das Verteilungsbild um, es kommt zu einer Ansammlung an der unteren Seite des Injektors. Der Wasserstoff verteilt sich aber weiterhin über den kompletten Querschnitt. Die zeitlichen Schwankungen sind für niedrigere J am höchsten. Dies dürfte auf die geringere Eindringtiefe direkt an der Was-

serstoffeindüsung zurückzuführen sein, denn durch diese wird der Transport des Brennstoffs senkrecht zur Luftströmungsrichtung hauptsächlich durch die Turbulenz und dem Wirbelpaar in der Strömung gewährleistet. Daraus ergibt sich eine höhere Fluktuation in der Homogenität der Brennstoffverteilung am Injektorauslass.

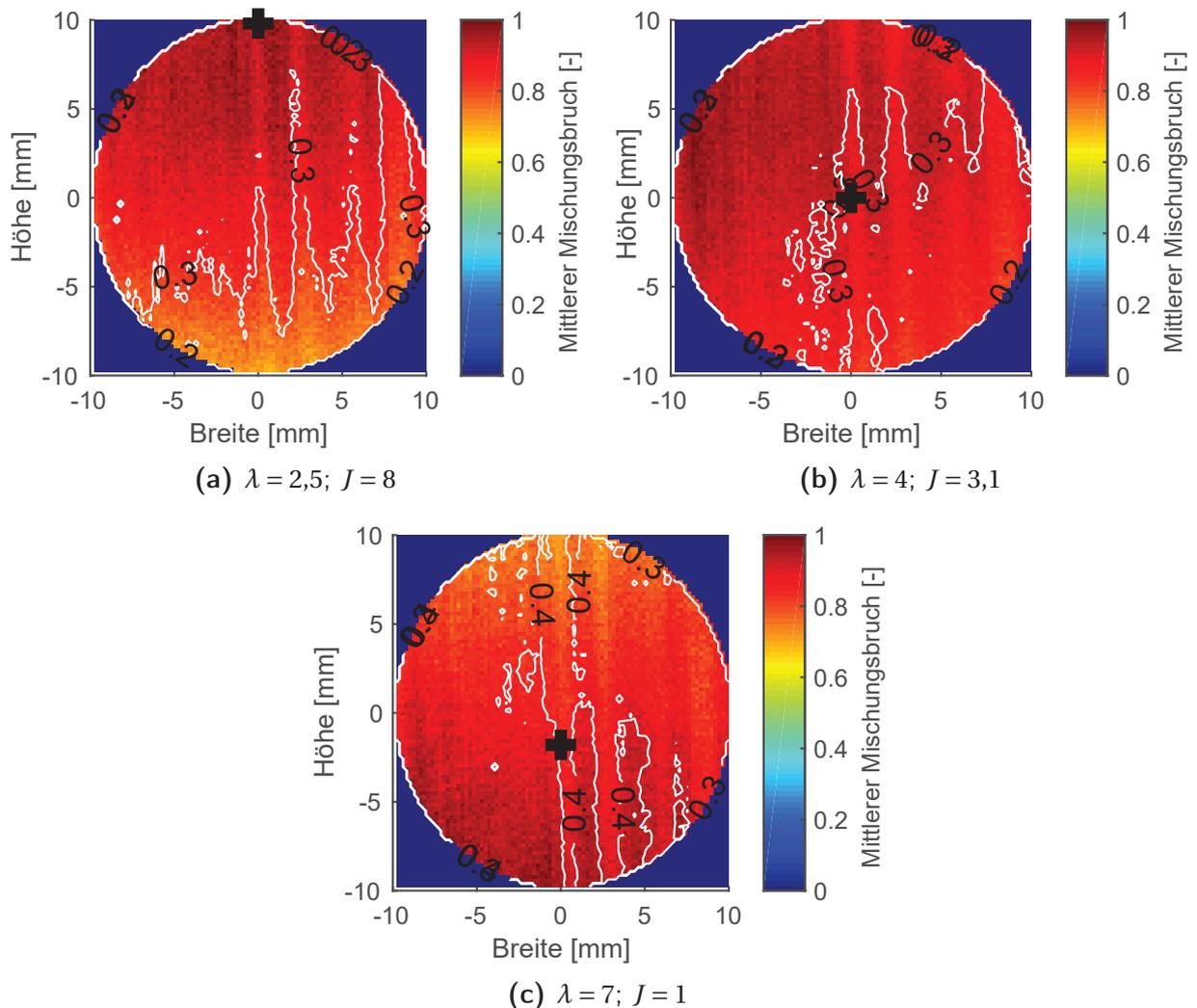


Abb. 4.13: Mittlerer Gemischbildung im Deltaflügel bei $T_L = 20^\circ\text{C}$ und $\dot{m}_L = 8\text{g/s}$.

In Abbildung 4.14 zeigt sich der Einfluss der Lufttemperatur T_L auf die Wasserstoffverteilung am Auslass des Injektors. Der Wasserstoff ist bei Umgebungstemperatur sehr homogen über den Querschnitt verteilt. Es zeigt sich eine hohe temporäre Schwankung im Mittelwert, die sich aber wiederum gleichmäßig über den Querschnitt verteilt.

Bei einer Erhöhung der Lufttemperatur auf ein Niveau, das dem im Zulauf der Brennkammer entspricht, verändert sich die Verteilung des Wasserstoffs am Auslass, es kommt zu einem erhöhten Wasserstoffanteil in der linken unteren Ecke des Injektors, während es im rechten oberen Teil zu einer Abmagerung kommt. Dieser Effekt erklärt sich durch die Veränderung des Impulsstromdichteverhältnisses und deckt sich mit den Erkenntnissen aus Abbildung 4.13. Die Schwankungen in der Strömung verhalten sich umgekehrt, mit der Erhöhung der Temperatur reduzieren sich die Schwankungen in der Verteilung des Wasserstoffs. Die Ursache dieser Veränderung ist auf eine Änderung der Strömung im Injektor zurückzuführen. Die Art der Wirbel in der Hauptströmung ändern sich in Größe und Anzahl, dadurch reduziert sich die Schwankung am Auslass. Bei der Betrachtung der Einzelaufnahmen in Abbildung 4.16 und 4.17 wird darauf intensiver eingegangen.

Zusätzlich zur Mischung ist der Auslass der maximalen Mischungstrajektorie, unter Berücksichtigung des in der Theorie vorgestellten Korrekturfaktors f_{ps} , als schwarzes Kreuz eingezeichnet. Die gezeigte Veränderung der Wasserstoffverteilung trifft das angepasste Modell sehr genau. In der Darstellung der Ergebnisse zur Strömung und Einmischung im Injektor wird auf die Anpassung des Modells detaillierter eingegangen.

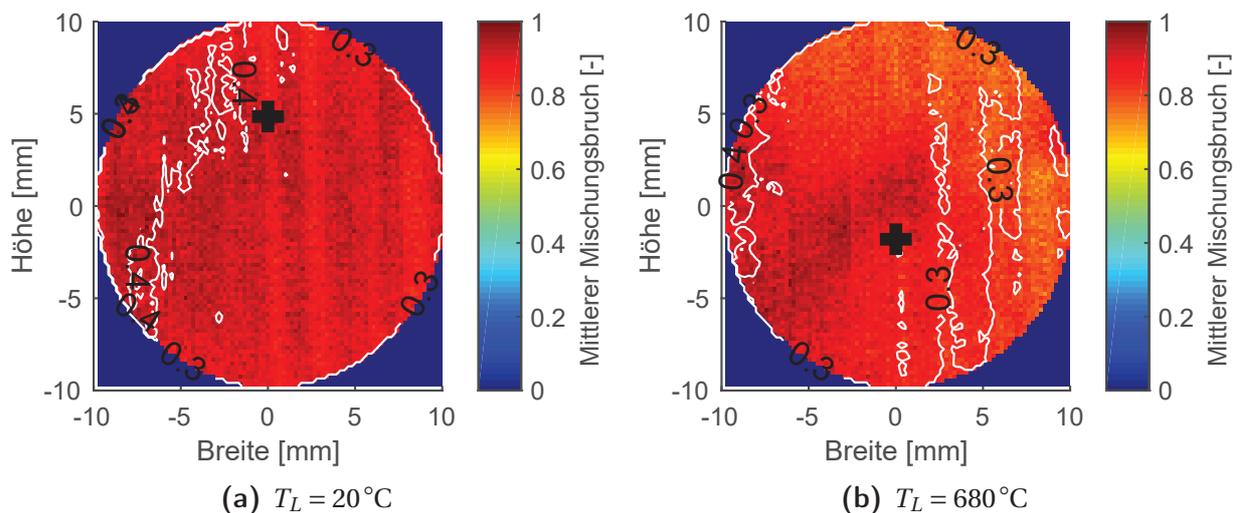


Abb. 4.14: Mittlerer Gemischbildung im Deltaflügel bei $\lambda = 4$ und $\dot{m}_L = 12\text{ g/s}$.

Der Einfluss des Hauptluftmassenstroms auf die Wasserstoffhomogenität am Auslass des Injektors wird in Abbildung 4.15 gezeigt. Die dargestellten Experi-

mente weisen die identische Luftzahl, $\lambda = 7$, auf und wurden bei identischer Lufttemperatur, $T_L = 680^\circ\text{C}$, aufgenommen. Daraus ergibt sich ein identisches Impulsstromdichteverhältnis für alle drei Luftmassenströme. Die Strömungsgeschwindigkeit im Injektor und damit die Aufenthaltszeit in der Mischungszone wird durch die Erhöhung des Massenstroms stark verändert. Diese hat

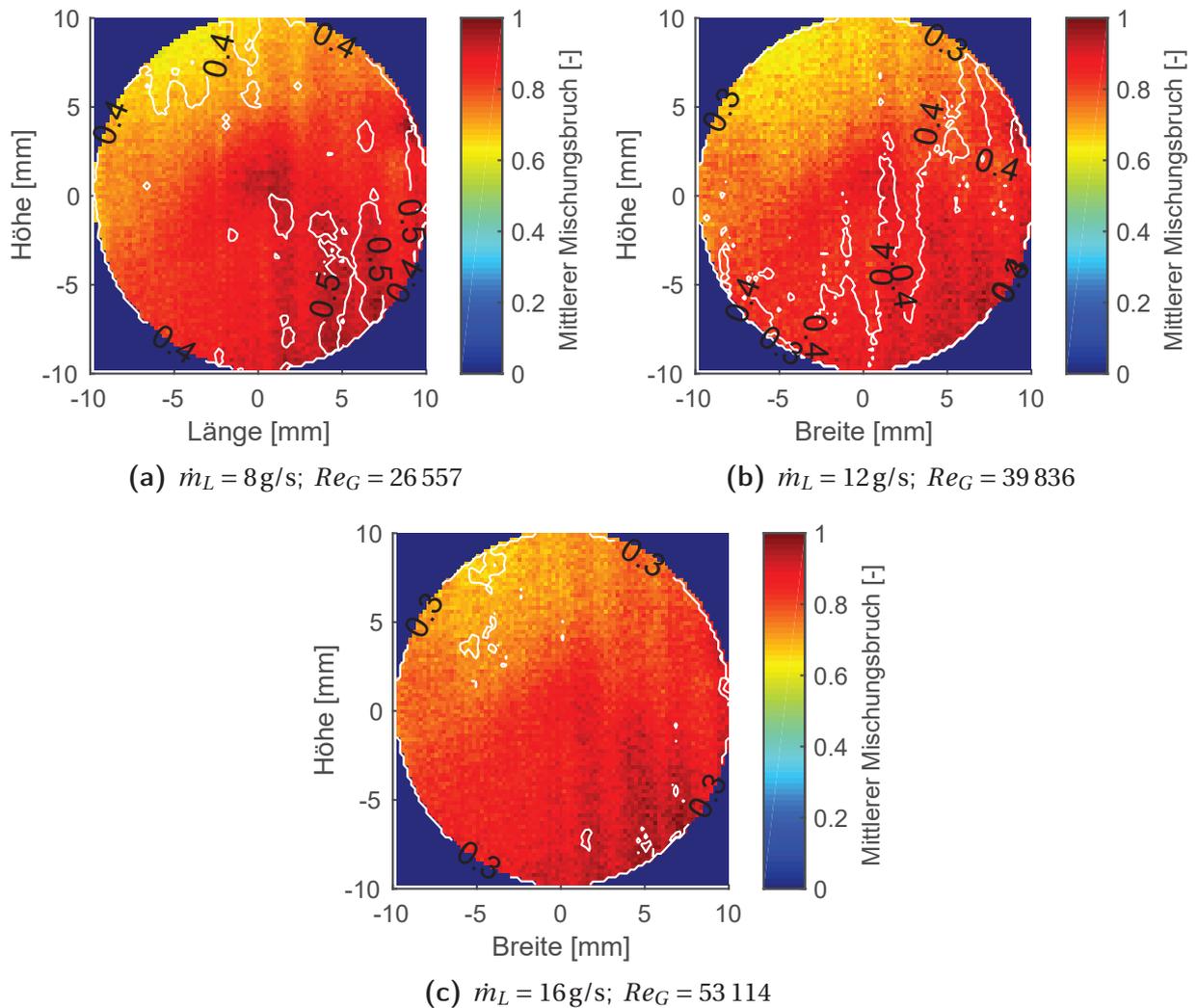


Abb. 4.15: Mittlerer Gemischbildung mit Deltaflügel bei $T_L = 680^\circ\text{C}$ und $\lambda = 4$.

jedoch nur einen geringen Einfluss auf die Wasserstoffverteilung am Auslass des Injektors. Die Ergebnisse zeigen in allen drei Fällen eine Wasserstoffansammlung an der rechten unteren Injektorwand, während es im linken oberen Injektorquadrant zu einer Abmagerung kommt.

Im Gegensatz dazu wird die Standardabweichung der Verteilung stark durch

die Strömungsgeschwindigkeit beeinflusst. Mit der Erhöhung der Geschwindigkeit fällt die Schwankung stark ab, dieser Effekt wurde bereits bei der Änderung der Strömungstemperatur diskutiert und ist auf die Wirbelstruktur in der Mischzone zurückzuführen.

Das temporäre Strömungsverhalten im Injektor ist in Abbildung 4.16 dargestellt, darin ist die unmittelbare Wasserstoffverteilung im VGP-Injektor erkennbar. An der linken unteren Ecke ist in allen Bildern die Eindüsenstelle des Wasserstoffs erkennbar.

Die Strömung im Injektor weist hohe Fluktuationen auf, es bilden sich stark ausgeprägte Wirbelstrukturen in der Scherschicht zwischen der Wasserstoff- und der Luftströmung, die Wirbel weisen einen Durchmesser von bis zu 5 mm auf. Zusätzlich zu den Wirbeln aus der Scherschicht ist das durch den Deltaflügel erzeugte Wirbelpaar erkennbar, besonders deutlich in den Bildern 4.16d, 4.16e und 4.16f. Das Wirbelpaar zeigt sich durch die Einschnürung der Strömung nach rund der Hälfte der Injektorlänge. Da der Laserschnitt in der Mitte des Injektors liegt und eine Dicke von kleiner 1 mm hat, ist das Wirbelpaar aufgrund von Schwankungen in der Strömung nicht in jeder Aufnahme zu erkennen.

In den Abbildungen zeigt sich ebenso, dass es zu Schwankungen der Eindringtiefe an der Eindüsenstelle und der Neigung des Strahls am Einlass kommt. Diese Schwankungen verbessern die Verteilung des Wasserstoffs über den Querschnitt. Die Wirbel in der Strömung lassen auf eine Aufenthaltszeit von 1 bis 1,25 ms im Injektor schließen.

In den Bildern der Abbildung 4.17 zeigt sich die Veränderung der Strömungsstruktur im Injektor bei der Erhöhung der Lufttemperatur auf ein Niveau, bei dem es zu Selbstzündung in der Strömung kommen kann. Durch die Temperaturerhöhung kommt es zu einer ungleichmäßigen Längenänderung des Injektors und dieser neigt sich in Richtung der Eindüsenstelle. Die Bilder zeigen eine Verdunkelung an der unteren Seite des Injektors, die auf eine Ablagerung von Seeding zurückzuführen ist. Da die Scherschicht zwischen Wasserstoff und Luft nicht verdunkelt ist, kann die Wirbelstruktur in der Scherschicht trotz dieser Ablagerungen beurteilt werden.

Die Strömung verändert sich durch die Temperaturänderung drastisch. Wie bereits beim JICR- Injektor verringert sich das Impulsstromdichteverhältnis

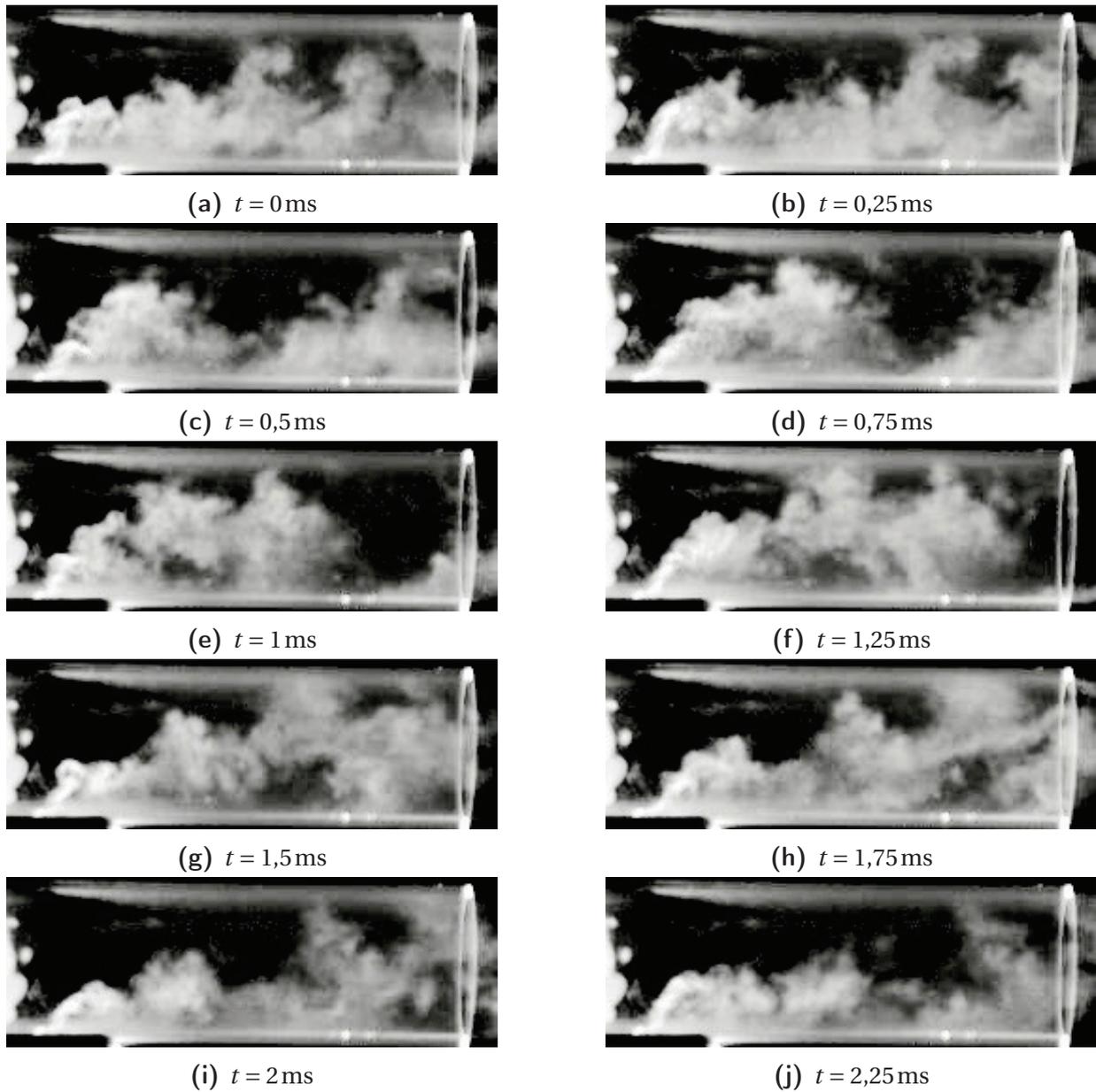


Abb. 4.16: Gemischbildung im Deltaflügel Injektor bei $T_L = 20^\circ\text{C}$ und $\lambda = 4$.

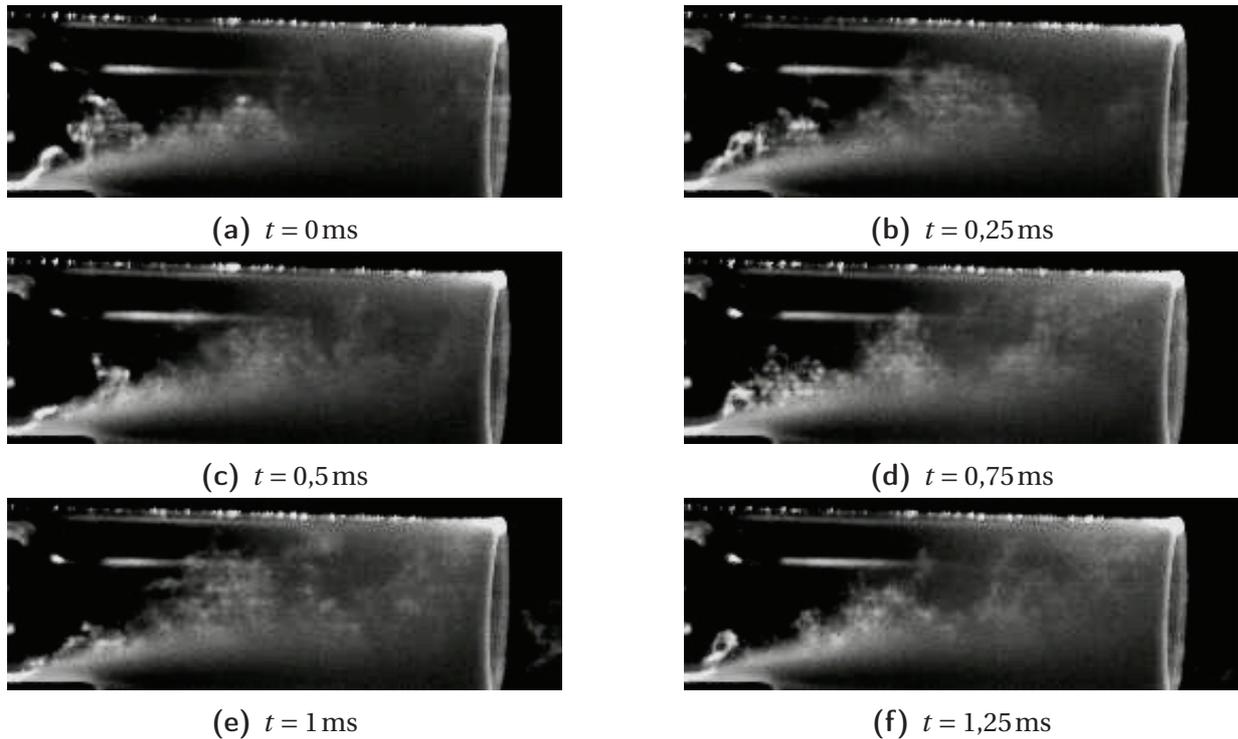


Abb. 4.17: Gemischbildung im Deltaflügel Injektor bei $T_L = 700^\circ\text{C}$ und $\lambda = 4$.

und damit die Eindringtiefe am Wasserstoffeinlass. Aber im Gegensatz zum JICR- Injektor verteilt das Wirbelpaar in der Hauptströmung den Wasserstoff über den gesamten Querschnitt. Durch die Erhöhung der Geschwindigkeit der Luftströmung homogenisiert sich die Verteilung im Injektor im Fernfeld. Im Nahfeld um die Eindüsungsstelle kommt es weiterhin zu Schwankungen der Eindringtiefe und des Winkels. Dies wird im Fernfeld durch die überlagerte Sekundärströmung ausgeglichen.

Durch die Veränderung der Geschwindigkeitsverhältnisse zwischen Strahl und Querströmungen reduziert sich die Größe der Wirbel auf einen Durchmesser von ca. 1 mm. Gleichzeitig verringert sich die Aufenthaltszeit im Injektor auf unter 0,5 ms. Die Abnahme der Schwankungen der Strömung und die kleineren Wirbelstrukturen erklären auch die Verringerung der Standardabweichung am Injektorauslass bei der Erhöhung der Temperatur bzw. bei der Erhöhung des Luftmassenstroms.

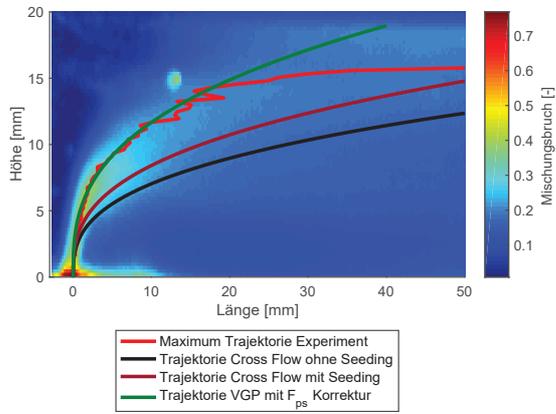
In Abbildung 4.18 sind das Mischungsverhalten im Injektor, die gemessenen Trajektorien sowie die aus dem Modell nach Kolb abgeleiteten Trajektorien für

verschiedene Luftzahlen dargestellt. Es zeigt sich das bereits bekannte Verhalten, dass die Eindringtiefe mit dem Abfallen der Luftzahl zunimmt. Die Eindringtiefe in der Nähe des Einlasses wird im Wesentlichen durch den Impuls am Einlass des Wasserstoffs bestimmt. Die Strahlen weisen bei verschiedenen Impulsstromdichteverhältnissen einen ähnlichen Eintrittswinkel auf. In seinen ersten 5 mm wird der Strahl durch den Deltaflügel nahezu komplett vom Impuls der Luftströmung abgeschottet, mit größerem Abstand wirkt sich der Impuls der Luftströmung aus und es kommt zum Abknicken in Richtung der Luftströmung. Im Fall der $\lambda = 2,5$ Mischung wirkt sich zusätzlich noch die Beschleunigung der Luft über dem Flügel im oberen Bereich des Injektors aus. Diese verhindert das beim JICR-Injektor beobachtete Vordringen des Wasserstoffs in den wandnahen Bereich und dadurch eine Ansammlung an der oberen Injektorwand.

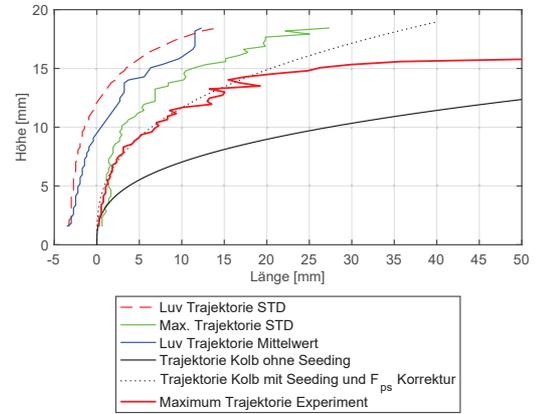
Die eingezeichneten Trajektorien zeigen den Unterschied von JICR- und VGP-Injektor. Dabei ist sehr deutlich der starke Unterschied im Nahfeld der Wasserstoffeindüsung erkennbar. Der in der Theorie eingeführte Korrekturfaktor F_{ps} führt zu einer hohen Übereinstimmung in den ersten $x = 20$ mm für alle Luftzahlen. Im Bereich $x > 20$ mm kommt es in der fetteren Konfiguration zu einem Überschätzen der Eindringtiefe. Dies ist das Ergebnis zweier verschiedener Effekte: Zum einen wirkt sich die gegenüberliegende Wand bei den fetteren Konfigurationen aus, diese wird jedoch im Modell nicht berücksichtigt. Zum anderen kommt es oberhalb des Deltaflügels zur Beschleunigung der Luft, was den seitlichen Impuls auf den Wasserstoffstrahl erhöht und damit das Abknicken in Richtung der Luftströmung verstärkt. Das muss bei der Bestimmung der maximalen Trajektorie und damit der Aufenthaltszeit im Injektor berücksichtigt werden.

Zusätzlich zu den bereits in den mittleren Mischungsbildern eingezeichneten Trajektorien sind in den Trajektorienabbildungen die luvseitigen Trajektorien des Wasserstoffs eingezeichnet. Dabei bildet die blaue Trajektorie die Grenze, an der der Mischungsbruch einen Wert von 0,08 überschreitet. Aufgrund von Reflektionen kann es zu Beeinflussungen des Mittelwerts kommen, dadurch kann gerade im Grenzbereich die Trajektorie beeinflusst werden. Deshalb hat die eingezeichnete luvseitige Trajektorie der Standardabweichung eine höhere Aussagekraft. Da die Reflektionen keiner Schwankung unterliegen, werden

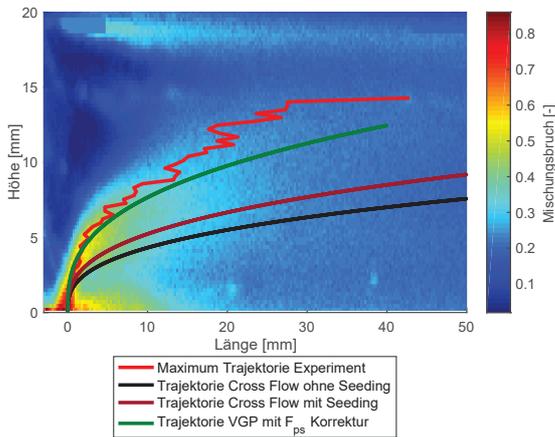
4.1 Mischung



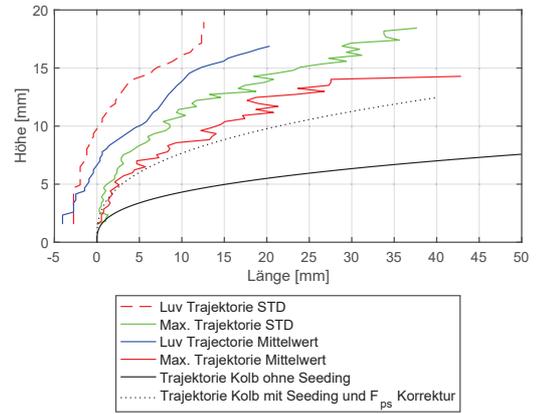
(a) $\lambda = 2,5$; Mischung



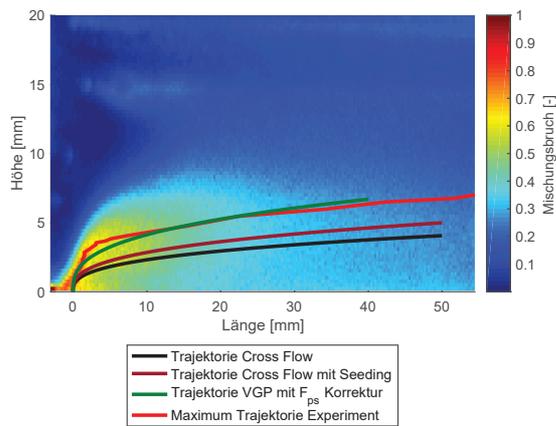
(b) $\lambda = 2,5$; Trajektorien



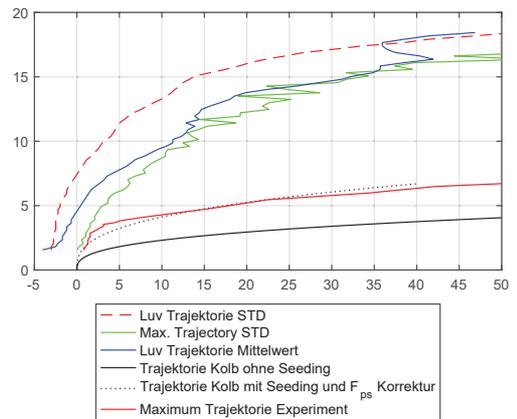
(c) $\lambda = 4$; Mischung



(d) $\lambda = 4$; Trajektorien



(e) $\lambda = 7$; Mischung



(f) $\lambda = 7$; Trajektorien

Abb. 4.18: Gemischbildung im Deltaflügel Injektor bei $T_L = 20^\circ\text{C}$ und $\dot{m}_L = 12\text{ g/s}$.

diese in der Standardabweichung nicht berücksichtigt.

Der Verlauf der luvseitigen Trajektorien zeigt sehr deutlich, dass der Wasserstoff in allen Fällen den vollen Querschnitt des Injektors abdeckt. Es zeigt sich aber auch, dass die Länge der Mischstrecke mit dem Anstieg des Impulsstromdichteverhältnisses reduziert werden kann, damit wird gleichzeitig auch das Risiko einer Zündung im Injektor reduziert. Insgesamt verteilt sich der Wasserstoff deutlich gleichmäßiger als es der Cross-Flow Injektor und der Co-Flow Injektor zeigen.

4.1.4 Zusammenfassung

Die drei Injektoren weisen unterschiedliche Stärken und Schwächen auf. In Tabelle 4.1 sind die jeweiligen Qualitäten der verschiedenen Injektoren im Verhältnis zu einander verglichen. Die Bewertung geht von – – für sehr negatives Verhalten bis ++ für sehr positives Verhalten.

Tab. 4.1: Injektoreigenschaften.

Eigenschaft	Co-Flow	Cross-Flow	VGP
Homogenität der Wasserstoffverteilung	–	+	++
Schwankung in der Wasserstoffverteilung	+	0	+
Kontakt zur Injektorwand	++	--	–
Abweichung durch Änderungen in J	++	--	+

Der Vergleich zeigt, dass kein Injektor nur positive Eigenschaften aufweist. Der Wirbelmischer erreicht die beste Homogenität der Mischung und erreicht diese auch nach kürzester Mischdauer und Strecke. Die Mischung reagiert verglichen zum JICR-Injektor gering auf Veränderungen der Strömungszustände. Der Wasserstoff kommt in Kontakt zur Injektorwand, ist aber aufgrund der guten Vermischung über den kompletten Umfang verteilt. Die Mischungsschwankung am Auslass ist hoch, aber über den gesamten Querschnitt gleichverteilt.

Der Cross-Flow Injektor weist die größten Schwächen auf. Unter optimalen Bedingungen erreicht der Cross-Flow Injektor eine ähnlich gute Homogenität am Auslass wie der VGP-Injektor. Sobald die Betriebsbedingungen vom Optimum abweichen, verändert sich die Verteilung und es kommt zu Ansamm-

lungen an den Injektorwänden. Dadurch kommt es zu hohen Wasserstoffkonzentrationen in der Nähe der Injektorwand. Die Schwankung der Homogenität am Auslass ist stark ausgeprägt und es kommt zu Schichtungen.

Der Co-Flow Injektor erreicht eine schlechte Homogenität am Auslass. Die Mischungsschwankungen am Auslass sind vergleichsweise niedrig. Als große Vorteile des Injektors sind der sehr geringe Kontakt des Wasserstoffs mit der Injektorwand und die geringen Veränderungen der Mischung bei Modifizierung der Strömungsbedingungen anzusehen. Die Stärken und Schwächen des Co-Flow Injektors verhalten sich komplementär zu denen der anderen Injektoren. Aus diesen Gründen ist der Co-Flow Injektor der optimale Vergleichsinjektor, um die Einflüsse der Injektoreigenschaften hinsichtlich der Selbstzündung als auch beim Einsatz in der Brennkammer zu verdeutlichen.

4.2 Selbstzündung

Die hohe Lufttemperatur vor der Einmischung führt dazu, dass Selbstzündung eine große Rolle bei der Injektion spielt (Kapitel 2). Es wird möglich, die Selbstzündung als zusätzlichen Mechanismus zur Flammenstabilisierung in Brennkammern einzusetzen. Dabei kann die räumliche Trennung der Mischung und der Zündung erreicht werden, obwohl die Lufttemperatur höher ist als die Selbstzündtemperatur des verwendeten Brennstoffs. Die Theorie gibt für Temperaturen $T_M < 1000\text{ K}$ eine Zündverzugszeit $\tau_{SZ} > 1\text{ ms}$ an. Wie bereits im vorherigen Abschnitt gezeigt, ist es möglich, eine sehr gute Mischung in dieser kurzen Zeit zu erreichen. Im Folgenden werden die Selbstzündung im genannten Temperaturbereich und der Einfluss verschiedener Parameter auf die Zündverzugszeit untersucht. Da die Zündverzugszeit in den Versuchen nicht messbar ist, wird alternativ dafür die Abhebehöhe l_{lift} der Zündung über dem Injektormund gemessen, diese spiegelt die Zündverzugszeit wider.

4.2.1 Selbstzündkerne und deren Verhalten

In Abbildung 4.19 sind OH*- Chemilumineszenzaufnahmen von selbstgezündeten Wasserstoffflamen bei verschiedenen Luftzahlen dargestellt. Die Aufnahmen werden mit 1000 Bildern pro Sekunde aufgenommen und anschlie-

ßend wird ein Mittelwertbild daraus bestimmt. Zur besseren Verdeutlichung der Unterschiede in den Flammenbildern wurde die Helligkeit auf die maximale Stufe erhöht. Dies erhöht den Kontrast zwischen dem Gebiet in dem es zur Verbrennung kommt und der Umgebung.

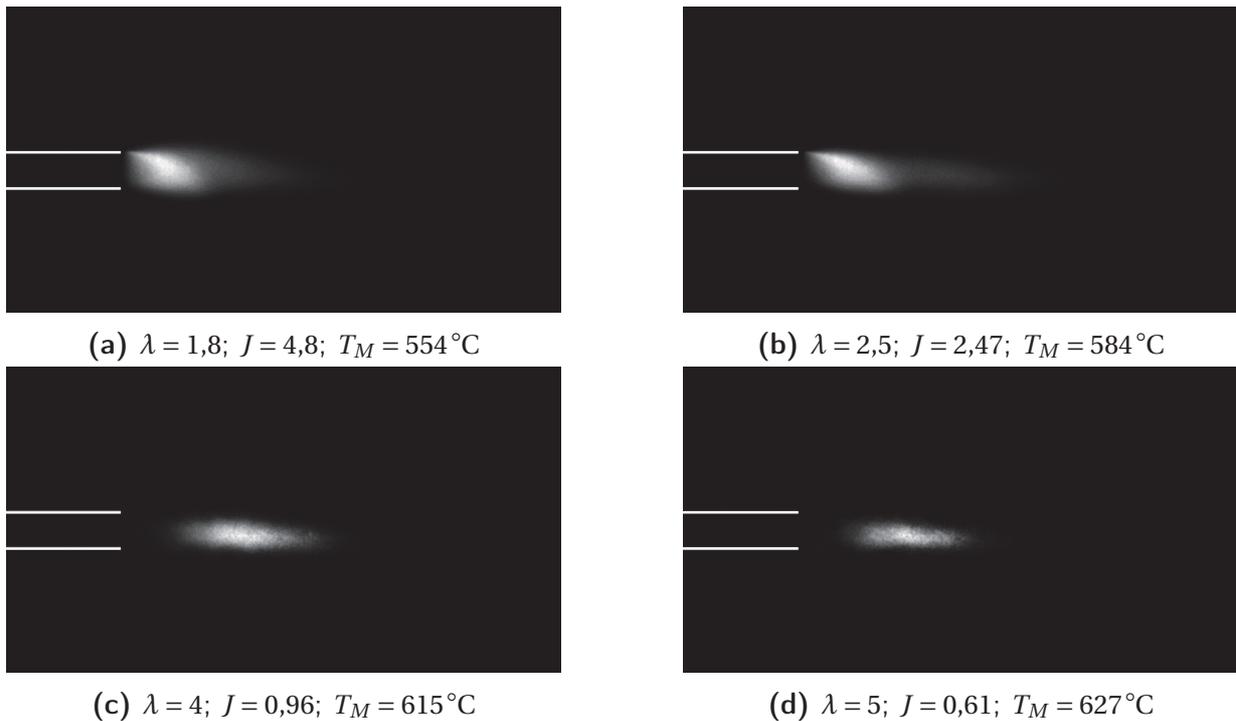


Abb. 4.19: Gemittelte OH^* Chemilumineszenz bei verschiedenen Luftzahlen - $T_L = 677^\circ\text{C}$; $\dot{m}_L = 12\text{ g/s}$; VGP-Injektor.

In Abhängigkeit der Luftzahl stellen sich unterschiedliche Flammenstrukturen ein. Es zeigen sich zwei grundlegende Unterschiede in der Position der Flamme: Die fetteren Gemische (Abbildung 4.19a und 4.19b) zeigen eine verankerte Flamme an der Oberseite des Injektors. Dies manifestiert sich in einer hakenähnlichen Struktur in der Flamme. Im Gegensatz dazu zeigt sich bei den mageren Gemischen (Abbildung 4.19c und 4.19d) eine abgehobene Flamme mit einem Abstand von ca. $1 D$ vom Injektormund. Diese Unterschiede lassen sich auf die Veränderung des Impulsstromdichteverhältnisses J zurückführen. Je höher J ist, desto tiefer dringt der Brennstoff in die heiße Luftströmung ein. Trifft der Brennstoff auf die gegenüberliegende Injektorwand, kommt es zur Ansammlung des Brennstoffes an dieser und die Einmischung des Brennstoffes in die Hauptströmung wird reduziert. Zusätzlich wird der Brennstoff

an der heißen Injektorwand vorgewärmt. Beim Ausströmen aus dem Injektor in die Brennkammer bildet sich ein Wirbel in der Scherschicht zwischen der Injektor- und der Brennkammerströmung. Dieser Wirbel stabilisiert sich am Auslass des Injektors, dadurch wird die Aufenthaltszeit am Injektorauslass verlängert und es kommt zur Selbstzündung der Mischung. Durch die Zündung wird die Injektorwandtemperatur erhöht und die Flamme stabilisiert sich am Injektorauslass an der gegenüberliegenden Seite des Brennstoffeinlasses. In Bild 4.19b zeigt sich ein grauer Schweif am Ende der Flamme, der durch einen Wechsel in der Position der Flamme entsteht. Bei einem Impulsstromdichteverhältnis J von ca. 2,5 kommt es zum Übergang von einer abgehobenen zu einer verankerten Flamme. In diesem Bereich treten im zeitlichen Wechsel beide Flammentypen auf. Dies manifestiert sich im Mittelwertbild in einer hakenförmigen Zone mit einem überlagerten Schweif.

Der Einfluss der Impulsstromdichte zeigt sich auch bei den abgehobenen Flammen. Je geringer J ist, desto weiter verlagert sich die Flamme in Richtung unterer Injektorwand. Dies lässt sich über eine geringere Eindringtiefe des Brennstoffs in die Hauptströmung erklären, zusätzlich reduziert sich die Abhebehöhe, je magerer das Gemisch ist. Dies widerspricht scheinbar dem in Kapitel 2 gezeigten Mechanismus, dass sich τ_{SZ} mit einer Erhöhung der Luftzahl erhöht. Da die Lufttemperatur für alle vier Aufnahmen konstant gehalten wurde, steigt die Gemischtemperatur T_M mit der Reduzierung der Brennstoffmenge. Dadurch verringert sich τ_{SZ} aufgrund der Temperaturerhöhung mehr als die Abmagerung die Zündverzugszeit erhöht.

Die Mittelwertbilder zeigen das Verhalten der selbstgezündeten Flamme über einen längeren Zeitraum. Dabei bestehen die Bilder aus vielen sehr schnell aufeinander folgenden Zündprozessen. Zur Erläuterung dieses Prozesses sind in Abbildung 4.20 OH-PLIF Aufnahmen gezeigt, die die komplette Lebensdauer eines Selbstzündkerns von der Entzündung bis zum Verlöschen zeigen. Die Lebensdauer des Kerns beträgt $\Delta t = 700\mu\text{s}$ und endet mit dem Aufsplitten in zwei getrennte Kerne (Abbildung 4.20o) sowie dem anschließenden Verlöschen. In Abbildung 4.20a zeigen sich zwei kleine Zündkerne, die aber von der Software als solche noch nicht detektiert werden. Einen Zeitschritt später haben sich die beiden Kerne zu einem verbunden. Von diesem Zeitschritt an bis $t = 400\mu\text{s}$ gewinnt der Kerne an Größe. Zusätzlich steigt die Wärme-

freisetzung, erkennbar an der steigenden Helligkeit des Kerns, und er wandert mit der Hauptströmung stromab. Dabei hat er eine Distanz von ca. $s = 30 \text{ mm}$ zurückgelegt. Dies entspricht in etwa dem 1,5 fachen des Injektorinnendurchmessers D . Er befindet sich dabei in etwa $5D$ vom Injektormund entfernt. Ab diesem Zeitpunkt bewegt er sich relativ zum Injektor nicht mehr, aber seine Außenhülle beginnt sich zu deformieren. Hat der Kern zu Beginn der Reaktion noch eine annähernd kugelförmige Außenhülle, bilden sich ab $t = 350 \mu\text{s}$ Ausbuchtungen, Halbinseln und weitere Oberflächendeformationen. Gleichzeitig nimmt die Helligkeit des Kerns wieder ab.

Eigentlich könnte man davon ausgehen, dass das nachströmende Frischgas den Kern mit neuem Brennstoff versorgt, aber durch die stark ansteigende Oberfläche wird ihm immer mehr Wärme entzogen und es kommt zu seinem Verlöschen, das ca. so lange dauert wie das Entfalten. Wird nun die Lufttemperatur um wenige Grad erhöht, verändert sich das Bild erheblich.

In Abbildung 4.21 sind OH-PLIF Aufnahmen einer stabilisierten selbstgezündeten Flamme dargestellt. Zu Beginn der Reihe (Abbildung 4.21a) ist eine kompakte Flammenstruktur zu sehen. Die Flamme hat dabei einen Abstand von ca. $0,5D$ zum Injektormund und ist über die volle Injektorhöhe entfaltet. Sie weist die höchste Helligkeit an der stromaufgelegenen Seite auf und reduziert sich, je weiter stromab sich die Flamme entwickelt. In den folgenden Bildern ändert sich an der Form der Flamme nur sehr wenig, die Position bleibt annähernd gleich und die Größe ändert sich kaum. Auf der stromaufgelegenen Seite verändert sich das Flammenbild jedoch ständig. Es bilden sich vorgelagerte Kerne (Abbildung 4.21f), mehrere gleichzeitige Zündkerne (Abbildung 4.21c) und Einschnitten in die Flamme (Abbildung 4.21g). Diese Kerne werden von der Flamme während der Aufnahmedauer absorbiert und stabilisieren dadurch die Flamme. Verglichen mit dem Kern in Abbildung 4.20 wachsen die Kerne in Abbildung 4.21 viel schneller, wobei die Flammengröße kaum zunimmt, da die Kerne nur einen kleinen Teil der Flamme bilden.

Dieser Effekt ist auch in den Diagrammen 4.22a und 4.22b sichtbar. Diagramm 4.22a zeigt die statistische Verteilung der gemessenen Flächenausbreitungsgeschwindigkeit v_A der Selbstzündungskerne über der Vorwärmtemperatur T_L der Luft. Die Flächenausbreitungsgeschwindigkeit wird durch die Zunahme der Flammenfläche bestimmt. Das Flächenwachstum wird aus den OH-

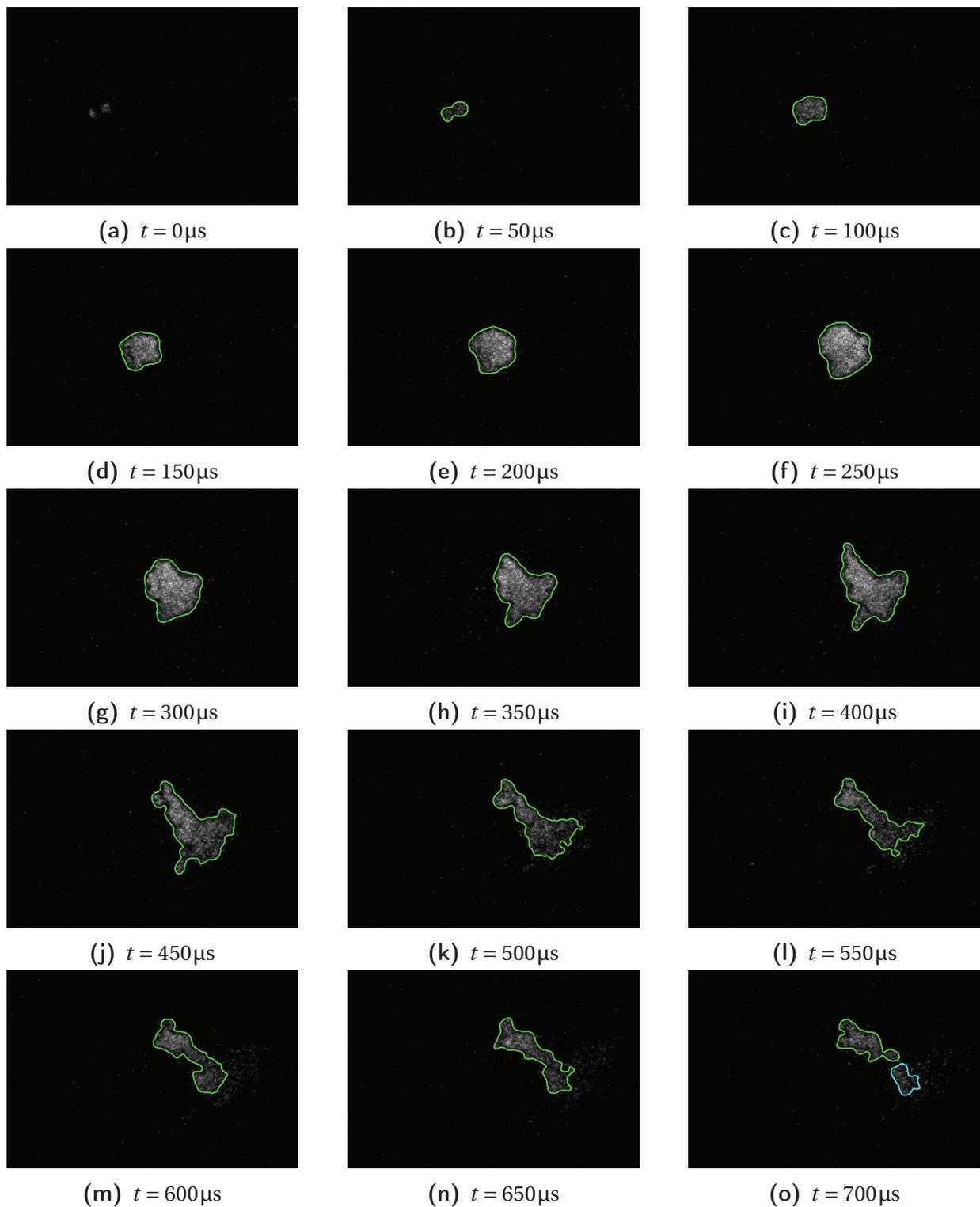


Abb. 4.20: OH-Planare Laser Induzierte Fluoreszenzaufnahmen eines Selbstzündkerns - $T_L = 677^\circ\text{C}$; $\dot{m}_L = 12\text{g/s}$; $\lambda = 4$.

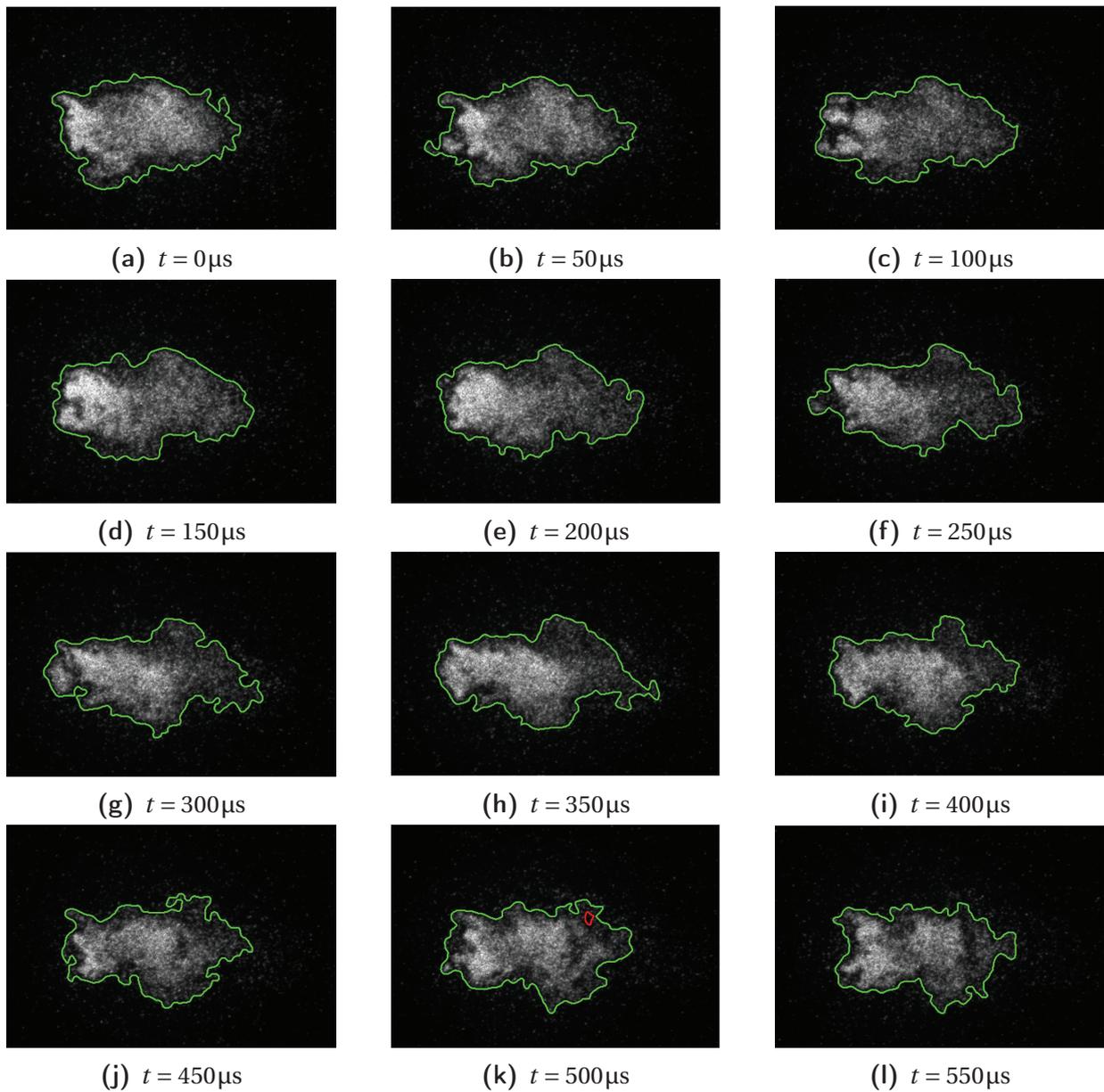


Abb. 4.21: OH-Planare Laser Induzierte Fluoreszenzaufnahmen einer selbstgezündeten stabilen Flamme - $T_L = 735^\circ\text{C}$; $\dot{m}_L = 12\text{ g/s}$; $\lambda = 4$.

4.2 Selbstzündung

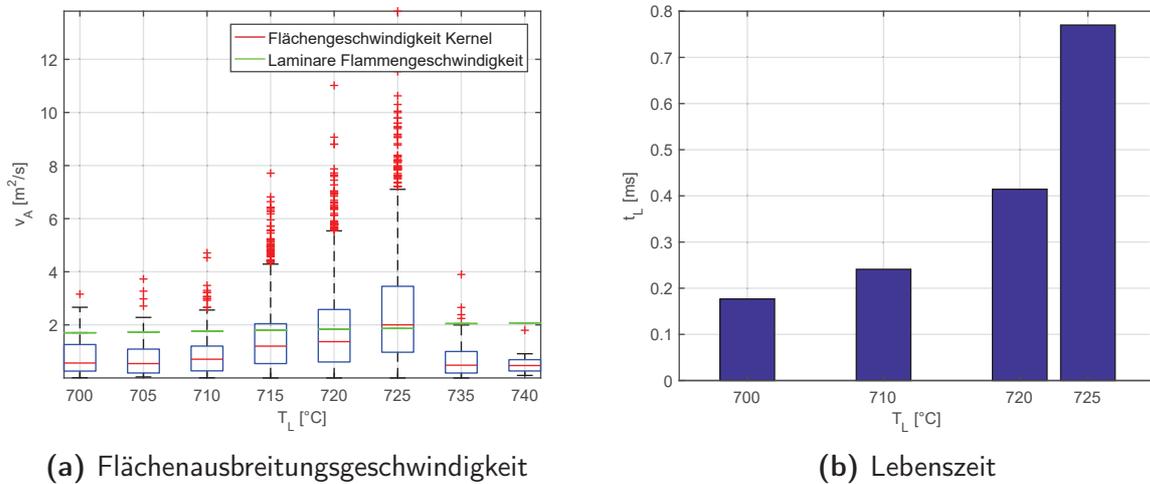


Abb. 4.22: Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kerne und der Lebenszeit eines Kerns bei einer Veränderung der Vorwärmtemperatur - $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$; VGP-Injektor mit Innenrohr.

PLIF Bildern und deren zeitlichen Abstand zueinander ermittelt. Der rote Strich bildet die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit ab, die blaue Box zeigt den Bereich zwischen der 1. Quartile und der 3. Quartile, die schwarzen Whisker stellen den Bereich außerhalb der 1. Quartile bzw. der 3. Quartile dar und haben eine maximale Länge der 1,5-fachen Länge der Box. Alle roten Kreuze bilden Ausreißer außerhalb der Whisker ab. In Grün eingezeichnet ist die laminare Flammengeschwindigkeit. Diese wurde umgerechnet in eine Flächenausbreitungsgeschwindigkeit, jeweils bestimmt für die eingestellte Luftzahl unter Berücksichtigung der jeweiligen Vorwärmtemperatur und einer kreisförmigen Ausbreitung der Flamme (vgl. Abschnitt 2.1.3). Die Abbildungen 4.20a bis 4.20f zeigen, dass die Annahme der kreisförmigen Ausbreitung im Bereich der Kernausbreitung die Realität genau abbildet. Die Flächenausbreitungsgeschwindigkeit der Kerne spiegelt die lokale Luftzahl, bei der es zur Zündung der Kerne gekommen ist, wider. Diagramm 4.22b zeigt die durchschnittliche Lebensdauer der Selbstzündkerne. Da die Definition der Lebensdauer nur im Bereich der zufälligen Zündereignisse Sinn ergibt, ist die Lebensdauer oberhalb $T_L = 725 \text{ °C}$ nicht dargestellt.

Es zeigt sich, dass die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kerne bei kalten Temperaturen weit hinter der laminaren Flammengeschwindigkeit zurückbleibt. Dieser Effekt beruht darauf, dass die mittlere Zündung in Berei-

chen der Mischung auftritt, die magerer sind als die globale Mischung, diese mageren Bereiche haben aufgrund des geringen Brennstoffanteils eine höhere Temperatur als die umgebenden fetteren Bereiche. Die entzündeten Kerne können aufgrund der geringen Brennstoffmenge nur sehr wenig chemische Energie freisetzen, während gleichzeitig die kälteren umgebenden Bereiche die Zündzone quenchen. Dadurch kommt es zum sehr schnellen Verlöschen der Zündkerne.

Mit Ansteigen der Vorwärmtemperatur steigt auch die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit an und der Bereich, in dem die Ausbreitungsgeschwindigkeit streut, nimmt stark zu. Zusätzlich steigt die Lebensdauer der Kerne langsam an. Dies zeigt, dass die Energie, die durch die Zündung der Kerne freigesetzt wird, zunimmt und der Luftzahlbereich, in dem es zur Zündung kommt, mit der Lufttemperatur weiter ansteigt. Bei einer Vorwärmtemperatur von 725°C erreicht die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit die lamina-re Flammengeschwindigkeit. Die maximal erreichte Ausbreitungsgeschwindigkeit von $13,8\text{m/s}$ entspricht einer lokalen Luftzahl von $2,8$. Die Lebensdauer der Kerne hat sich annähernd verdoppelt. Bei einer Erhöhung der Vorwärmtemperatur fällt die Ausbreitungsgeschwindigkeit drastisch ab. Dies erklärt sich aus der Bildung der stabilen Flamme, deren Flächenveränderung sich lediglich aus der Bildung der Selbstzündkerne und dem Flackern am Ende der Flamme erklärt. Durch den stabilen Teil der Flamme und deren Größe kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme nicht mehr zuverlässig bestimmt werden. Dadurch bildet der Übergang von 725°C auf 735°C auch gleichzeitig den Übergang von zufälligen Zündereignissen zur stabilen selbstgezündeten Flamme. Der Ort, an dem dieser Übergang stattfindet, ist von zahlreichen Faktoren abhängig. In den folgenden Abschnitten werden die Einflüsse dieser Faktoren gezeigt.

4.2.2 Regime der Selbstzündung

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, werden mit Erhöhen der Temperatur vier verschiedene Regime durchschritten. Diese Regime werden in diesem Abschnitt anhand von Experimenten am Injektor nachgewiesen.

Bei den Experimenten hat sich gezeigt, dass eine Ermittlung des Zündregimes über die Zündstabilität IS , möglich ist. Diese wird über einen einfachen

Vergleich von OH*- Chemilumineszenzaufnahmen ermittelt. Dabei wird die OH*- Chemilumineszenz einer Selbstzündung mit einer Geschwindigkeit von 20.000 Bildern pro Sekunde aufgenommen und anschließend wird der Prozentsatz der belichteten Bilder berechnet.

In Abbildung 4.23 ist das Verhalten der Zündstabilität IS bei Änderung der Vorwärmtemperatur und für verschiedene Abhebehöhen bei jeweils unterschiedlichen Luftzahlen für den VGP- Injektor gezeigt. Anhand dieser beiden Diagramme können alle auftretenden Zustände im Bereich der Selbstzündung gezeigt werden. In Abbildung 4.23a ist das Verhalten der Zündstabilität

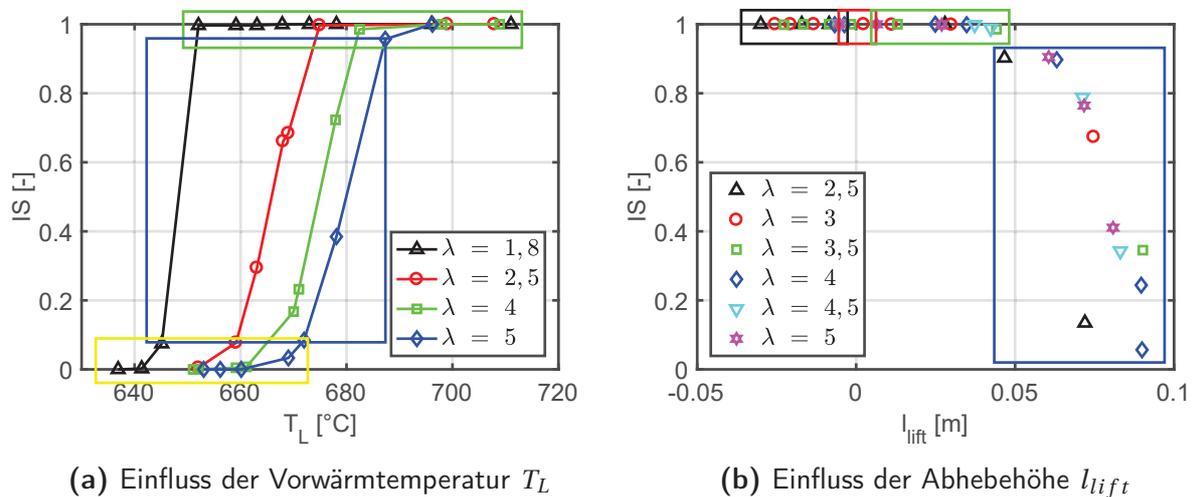


Abb. 4.23: Einfluss der Vorwärmtemperatur und der Abhebehöhe auf die Zündstabilität unter Berücksichtigung der Luftzahl - 12g/s; VGP-Injektor.

bei der Erhöhung der Lufttemperatur für verschiedene Luftzahlen zu sehen. Es sind zwei verschiedene Effekte zu erkennen: Je höher die Luftzahl ist, desto höher ist die Lufttemperatur, die benötigt wird, um eine Selbstzündung auszulösen. Dies lässt sich auf die nötige Mindestzündenergie zurückführen. Im Abschnitt 2.2 wurde dargestellt, dass die Mindestzündenergie exponentiell mit der Luftzahl ansteigt, der Unterschied beträgt ca. 20K bei einem Luftzahlunterschied von 1,8 bis 5. Bei Überschreiten der Mindestzündenergie durch eine Erhöhung der Lufttemperatur kommt es bei allen Luftzahlen zu einer Zündung. Diese Zündungen sind sehr instabil. Es kommt in allen Fällen zu einer Zündstabilität von $IS < 0,1$. Bei einem weiteren Anstieg der Lufttemperatur ist das Zündverhalten stark von der Luftzahl abhängig, die fetteren Ge-

mische bilden sofort eine stabile Zündzone aus und damit liegt der Übergang von keiner Zündung zur stabilen Flamme bei ca. 10 K. Bei einer Abmagerung des Gemisches erhöht sich diese Übergangstemperatur auf bis zu 40 K im Fall von $\lambda = 5$. Im Bereich dieses Übergangs erhöht sich die Stabilität der Zündung stetig mit dem Anstieg der Temperatur. Oberhalb des Übergangs kommt es zu einer stabilen, dauerhaften Zündung des Gemisches.

In Abbildung 4.23b wird die Abhebehöhe der Flamme mit der Zündstabilität verglichen. Je höher die Abhebehöhe ist, desto geringer ist die Stabilität der Zündung. Diese Aussage gilt nur für Abhebehöhen größer 0,05 m, für den Bereich darunter kommt es zu einer stabilen Flamme. Die Luftzahl hat auf die Zündstabilität im Vergleich zur Abhebehöhe nahezu keinen Einfluss. Im Bereich der instabilen Zündung zeigt die fetteste untersuchte Mischung eine geringere Abhebehöhe als magere Mischungen. Insgesamt lässt sich festhalten, dass die Zündung für diese Konfiguration innerhalb der ersten 0,1 m stattfindet. Ebenso zeigen sich stabile Zündungen im Injektor, ohne dass es zu einer Propagation der Zündung stromauf kommt, dabei ist ein Mindestabstand der Zündung von ca. 0,02 m zum Brennstoffeinlass notwendig. Bei Unterschreiten dieses Abstandes kommt es zum Rückschlag der Flamme zum Brennstoffeinlass. Dieser Mindestabstand ist abhängig von der Luftzahl und steigt mit der Luftzahl an. Für die magerste Mischung beträgt der Mindestabstand bereits 0,045 m und liegt damit bereits kurz vor dem Injektormund.

Zusätzlich zu den genannten Informationen wurden die Bereiche der verschiedenen Selbstzündungsregimes in die Abbildungen eingezeichnet. Diese sind:

- **Keine Zündung** - Die Temperatur der Mischung ist zu gering, um eine Zündung auszulösen.
- **Zufällige Zündereignisse** - Die Temperatur der Mischung erreicht ein Niveau, welches kleine, zufällige Selbstzündkernel auslöst.
- **Stabile Zündung** - Die Temperatur der Mischung löst eine stabile Zündung mit einer dauerhaften, stabilisierten Flamme aus.
- **Aufsitzende Flamme** - Die Zündung stabilisiert sich am Injektormund. Dieser wirkt dabei als Flammenhalter.

- **Eingeschlossene Flamme** - Die Flamme stabilisiert sich im Injektor. Die Position der Flamme ist dabei stabil.
- **Flammenrückschlag** (nicht eingezeichnet) - Die Zündung der Mischung propagiert rasch stromauf und stabilisiert sich am Brennstoffeinlass.

Nicht alle Regimes treten bei allen Luftzahlen auf. Die aufsitzende Flamme am Injektormund tritt nur bei den fetteren Mischungen auf, wie sich bereits in den mittleren Flammenbildern in Abbildung 4.19 gezeigt hat. Grundsätzlich sind für einen zerstörungsfreien Betrieb der Injektoren die Regime der aufsitzenden Flamme, der eingeschlossenen Flamme und des Flammenrückschlags zu vermeiden. Diese Regime bewirken einen hohen Wärmeeintrag in die Struktur des Injektors, was zu seinem Versagen führt.

4.2.3 Einfluss der Hauptströmung und der Brennstoffart auf die Selbstzündung

Die Selbstzündung wird von verschiedenen Parametern beeinflusst. In der Hauptströmung sind dies die Temperatur und die Strömungsgeschwindigkeit. Letztere wird vom jeweiligen Massenstrom und der Temperatur der Strömung bestimmt. Ein weiterer wichtiger Faktor, der Auswirkungen auf die Selbstzündung hat, ist die Zusammensetzung des Kraftstoffs. Zur Verdeutlichung des Brennstoffeinflusses wird ein Teil des Wasserstoffs durch Erdgas substituiert. In Abbildung 4.24 wird die mittlere Abhebehöhe der Zündkerne bei unterschiedlichen Lufttemperaturen und unterschiedlichen Gemischströmungsgeschwindigkeiten dargestellt. Die verwendeten Injektoren beruhen alle auf dem Prinzip des VGP- Injektors, haben aber unterschiedliche Ausführungen im Bereich der Mischstrecke. Bei Inj A besteht die Wand der Mischstrecke aus Quarzglas, bei Inj B bestehen die letzten 4 cm aus Quarzglas und bei Inj C besteht die Mischstrecke komplett aus Metall. Bei Inj C bedeutet eine Abhebehöhe von 0 m möglicherweise bereits eine Zündung im Injektor, diese kann aber aufgrund der metallischen Wand nicht erfasst werden. Es kann aber ein Rückschlag an die Eindüsenstelle ausgeschlossen werden, da dieser stets mit einer Änderung der Charakteristik des Flammenlärms einhergeht, welche bei keinem dieser Versuche aufgetreten ist. Eine Abhebehöhe von 0,15 m be-

deutet keine Zündung. Jeder der über 300 Punkte entspricht einem Versuch mit unterschiedlichen Randbedingungen wie \dot{m}_L , T_L und λ .

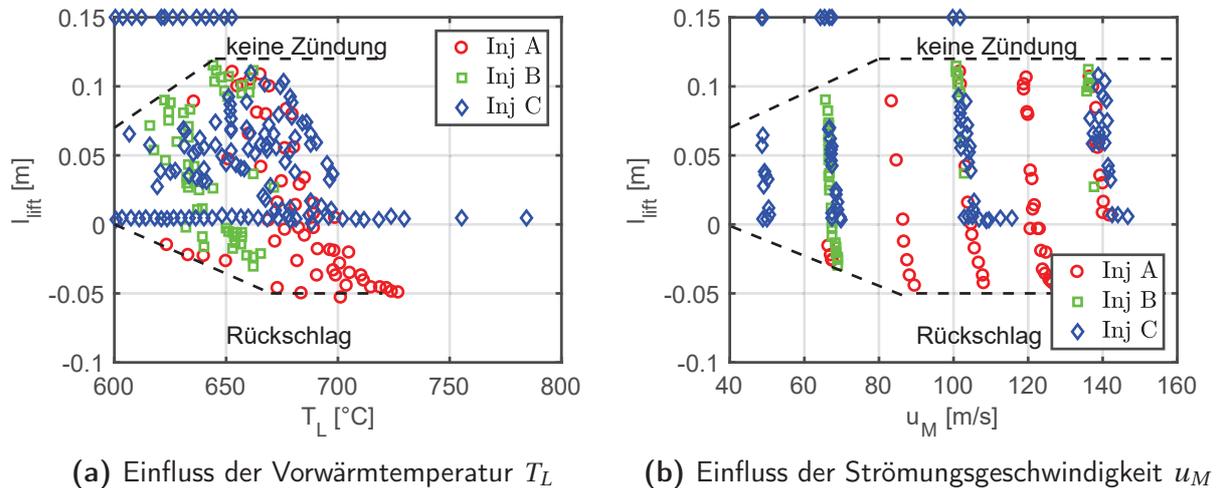


Abb. 4.24: Einfluss der Strömung und die Abhebehöhe für den VGP-Injektor in metallischer und optischzugänglicher Ausführung - VGP-Injektor.

In Abbildung 4.24a ist die Abhängigkeit der Abhebehöhe von der Vorwärmtemperatur T_L dargestellt. Es zeigt sich ein Betriebsfenster, innerhalb dessen es zu einem stabilen selbstgezündeten Betrieb kommt. Dieses Betriebsfenster wird auf der einen Seite durch eine zu kalte Hauptströmung begrenzt. Die Lagen der Rückschlagsgrenze und der Grenze bei der es zu keiner Zündung kommt, lassen vermuten, dass es auch noch bei Temperaturen unterhalb von $T_L < 600$ °C zur Zündung kommen kann. Dies benötigt jedoch längere Aufenthaltszeiten für den Brennstoff, welche am Prüfstand nicht erreichbar sind. Der Bereich, in dem es zu keiner Zündung kommt, tritt über den kompletten, untersuchten Temperaturbereich auf. Dabei stellt sich oberhalb einer Temperatur $T_L > 640$ °C eine maximale Abhebehöhe ein. Diese liegt bei ca. $l_{lift} = 0,12$ m und deckt sich damit mit der Länge des Kernbereichs des turbulenten Freistrahls. In Bereichen außerhalb des Kernbereichs kommt es zur Einmischung der angesaugten umgebenden Luft und damit zur Abkühlung des Gemisches und zum Quenchen eventueller Reaktionen. Für Temperaturen $T_L < 640$ °C erreicht die Abhebehöhe die Grenze des Kernbereichs nicht mehr, es kommt bereits vorher zum Verlöschen der Flamme. Dieser Effekt wird durch die Auftragung über der Geschwindigkeit in Abbildung 4.24b deutlich. Bei einer Zün-

dung des Gemisches nahe der Brennstoffeindüsung kommt es zum Rückschlag der Flamme an die Eindüsestelle. Die Abhebehöhe der Zündung an der Rückschlagsgrenze ist dabei bis zu einer Vorwärmtemperatur $T_L < 670^\circ\text{C}$ abhängig von dieser, oberhalb dieser Temperatur ist diese Grenze stabil bei einer Abhebehöhe von $l_{lift} = -0,05\text{ m}$. Dieser Abstand entspricht dabei dem Bereich der Rückströmzone nach der Eindüsung des Brennstoffes. Der Anstieg des Rückschlagbereichs unterhalb $T_L = 670^\circ\text{C}$ lässt sich durch die langsamere Strömungsgeschwindigkeit und durch eine mögliche Ansammlung des Wasserstoffs an der Oberseite des Injektors bei fetten Luftzahlen erklären.

In Abbildung 4.24b ist die Abhängigkeit der Abhebehöhe von einer berechneten Gemischströmungsgeschwindigkeit u_M dargestellt. Die Daten fallen in sechs verschiedene Geschwindigkeitsbereiche, die jeweils einen gekrümmten Verlauf aufweisen. Diese stellen die untersuchten Luftmassenströme dar. Die Krümmung entsteht durch die Temperaturerhöhung der Luft, die zur Verkürzung der Selbstzündverzugszeit benötigt wird. Die verwendeten Injektoren liefern ähnliche Abhebehöhen, weshalb für den abgehobenen Fall davon ausgegangen werden kann, dass die unterschiedlichen Materialien und der Materialienübergang keinen signifikanten Einfluss auf die Abhebehöhe und damit auch auf die Selbstzündung haben. Die Rückschlagsgrenze im Injektor zeigt im untersuchten Geschwindigkeitsbereich einen Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit. Unterhalb von ca. 90 m/s ist die minimale, stabile Abhebehöhe abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit. Oberhalb dieser Geschwindigkeit ist die minimale, stabile Abhebehöhe unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit. Dies lässt sich wie bereits bei der Lufttemperatur auf die leeseitige Rezirkulationszone nach der Brennstoffeindüsung zurückführen. Für Geschwindigkeiten unterhalb von 90 m/s ist die Strömungsgeschwindigkeit im Injektor zu gering, um ein Propagieren der Zündung stromauf zu verhindern. Hinzu kommt, dass die in Abschnitt 4.1.3 erläuterten höheren Schwankungen der Gemischbildung bei niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten das Propagieren stromauf unterstützen. Der Verlauf der Grenze zu keiner Zündung verhält sich sehr ähnlich wie in Abbildung 4.24a. Unterhalb einer Geschwindigkeit von ca. 80 m/s steigt die maximale Abhebehöhe kontinuierlich mit der Strömungsgeschwindigkeit an, oberhalb dieser Geschwindigkeit ist die maximale Abhebehöhe unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit. In die-

sem Bereich wird die Strömung durch die Einmischung der angesaugten umgebenden Luft abgekühlt und damit der Zündprozess gequencht, unterhalb dieser Geschwindigkeit wird die maximale Abhebehöhe durch die hohe Zündverzugszeit limitiert. Aufgrund der langsamen Strömung müsste das Gemisch weiter abgekühlt werden, um eine höhere Abhebehöhe zu erreichen. Dabei wird aber das Temperaturniveau unterschritten, das zur Selbstzündung nötig ist. Deshalb ist in diesem Geschwindigkeitsbereich die Abhebehöhe abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit.

Während in Abbildung 4.24 alle durchgeführten Versuche berücksichtigt werden, wird in Abbildung 4.25a alleine der Einfluss des Luftmassenstroms auf die Abhebehöhe bei einer identischen Luftzahl von $\lambda = 4$ gezeigt.

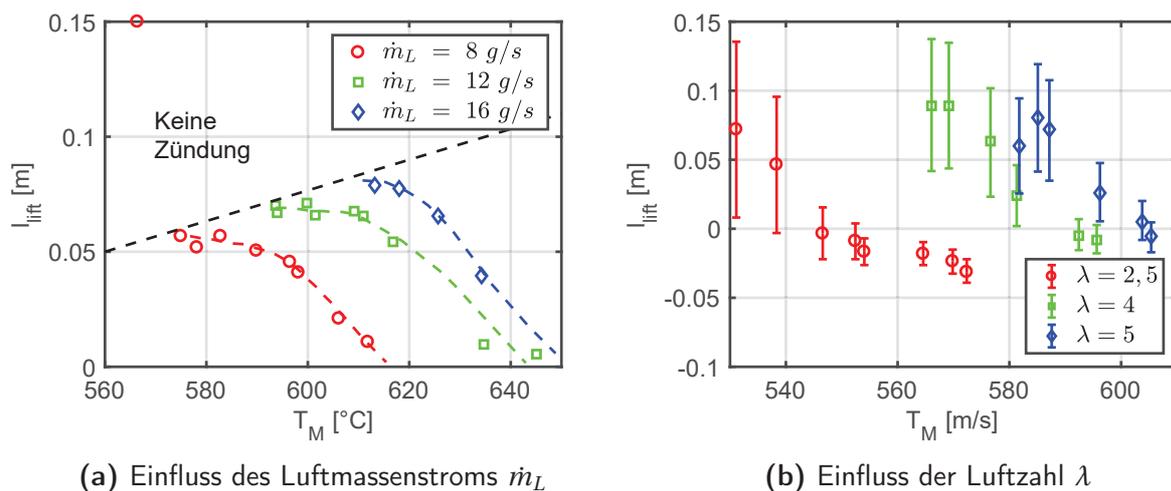


Abb. 4.25: Einfluss des Hauptluftmassenstroms und der Luftzahl auf die Abhebehöhe - VGP-Injektor.

Die Ergebnisse bestätigen zum einen die Aussage, dass eine Erhöhung der Geschwindigkeit im Injektor eine Erhöhung der maximalen Abhebehöhe zur Folge hat. Da in den Versuchen eine maximale Abhebehöhe von 0,08 m erreicht wird, ist die Beschränkung dieser auf ca. 0,12 m (siehe Abbildung 4.24) nicht aus den Ergebnissen ersichtlich. In Abbildung 4.25a wird die Veränderung der maximalen Abhebehöhe bei der Erhöhung des Luftmassenstroms gezeigt. Diese nimmt einen linearen Verlauf an. Zusätzlich zeigt sich, dass der Betriebsbereich, innerhalb dessen es zu einer abgehobenen Zündung kommt, mit steigendem Luftmassenstrom kleiner wird. Während bei $\dot{m}_L = 8 \text{ g/s}$ der Zünd-

bereich einen Temperaturunterschied von 45 K aufweist, ist der Temperaturunterschied bei $\dot{m}_L = 16 \text{ g/s}$ nur noch 35 K. Dies ist auf eine geringere Zündverzugszeit im höheren Temperaturbereich zurückzuführen. Die geringen Geschwindigkeiten geben der Strömung mehr Zeit, die Zündung einzuleiten, bevor Reaktionen durch Turbulenz, Wandkontakt, Brennstoffeinmischung und Einmischung von kühleren Abgasen in der Brennkammer gequenchet werden. Deshalb steigt die Gemischtemperatur, bei der es zur Zündung kommt, mit der Aufenthaltszeit bzw. mit der Geschwindigkeit im Injektor an. Da aber die Zündverzugszeit mit dem Ansteigen der Temperatur in diesem Temperaturbereich sehr stark abfällt, verkleinert sich der Betriebsbereich mit dem Anstieg des Luftmassenstroms.

In Abbildung 4.25b wird der Einfluss der Luftzahl auf das Selbstzündverhalten gezeigt. Die Theorie lässt den Schluss zu, dass die Zündung, aufgrund der starken Veränderung der Mindestzündenergie bei der Änderung der Luftzahl, sich mit dem Abmagern verlangsamt und dadurch die maximale Abhebehöhe höher bzw. die Zündtemperatur erhöht wird. Die Verschiebung der Zündtemperatur wird klar ersichtlich, während die maximale Abhebehöhe unabhängig von der Luftzahl ist. Diese Effekte sind bereits in den beiden Diagrammen in Abbildung 4.23 ersichtlich, werden aber an dieser Stelle deutlicher. Würde man die Abhebehöhe nun über der Lufttemperatur und nicht über der berechneten Mischungstemperatur auftragen, würde sich das Bild verändern: Die Verläufe würden im Bereich unterhalb $l_{lift} = 0,05 \text{ m}$ übereinander liegen und nur bei den stark abgehobenen Zündungen würde man die Separation nach der Luftzahl erkennen. Daher ist die Zündung annähernd unabhängig von der Luftzahl und wird in diesem Bereich durch die Lufttemperatur der Hauptströmung und ihrer Geschwindigkeit bestimmt.

Zusätzlich zum Verlauf der Abhebehöhen ist die Standardabweichung dargestellt. Alle Luftzahlen zeigen ein ähnliches Verhalten. Die Schwankungen zeigen deutlich eine Abhängigkeit von der Abhebehöhe. Die Schwankungen im Bereich $l_{lift} > 0,05 \text{ m}$, in dem es nach Abbildung 4.23 hauptsächlich zu zufälligen Zündereignissen kommt, fallen am höchsten aus und sind abhängig von der Luftzahl. Je höher diese ist, desto geringer ist die Schwankung der Abhebehöhe. Im Bereich der stabilen Flammen, also zwischen $l_{lift} < 0,05 \text{ m}$ und $l_{lift} > 0 \text{ m}$, nimmt die Schwankung stark ab und ist unabhängig von der Luft-

zahl. Im Bereich der eingeschlossenen Flammen, also für $l_{lift} < 0$ m, reduzieren sich die Schwankungen der Abhebehöhe auf einen Wert von $\pm 0,007$ m, die Schwankungen der Abhebehöhe resultieren aus den Änderungen von Temperatur und Massenstrom. Aufgrund des exponentiellen Verlaufs der Zündverzugszeit führen bereits geringe Änderungen dieser Parameter zu großen Verschiebungen des Zündungsorts und damit der Abhebehöhe. Dies muss bei der Auslegung des Injektors beachtet werden.

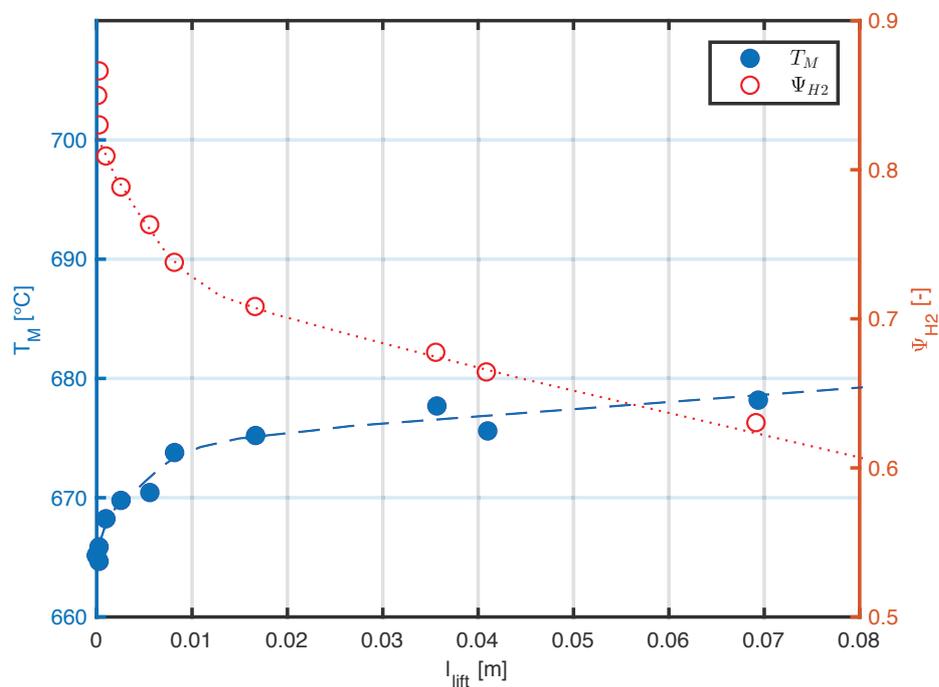


Abb. 4.26: Einfluss der Brennstoffzusammensetzung auf die Selbstzündung - $\lambda = 2,7$; $T_L = 740^\circ\text{C}$; $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$; VGP- Injektor.

In Abbildung 4.26 ist der Verlauf der Abhebehöhe bei einer Teilsubstitution des Wasserstoffs durch Erdgas dargestellt. Bei der Substitution des Wasserstoffs durch Erdgas gibt es zwei Ansätze: Beim ersten Ansatz wird die thermische Leistung konstant gehalten. Wie in Abschnitt 2.1.1 gezeigt, weisen Erdgas und Wasserstoff bei einer identischen Luftzahl eine unterschiedliche adiabate Flammentemperatur, und damit auch thermische Leistung, auf. Deshalb muss bei einer identischen thermischen Leistung die Luftzahl der Erdgasverbrennung verringert werden. Der zweite Ansatz ist die Beibehaltung der Luftzahl, dadurch wird die thermische Leistung reduziert. Da der erste Ansatz für

den Betrieb von Gasturbinenbrennkammern relevanter ist, wird dieser auch bei der Untersuchung des Selbstzündverhaltens verfolgt. Die Substitution hat zur Folge, dass sich die Wärmekapazität des Brennstoffes verringert und sich daher mit dem Anstieg des Erdgasgehalts auch die Gemischtemperatur T_M erhöht.

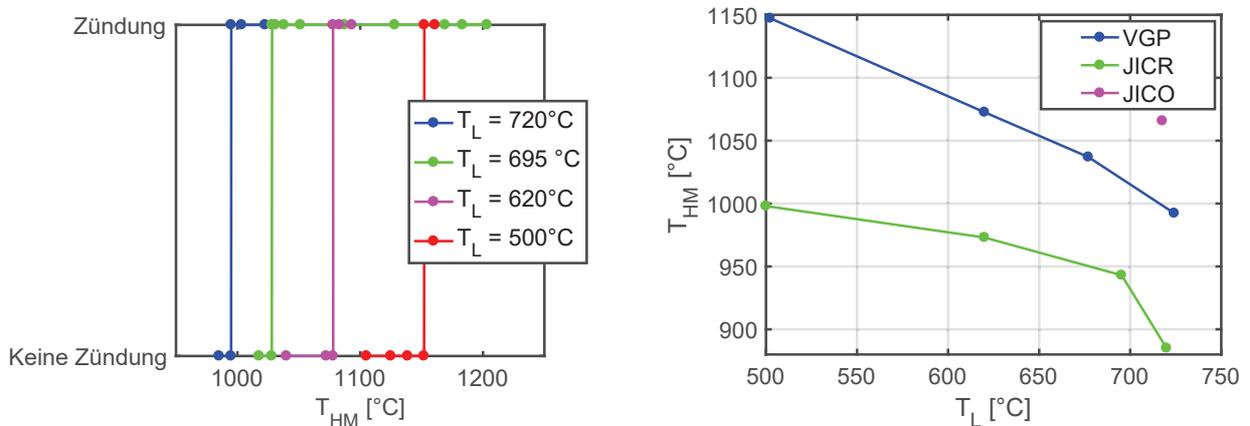
Die rote Kurve bildet die Veränderung der Abhebehöhe bei einer Änderung der Zusammensetzung des Brennstoffs ab. Die blaue Kurve zeigt die Veränderung der Gemischtemperatur bei der Änderung der Zusammensetzung des Brennstoffes. Bei einem volumetrischen Wasserstoffanteil von ca. 87 % kommt es zu einer aufsitzenden Flamme am Injektormund. Ein höherer Wasserstoffgehalt führt zu einem Rückschlag der Zündung in den Injektor bei diesen Bedingungen. Bei einer Verringerung des Wasserstoffanteils in der Mischung auf 78 % kommt es zum Abheben der Flamme. Je weiter nun der Wasserstoffanteil im Brennstoff reduziert wird, desto größer wird die Abhebehöhe der Flamme. Unterhalb einer Grenze von $\Psi = 60\%$ kommt es zum Verlöschen der Zündung. Würde die Gemischtemperatur während des Versuches konstant bleiben, würde es bereits etwas oberhalb der Grenze zum Verlöschen kommen. Wie in Tabelle 2.1 gezeigt, ist die Selbstzündtemperatur von Erdgas um etwa 100K niedriger als bei Wasserstoff. Daher sollte man eigentlich erwarten, dass sich die Selbstzündung nur geringfügig ändert. Dass dies nicht der Fall ist, liegt an der bis zu 100-fachen höheren Zündverzugszeit des Erdgases. Dadurch hat das Gemisch mehr Zeit, Energie in die Umgebung abzugeben, und es kann keine Zündung bis zum Ende der Kernzone mehr eingeleitet werden. Wie sich auch zeigt, reichen bereits kleine Mengen an Erdgas, um das Selbstzünden in der Mischzone signifikant zu beeinflussen.

4.2.4 Wandtemperatureinfluss auf die Selbstzündung

Die Wandtemperatur des Injektors ist von zahlreichen Faktoren abhängig, diese sind unter anderem der Luftmassenstrom, die Brennstoffmenge, der Injektortyp und die Abwärme der Brennkammer. Letztere kann, wie in Abschnitt 3.2.2.1 beschrieben, durch eine Heizmanschette simuliert werden. Durch diese lassen sich Wandtemperaturen von bis zu 1100 °C realisieren. In diesem Abschnitt wird dieser Einfluss für die verschiedenen Injektoren gezeigt.

In Abbildung 4.27a ist der Umschlagpunkt, bei dem es zur Zündung kommt,

in Abhängigkeit der Heizmanschettentemperatur für verschiedene Lufttemperaturen dargestellt. Die Wandtemperatur, bei der es zur Zündung kommt, ist stark abhängig von der Lufttemperatur. Bei einem Anstieg der Lufttemperatur von 500°C auf 720°C also um 220K verschiebt sich die Zündtemperatur um 160K von 1150°C auf 990°C . Daraus lässt sich ableiten, dass die Lufttemperatur den stärkeren Einfluss auf die Zündung hat, aber auch, dass die Wandtemperatur bei der Auslegung mitberücksichtigt werden muss.



(a) Einfluss der Wandtemperatur auf die Zündung im VGP- Injektor

(b) Einfluss der Wandtemperatur bei verschiedenen Injektoren

Abb. 4.27: Einfluss der Wandtemperatur auf die Zündung.

In Abbildung 4.27b sind die Zündpunkte für die verschiedenen Injektoren aufgetragen. Die Ergebnisse decken eine Lufttemperatur von 500°C bis 720°C ab. Die verschiedenen Injektoren zeigen stark unterschiedliche Abhängigkeiten der Zündgrenze von der Wandtemperatur, wobei der Cross-Flow Injektor die größte Abhängigkeit von dieser aufweist. Bei einer Lufttemperatur von 500°C kommt es zur Zündung bei einer Wandtemperatur von ca. 1000°C . Der VGP- Injektor zündet bei dieser Wandtemperatur erst bei einer Lufttemperatur von 720°C . Der Co-Flow Injektor zündet bei einer Wandtemperatur von 1000°C im gesamten untersuchten Lufttemperaturfenster nicht, sondern erst ab $T_{HM} > 1070^{\circ}\text{C}$ bei einer Lufttemperatur von 720°C . Bei einer geringeren Lufttemperatur kann der Co-Flow Injektor mit der Heizmanschette überhaupt nicht gezündet werden.

Die Ergebnisse zeigen, dass sich die Wandtemperatur bei variierenden Injektordesigns unterschiedlich stark am Zündprozess beteiligt. Es wird deut-

lich, dass die Strömungsführung im Injektor ausschlaggebend dafür ist, wie stark die Wandtemperatur am Zündprozess beteiligt ist. Beim Co-Flow Injektor hat der Brennstoff nahezu keinen Wandkontakt, d.h. die Wärme, die von der Brennkammerwand kommt, muss entweder durch die Luft geleitet oder via Strahlung übertragen werden. Für die Strahlungsübertragung muss die Injektorwand sehr heiß sein, um auf diesem Weg innerhalb der kurzen Länge die benötigte Menge Energie in den Strahl einzubringen, für die Wärmeleitung muss die Wandtemperatur ebenfalls sehr hoch sein, um innerhalb der kurzen Zeit die Wärme über diese Strecke zu übertragen. Beim VGP- Injektor ist dies anders, dort berührt der Brennstoff über die komplette Mischlänge die Injektorwand und kann die Wärme direkt aufnehmen. Durch die schnelle Einmischung der Luft wird das Frischgas aber auch sehr stark abgekühlt, deshalb muss das Frischgas sehr viel Energie aus der Wand aufnehmen, damit innerhalb des Injektors eine Zündung einsetzen kann. Beim Cross-Flow Injektor liegt der Brennstoff ebenfalls über die komplette Mischstrecke an der Injektorwand an. Da bei diesem die Luft sich nur sehr langsam einmischt wird das Gemisch, das sich am Übergang zwischen Luft und Brennstoff bildet, nur sehr wenig abgekühlt. Dadurch muss zur Zündung vergleichsweise wenig Energie aus der Injektorwand in die Frischgasschicht geleitet werden.

4.2.5 Sekundärlufteinfluss auf die Selbstzündung

Die Betriebsbedingungen einer Gasturbine lassen es üblicherweise nicht zu, dass während des Betriebes Einfluss auf den Zustand der Luft vor der Brennkammer genommen werden kann. Da aber eine rekuperierte Gasturbine zur Nutzung vorgesehen ist, ist es möglich, einen Teil der verdichteten Luft am Rekuperator vorbeizuleiten. Diese kann nun am Injektor für verschiedene Zwecke verwendet werden. Eine Verringerung der Luftmenge im Rekuperator hat stets eine Reduzierung des Wirkungsgrades zur Folge. Weshalb eine Nutzung der Sekundärluft stets auf ein Minimum zu reduzieren ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Konzepte untersucht: Zum einen ist dies, die vergleichsweise kalte Luft als Hüllluft um den Brennstoffjet zu führen. Dadurch soll eine Verlängerung der Zündverzugszeit erreicht werden. Dies erhöht die maximale Lufttemperatur, mit der ein Injektor sicher betrieben werden kann. Zum anderen wurde eine Kühlung der Injektorwand mittels einer Ringspaltströ-

mung untersucht. Diese Technik hat zwei positive Einflüsse auf den Betrieb: Erstens wird dadurch der Wärmeeintrag der Brennkammerabwärme in die direkte Mischzone des Injektors reduziert und zweitens dient die Sekundärluft am Injektorende als Hüllluft und verhindert den sofortigen Kontakt der Injektorströmung mit der rotierende heißen Abgasströmung.

4.2.5.1 Sekundärluft als Hüllluft für den Wasserstoffjet

In Abbildung 4.28 ist der Einfluss von Hüllluft um den Wasserstoffjet auf die Abhebehöhe und die Zündstabilität dargestellt. Für die Versuche wurden der Hauptluftmassenstrom und die Luftzahl konstant gehalten. Deshalb wird mit einer Zugabe von Sekundärluft gleichzeitig die Brennstoffmenge und dadurch auch die Leistung erhöht. Ebenso steigt die Geschwindigkeit im Injektor an, da der Massenstrom im Injektor zunimmt, dieser Effekt wird aber durch eine Verringerung der Gemischtemperatur etwas kompensiert. Zur Bestimmung des Einflusses der Sekundärluft auf das Impulsstromdichteverhältnis gibt es zwei Möglichkeiten: Zum einen kann man annehmen, dass sich die Sekundärluft mit dem Brennstoff mischt und dann erst in die Hauptströmung eintritt. Diese Annahme kann aber nur verwendet werden, wenn die Sekundärluft und der Brennstoff einen ähnlichen Impulsstrom aufweisen. Dabei den vorliegenden Strömungszuständen dies nicht der Fall ist, wird unter Berücksichtigung des Kräftegleichgewichts das Flächenverhältnis als Parameter mit in die Berechnung von J_{Sek} aufgenommen:

$$J_{Sek} = \frac{\rho_F u_F^2 A_F + \rho_{Sek} u_{Sek}^2 A_{Sek}}{\rho_L u_L^2 (A_{Sek} + A_F)} \quad (4.1)$$

Dadurch verändert sich das Impulsstromdichteverhältnis bei der Zugabe von Sekundärluft als Hüllströmung. Da die Hauptluftdichte und Geschwindigkeit konstant gehalten werden, bildet dies die reellen Strömungsbedingungen im Injektor deutlich besser ab, denn der Impuls des Brennstoffs wird deutlich stärker gewichtet und der Beitrag der Sekundärluft wird im untersuchten Massenstrombereich nicht überschätzt.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Sekundärluft einen Einfluss auf die Abhebehöhe hat. In Abbildung 4.28a wird die Abhebehöhe der Flamme über dem Injektor bei unterschiedlichen Mischungstemperaturen für unterschiedliche

4.2 Selbstzündung

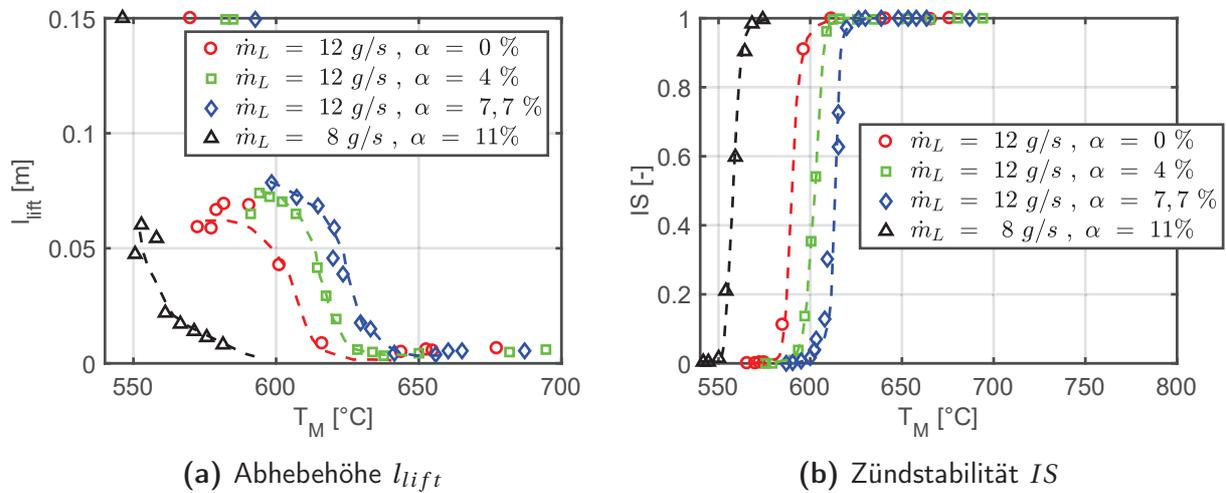


Abb. 4.28: Einfluss der Sekundärlufteindüsung auf die Selbstzündung - $\lambda = 4$; $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$ und $\dot{m}_L = 8 \text{ g/s}$; VGP- Injektor.

Sekundärluftverhältnisse untersucht. Bei gleichbleibender Hauptströmung erhöht sich die Abhebehöhe der Flamme bzw. es wird die Zündung des Gemisches unterdrückt: So zündet bei einer Gemischtemperatur von 580°C das Gemisch ohne Sekundärluft bei einer Abhebehöhe von 6 cm, während bei einer Beimischung von Sekundärluft das Gemisch nicht zündet. Bei einer Gemischtemperatur von 620°C sitzt die Flamme kurz vor dem Injektormund. Werden nun 4% Sekundärluft zugemischt, entfernt sich die Flamme wieder vom Injektor und stabilisiert sich bei 4 cm. Eine weitere Erhöhung der Sekundärluft auf 7,7% verdoppelt die Abhebehöhe der Flamme. Ab einer Mischungstemperatur von 640°C kommt es in allen Fällen zum Aufsetzen oder zur Zündung im Injektor. Mit dem Steigern der Sekundärluft erhöht sich gleichzeitig auch die maximale Abhebehöhe der Flamme. In Abbildung 4.28b ist die Veränderung der Zündstabilität bei verschiedenen Sekundärluftbeimischungen dargestellt. Es zeigt sich abermals, dass die Beimischung die Mischungstemperatur, bei der es zur Zündung kommt, erhöht. Ein Einfluss der Sekundärluft auf die Zündstabilität lässt sich nicht nachweisen, die Kurven weisen eine annähernd identische Steigung auf.

Zusätzlich zu den Versuchen mit 12 g/s ist in beiden Diagrammen jeweils ein Versuch mit 8 g/s und einem Sekundärluftanteil von 11% eingezeichnet. Diese Versuche sollen den Einfluss der Hauptluftströmung im Vergleich zum rei-

nen Sekundärlufteinfluss verdeutlichen. Während die maximale Abhebehöhe in etwa dem des 12 g/s Versuchs mit $\alpha = 0\%$ entspricht, liegt der Gemischtemperaturbereich, in dem der Injektor sicher betrieben werden kann, um ca. 50 K niedriger. Verglichen mit den Ergebnissen aus Abbildung 4.25 ergibt sich daraus, dass die Sekundärlufteindüsung in Form von Hüllluft vergleichsweise geringe Auswirkungen auf die Zündung hat. Eine Erweiterung des Rückschlagsbereichs zu höheren Temperaturen konnte in den Experimenten nicht nachgewiesen werden.

4.2.5.2 Ringspaltströmung als Kühlluft

Die Wände des Injektors zu kühlen, ist ein weiterer Weg, die Sekundärluft zu nutzen. Dies hat zwar keinen direkten Einfluss auf die Selbstzündung, aber einen großen Einfluss auf die Sicherheit des Injektors. Die Sekundärluft kühlt die Wand des Injektors, dadurch können sich zum einen Wasserstoffansammlungen in der Grenzschicht mit langen Aufenthaltszeiten nicht entzünden und zum anderen wird die Wärmezufuhr durch Abwärme aus der Brennkammer in den Injektor reduziert. Ein zusätzlicher Effekt ist die Abschirmung des zentralen Gemischstrahls durch die parallel strömende Sekundärluft am Austritt des Injektors. Dies verlängert die Zeit, bis die heißen rotierenden Abgase in der Brennkammer in den zentralen Strahl eindringen und diesen entzünden können.

Wie in Kapitel 3.1 aufgeführt, wird der Innendurchmesser des Injektors beim Einbau des Innenrohrs geringer, dadurch verdoppelt sich die Strömungsgeschwindigkeit des Gemisches im Injektor. In Abbildung 4.29 ist gezeigt, wie sich dieser Einbau auf die Selbstzündung auswirkt.

Wie bereits in Abschnitt 4.2.3 dargestellt, führt eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit zu einer höheren Gemischtemperatur, bei der es zur Selbstzündung kommt, dies ist beim Einbau des Innenrohrs ebenso der Fall, die Zündung setzt beim Verwenden des Innenrohrs, ca. 50 K später ein. Zusätzlich zeigt sich auch, wie erwartet, ein steilerer Verlauf der Abhebehöhe. Während der Betriebsbereich des Injektors ohne Innenrohr ca. 50 K breit ist, verringert sich dieser auf ca. 30 K bei der Verwendung des Innenrohrs. Durch das Innenrohr verschiebt sich der Betriebsbereich des Injektors zu höheren Temperaturen, der Übergang zu den eingeschlossenen Flammen bzw. zum Rückschlag

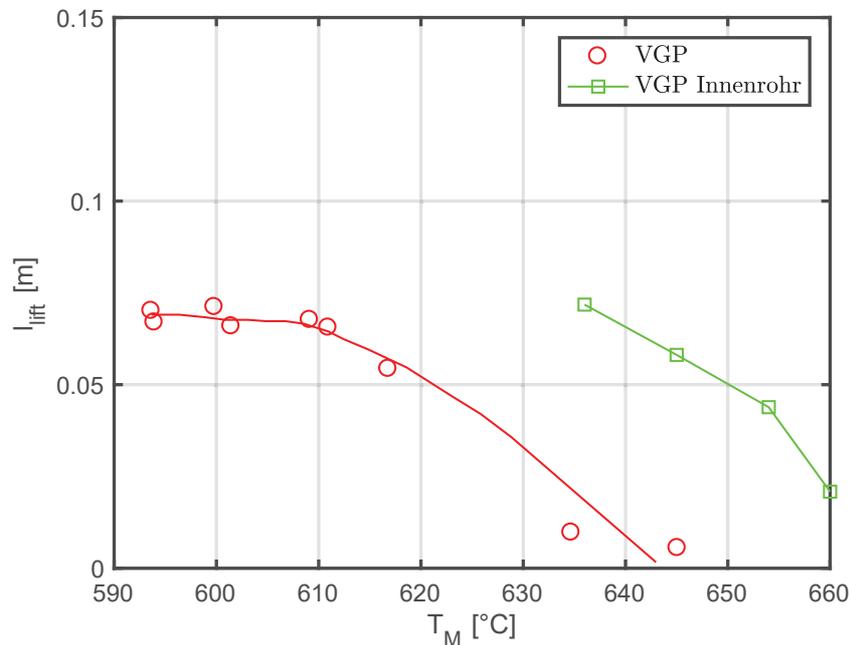


Abb. 4.29: Vergleich VGP-Injektor mit VGP-Injektor mit Innenrohr - $\lambda = 4$; $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$.

tritt jedoch abrupt auf und damit wird es auch kritischer, den Injektor im Grenzbereich sicher zu betreiben.

In Abbildung 4.30 wird gezeigt, wie sich das Innenrohr auf das Rückschlagverhalten des Injektors auswirkt, wenn die Wandtemperatur des Außenrohrs angehoben wird. Durch den Einbau des Innenrohrs ohne Spülung des Ringspaltes mit Sekundärluft erhöht sich die max. Wandtemperatur T_W des Injektors bei identischer Lufttemperatur T_L (siehe Abbildung 4.30a). Wie groß der Effekt ist, ist abhängig von der Lufttemperatur. Bei der Spülung des Ringspaltes mit Sekundärluft wird der Effekt verstärkt, wie in Abbildung 4.30b gezeigt wird. Bereits eine geringe Sekundärluftströmung erhöht die Wandtemperatur, bei der es zum Rückschlag kommt, um bis zu 350 K. Eine Verdoppelung des Sekundärluftmassenstroms erhöht die Wandtemperatur weiter, der Anstieg fällt aber deutlich niedriger aus.

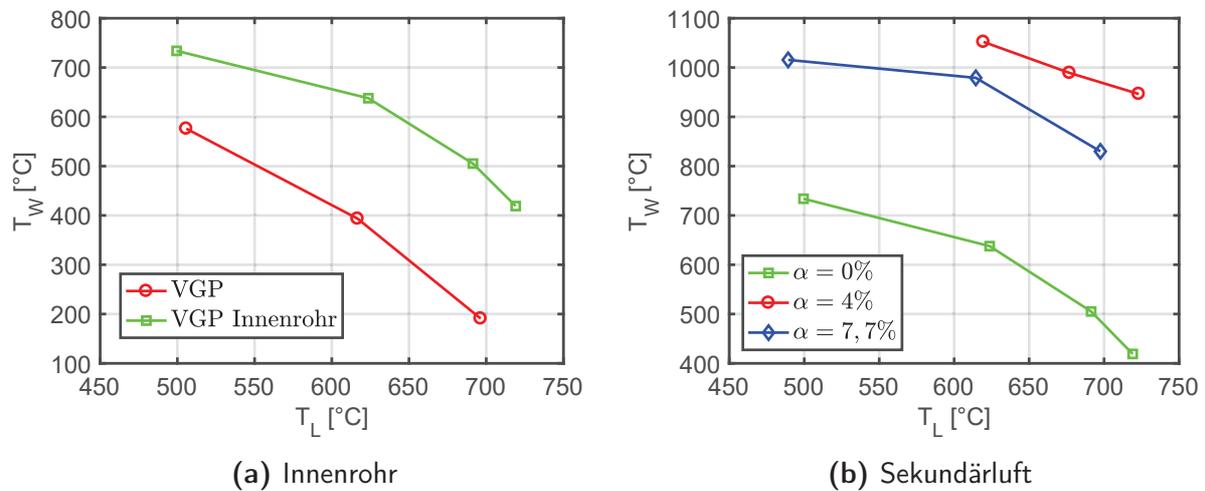


Abb. 4.30: Einfluss des Innenrohrs und der Sekundärluft auf den Rückschlagspunkt - $\lambda = 4$; $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$.

4.2.6 Einfluss des Injektordesigns auf die Selbstzündung

Allen bisher in Abschnitt 4.2 gezeigten Ergebnissen lag das VGP- Injektordesign zugrunde. In diesem Abschnitt wird nun das Selbstzündverhalten der drei verschiedenen Injektordesigns miteinander verglichen. Dabei war bei allen Injektordesigns das Innenrohr verbaut.

In Abbildung 4.31 sind die Abhebehöhe der Selbstzündkerne für den Co-Flow und den Cross-Flow Injektor gezeigt. Als zusätzlicher Parameter wurde die Luftzahl, und damit auch das Impulsstromdichteverhältnis, variiert. Die gemessene Lufttemperatur entspricht der Temperatur im Injektor kurz vor der Einmischung des Brennstoffes. Der Kühlluftanteil α liegt bei 0%.

Der JICO-Injektor zündet ab einer Lufttemperatur von $T_L = 675^\circ\text{C}$. Die Zündung ist bei dieser Temperatur jedoch sehr instabil, so zündet das Experiment mit $\lambda = 4$ nicht. Auch bei den beiden anderen Luftzahlen treten nur sehr wenige Kerne auf. Ab einer Temperatur von $T_L = 685^\circ\text{C}$ ist die Zündung stabil und weist eine nahezu identische Abhebehöhe für alle Luftzahlen auf. Bei einer weiteren Temperaturerhöhung reduziert sich die Abhebehöhe nur geringfügig weiter. Bei einer Temperatur von $T_L = 715^\circ\text{C}$ wandert die Zündung in den Injektor. Im Vergleich zum VGP-Injektor weist der JICO-Injektor einen deutlichen Unterschied im Verlauf der Abhebehöhe auf. Während beim VGP-Injektor die Abhebehöhe bis zu fünf D beträgt und mit jeder Temperaturer-

höhung schnell abnimmt, hat der JICO-Injektor eine Abhebehöhe im Bereich von ca. $1,5 D$ und hält diese über einen höheren Temperaturbereich nahezu konstant, bevor es schlagartig zur Zündung im Injektor kommt.

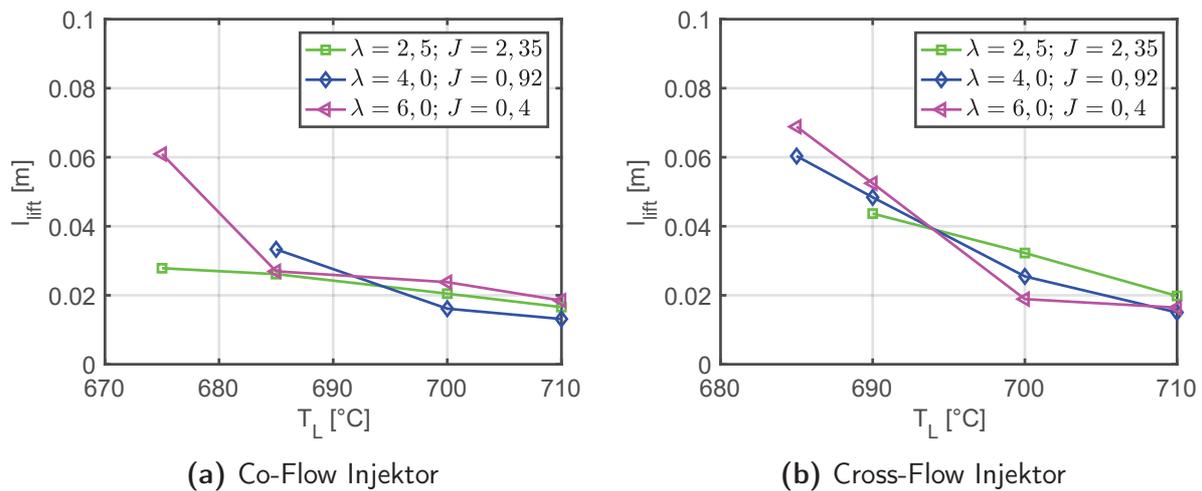


Abb. 4.31: Einfluss des Injektordesigns auf die Abhebehöhe - $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$.

Dies lässt sich auf die Art der Gemischbildung zurückführen: Während beim VGP-Injektor der Wasserstoff sehr schnell eingemischt wird und sich über den ganzen Querschnitt verteilt, ist die Einmischung beim JICO-Injektor deutlich schlechter. Dadurch liegt im Grenzbereich vom Wasserstoff zur Luft stets die heiße Luft an und diese Schicht wird nur in sehr geringem Maße durch die Wasserstoffeinmischung gekühlt. Daraus ergibt sich im Mittel eine höhere Temperatur im Gemischrandbereich und damit eine kürzere Zündverzugszeit. Hinzu kommt das Fehlen großer Wirbelstrukturen in der heißen Strömung, die den zentralen Brennstoffstrahl aufbrechen.

Der Cross-Flow Injektor in Abbildung 4.31b zeigt ein ähnlicheres Verhalten wie der VGP-Injektor. Bei einer Temperatur von $T_L = 685 \text{ °C}$ kommt es zur Zündung der mageren Gemische, für die fetteren Gemische ist die Zündtemperatur um ca. 5 K höher. Im Folgenden fällt die Abhebehöhe mit der Erhöhung der Lufttemperatur gleichmäßig ab, bis es zur Zündung im Injektor kommt. Die Abhebehöhe der Zündung ist unabhängig von der Luftzahl der untersuchten Gemische. Die Gemischbildung ist bei diesem Injektordesign die treibende Kraft für die Selbstzündung. Die Einmischung verläuft beim JICR-Injektor bei kleinen J nur sehr langsam. Es hat sich gezeigt, dass sich im unteren Injektor-

drittel der Brennstoff ansammelt und dann die Einmischung in die Hauptströmung nur durch kleine Wirbel erfolgt. Dadurch entsteht, ähnlich zum JICO-Injektor, eine schmale Zone im Übergang zwischen den beiden Strömen, in der sich ein mageres Gemisch ausbildet. Diese wird über die Lauflänge durchgehend mit heißer Luft beaufschlagt. Im Gegensatz zum JICO-Injektor, bei dem sich diese Zone über den kompletten Strahldurchmesser ausbildet, weist der JICR-Injektor diese Zone nur an der Oberseite des Strahls auf, da sich auf der Unterseite die Injektorwand befindet. Dadurch wird der Brennstoff langsamer erwärmt und die Einmischung der Luft kann nur von der Oberseite erfolgen.

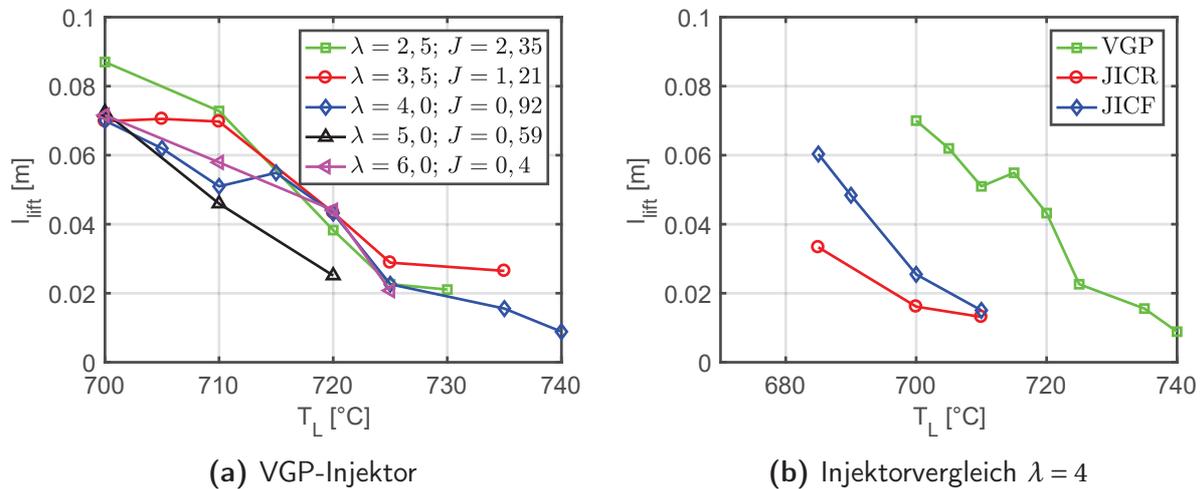


Abb. 4.32: Einfluss des Injektordesigns auf die Abhebehöhe - $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$.

In Abbildung 4.32a ist die Abhebehöhe des VGP-Injektors für verschiedene Luftzahlen gezeigt. Wie bereits in Abschnitt 4.2.3 dargestellt, hat die Luftzahl nahezu keinen Einfluss auf die Abhebehöhe der Zündung. Während im instabilen Bereich $l_{lift} > 0,05 \text{ m}$ die Abhebehöhe von der Luftzahl abhängig ist, sind die Abhebehöhen im stabilen Bereich sehr ähnlich und es ist keine Abhängigkeit von der Luftzahl feststellbar. Ebenso stellt sich die maximale Abhebehöhe bei ca. 0,08m ein. Diese maximale Abhebehöhe passt sehr gut mit dem Kernbereich des turbulenten Freistrahls von ca. $5 D$ zusammen. Ab einer Lufttemperatur von 740°C kommt es zur Zündung im Injektor.

In Abbildung 4.32b wird die Abhebehöhe der drei verschiedenen Injektoren bei identischen Randbedingungen miteinander verglichen. Es zeigt sich, dass

der JICR- und der JICO-Injektor einen identischen Temperaturbereich mit Selbstzündung aufweisen. Dies lässt sich auf identische Einmischungen im Randbereich des Brennstoffes zurückführen. Dadurch, dass der Brennstoff sich nicht über den kompletten Injektordurchmesser verteilt, ergibt sich ein Strömungsbereich, in dem die Lufttemperatur nicht durch den Brennstoff abgesenkt wird und damit die Lufttemperatur unverändert hoch bleibt. Diese heiße Strömung liegt über die komplette Strömungsdauer im Injektor an der dünnen Frischgasschicht an, was zu einem identischen Selbstzündverhalten der Injektoren führt.

Die Zündung des VGP- Injektors erfolgt dagegen bei einer um 15K höheren Temperatur als bei den beiden anderen Injektoren. Die Temperatur, bei der es zur Zündung im Injektor kommt, ist sogar um 30K höher. Hier zeigt sich, dass der Brennstoff im VGP-Injektor sehr schnell mit der Luft vermischt wird, und dass sich der Brennstoff über den gesamten Querschnitt verteilt. Dadurch steigt die Zündverzugszeit des Gemisches an und es kann nicht von einer unbeeinflussten heißen Strömung von außen entzündet werden. Dies erhöht die Sicherheit und den Betriebsbereich des Injektors.

4.3 Auswirkung der Mischung auf die Selbstzündung

Bei der Untersuchung der Selbstzündung von nicht vorgemischten Brennern in Lufttemperaturbereichen oberhalb von $T_L = 1000^\circ\text{C}$, wie sie z.B. in der zweiten Brennkammerstufe einer sequentiellen Gasturbinenbrennkammer auftreten, wurde entdeckt, dass die Zündung in der Zone auftritt, in der die Mischung die höchste Reaktivität hat. Diese Zone wird als "Most reactive mixture fraction" (MRMF) bezeichnet [65]. Es gibt einen Mischungsbruch, der die höchste Reaktivität in einer Mischung und somit auch die höchste Wahrscheinlichkeit einer Zündung aufweist. Wird das Prinzip der MRMF nun auf den vorliegenden Temperaturbereich mit den jeweiligen Injektoren übertragen, dann würde der Ort der Zündung mit der Mischungsverteilung korrelieren.

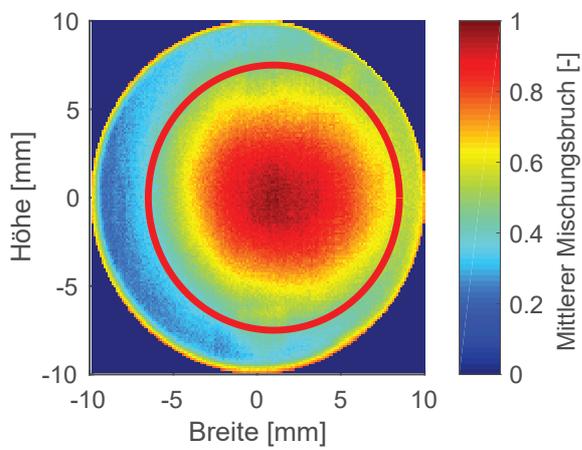
Diese Korrelation wird in diesem Abschnitt für alle drei Injektoren untersucht. Die Mischungsverteilungen der jeweiligen Injektoren wurden bereits in Abschnitt 4.1 untersucht. Diese Ergebnisse werden an dieser Stelle noch einmal

aufgegriffen. Für die Position der Zündung wurden simultane Untersuchungen der OH* Chemilumineszenz von der x,z-Ebene und der y,z-Ebene am Injektorauslass durch zwei Hochgeschwindigkeitskameras aufgezeichnet. Dadurch kann die exakte Position der Entstehung der Zündkerne ermittelt werden. Um eine Verfälschung der Ergebnisse durch ein Ausbreiten in der Strömung auszuschließen, wird bei der Auswertung immer nur die erste Position eines Kerns verwendet. Aus der Verteilung der Positionen aller Kerne lässt sich eine Wahrscheinlichkeit für den Zündort ermitteln.

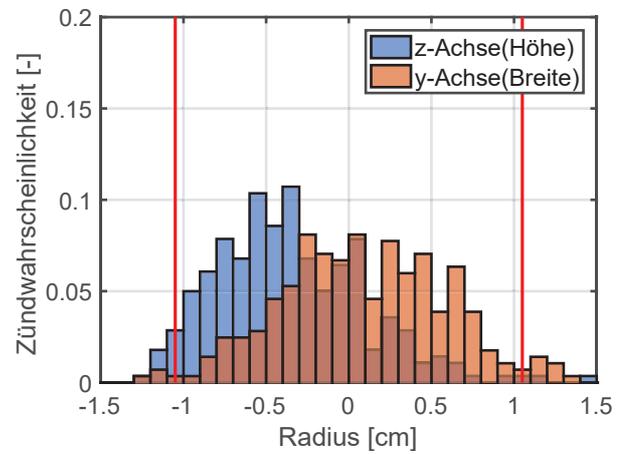
In Abbildung 4.33 ist die Mischungsverteilung und die Zündverteilung für alle drei Injektoren bei demselben Betriebspunkt gezeigt. Die Ergebnisse der Mischungsverteilung wurden bereits in Abschnitt 4.1 vorgestellt und werden an dieser Stelle für ein besseres Verständnis noch einmal aufgeführt. Die Zündverteilung ist in einem normierten Histogramm dargestellt. Die Zündorte sind jeweils auf die Koordinatenachsen z und y aufgeteilt. Die z -Achse beschreibt die Höhenverteilung der Zündorte über den Injektorauslass. Die y -Achse beschreibt die Breitenverteilung der Zündorte über den Auslass. Die Breitenintegration wurde für jeden Ort bei der Normierung herausgerechnet. Die Injektorwände sind durch zwei rote Striche eingezeichnet. Die Zündorte, die außerhalb des Injektors ermittelt wurden, sind auf hohe Abhebeorte zurückzuführen bei denen der Jet sich bereits aufgeweitet hat. In Abbildung 4.33b ist die Zündverteilung des JICO-Injektors gezeigt. Die Zündwahrscheinlichkeit ist über die Höhe sehr ungleichmäßig verteilt, in der unteren Hälfte findet ein Großteil der Zündung statt. Die Verteilung über die Breite des Injektors ist annähernd symmetrisch, wenn man die Rechtsverschiebung der Strömung mitberücksichtigt. Die MRMF Theorie würde eine gleichmäßige Verteilung zwischen -5 cm und 5 cm bei einem zentrischen Strahl erwarten lassen. Die Abweichungen in der Höhe lässt sich durch eine Abkühlung der Strömung im oberen Bereich durch die Brennstoffzuführung erklären, dadurch ist die Lufttemperatur in der oberen Injektorhälfte geringer und die Zündung findet hauptsächlich in der unteren Hälfte statt.

In Abbildung 4.33d ist die Zündverteilung des JICR-Injektors dargestellt. Es zeigt sich eine annähernd symmetrische Verteilung über die Breite des Injektors, wobei es zu einer leichten Verschiebung nach rechts kommt, diese ist auch in der Mischungsverteilung erkennbar und resultiert aus einer geringen

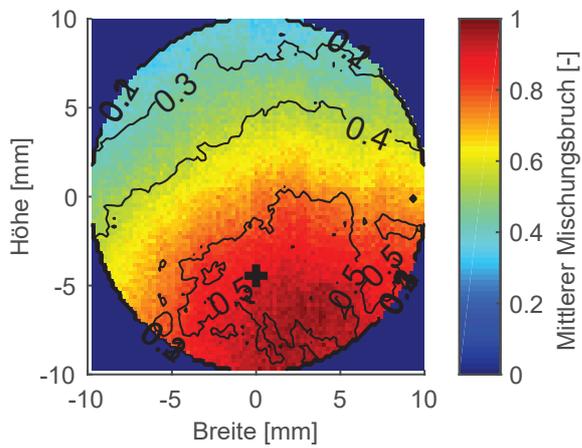
4.3 Auswirkung der Mischung auf die Selbstzündung



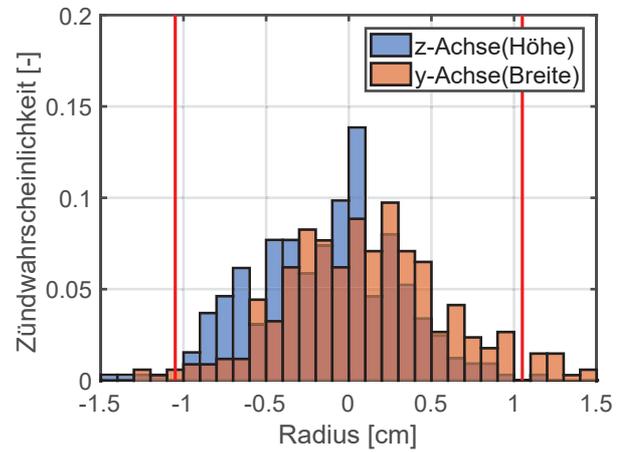
(a) JICO-Injektor Mischungsverteilung



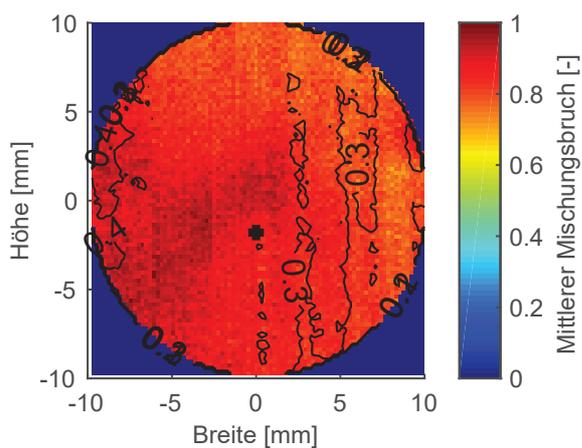
(b) JICO-Injektor Zündverteilung



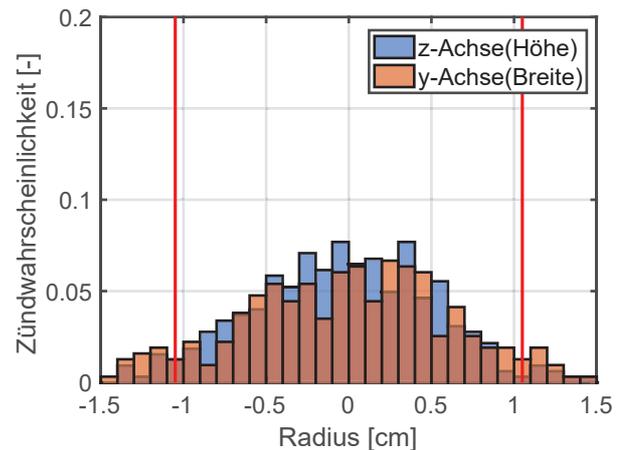
(c) JICR-Injektor Mischungsverteilung



(d) JICR-Injektor Zündverteilung



(e) VGP-Injektor Mischungsverteilung



(f) VGP-Injektor Zündverteilung

Abb. 4.33: Mischungsvverteilung und Zündverteilung für die verschiedenen Injektoren - $\dot{m}_L = 12 \text{ g/s}$; $\lambda = 4$; $T_L = 680^\circ\text{C}$.

seitlichen Neigung der Eindüsung. Die Verteilung der Zündung über die Höhe des Injektors steigt von unten bis zur Mitte des Injektors stark an und fällt dann anschließend wieder sehr stark ab. Diese Verteilung deckt sich mit der Mischungsverteilung. Im Bereich des Übergangs der hohen zur geringen Wasserstoffkonzentration ist die Zündwahrscheinlichkeit am höchsten. Eine Anwendung der MRMF würde über der Höhe eine sehr hohe Zündwahrscheinlichkeit im Bereich zwischen -5 cm und 2 cm und ein starkes Abfallen außerhalb dieses Bereiches zeigen, in der Tiefe würde sich eine Gleichverteilung über den Querschnitt einstellen, mit einem Abfallen im Randbereich, aufgrund der geringen Rechtsverschiebung der Mischung. Diese Annahme wird teilweise auch so erfüllt.

In Abbildung 4.33f ist die Zündverteilung des VGP-Injektors am Auslass dargestellt. Die Verteilungen für die Breite und die Höhe sind annähernd identisch und symmetrisch. Die Wahrscheinlichkeit der Zündung ist im Zentrum des Injektors am höchsten und fällt nach allen Seiten gleichmäßig zur Injektorwand hin ab. Da die Mischung beim VGP-Injektor gleichmäßig über den Auslass ist, würde man bei der Anwendung der MRMF eine gleichmäßige Verteilung über den gesamten Querschnitt und im Randbereich einen Einfluss der Injektorwand auf die Zündverteilung erwarten. Ein Wandeinfluss über den gesamten Querschnitt kann jedoch nicht angenommen werden.

Die Ergebnisse der Zündorte verifiziert die Theorie der MRMF in diesem Lufttemperaturbereich nur sehr bedingt. Die grundsätzliche Verteilung entspricht in etwa der zu erwartenden Verteilung, aber die Streuung der Ergebnisse ist um einiges stärker als es die Theorie erwarten lässt.

4.4 Fazit

Die Ergebnisse, die in diesem Kapitel vorgestellt wurden, lassen einige Rückschlüsse auf ein optimales Injektordesign für Temperaturen im Bereich der Selbstzündung zu. Diese können folgendermaßen zusammengefasst werden:

- Die maximale Abhebehöhe einer selbstgezündeten Flamme ist nur innerhalb der Kernströmung des turbulenten Freistrahls unabhängig von der umgebenden Strömung. Diese Kernströmung hat eine Länge von ca. dem fünffachen Durchmesser des Injektorauslasses.

- Die Strömungsgeschwindigkeit in der Mischzone hat einen sehr großen Einfluss auf die Temperatur, bei der es frühestens zur Selbstzündung kommen kann. Je höher die Strömungsgeschwindigkeit, desto höher die Temperatur, bei der es zur Selbstzündung kommt. Im untersuchten Bereich konnte die Temperatur um 100 K beeinflusst werden.
- Die Gemischbildung hat ebenso einen Einfluss auf die Temperatur, ab der es zur Selbstzündung kommen kann. Eine gute Gleichverteilung über den gesamten Querschnitt und eine rasche Verteilung des Brennstoffes erhöhen die Temperatur um bis zu 40 K.
- Die Beimischung von geringen Mengen Erdgas verändert die Zündigenschaften sehr stark, bereits 10 % Erdgas im Wasserstoff verschiebt die Selbstzündtemperatur um ca. 50 K.
- Die Wandtemperatur des Injektors hat einen hohen Einfluss auf die Selbstzündung. Je höher die Wandtemperatur ist, desto früher kommt es zur Selbstzündung. Dabei hat die Art des Injektors einen großen Einfluss darauf, wie stark die Wandtemperatur das Zündverhalten beeinflusst. Je geringer der Kontakt des Brennstoffes mit der Wand ist und je besser dieser eingemischt ist, desto weniger Einfluss hat die Wandtemperatur auf das Zündverhalten.
- Die Sekundärluft kann die Wandtemperatur im Ringspalt stark absenken und deren Einfluss auf die Selbstzündung damit reduzieren.
- Sekundärluft in Form von Hüllluft um den Brennstoffstrahl hat im untersuchten Fall des VGP- Injektor nur einen geringen Einfluss auf die Selbstzündung.
- Anhand der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Selbstzündungskerne kann über die laminare Flammengeschwindigkeit auf die lokale Luftzahl geschlossen werden.
- Die Theorie der Most Reactive Mixture Fraction (MRMF) kann bei der Auslegung des Injektors nicht verwendet werden.

5 Einfluss des Injektors auf den Verbrennungsprozess

Im letzten Kapitel standen die physikalischen Effekte an einem einzelnen Injektor im Mittelpunkt. In diesem Kapitel wird nun auf das Brennkammersystem eingegangen. Dabei werden in der 2. Stufe der Brennkammer drei verschiedene Injektortypen verbaut.

5.1 Strömungsgeschwindigkeitseinfluss auf die Emissionen

Die thermische Belastung für die Brennkammer und im Speziellen für den Lufterhitzer steigt mit dem Luftmassenstrom stark an. Zu Beginn der Versuche kam es häufig zum Ausfall einzelner Heizkartuschen aufgrund von oxidierten und abgelösten elektrischen Anschlüssen. Daher wurden die Versuche mit einem Luftmassenstrom von 120 g/s durchgeführt. Am letzten Versuchstag wurden Versuche mit höherem Luftmassenstrom durchgeführt. Die Skalierung der Leistungsdaten der Turbec T100 auf Umgebungsdruck würden einen Luftmassenstrom von 180 g/s in der Brennkammer ergeben. In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie sich die Reduzierung des Luftmassenstroms auf die Emissionsergebnisse auswirkt. In Abbildung 5.1 sind die normierten *NO*-Emissionen in Abhängigkeit der thermischen Leistung und der adiabaten Flammentemperatur für vier verschiedene Hauptluftmassenströme und dazu in Abbildung 5.1b von der Turbineneintrittstemperatur der Turbec T100 dargestellt. Dabei wurde der Brennstoff gleichmäßig auf beide Stufen verteilt, was zu einer identischen Luftzahl in beiden Stufen führt.

Durch die Reduzierung des Luftmassenstroms von 160 g/s auf 120 g/s steigen die Stickoxidemissionen bei identischer Leistung um annähernd das 6-fache an. Beim Vergleich der Stickoxidemissionen mit konstanter adiabater Flammentemperatur ist der Unterschied rund das 3-fache. Dies lässt sich durch meh-

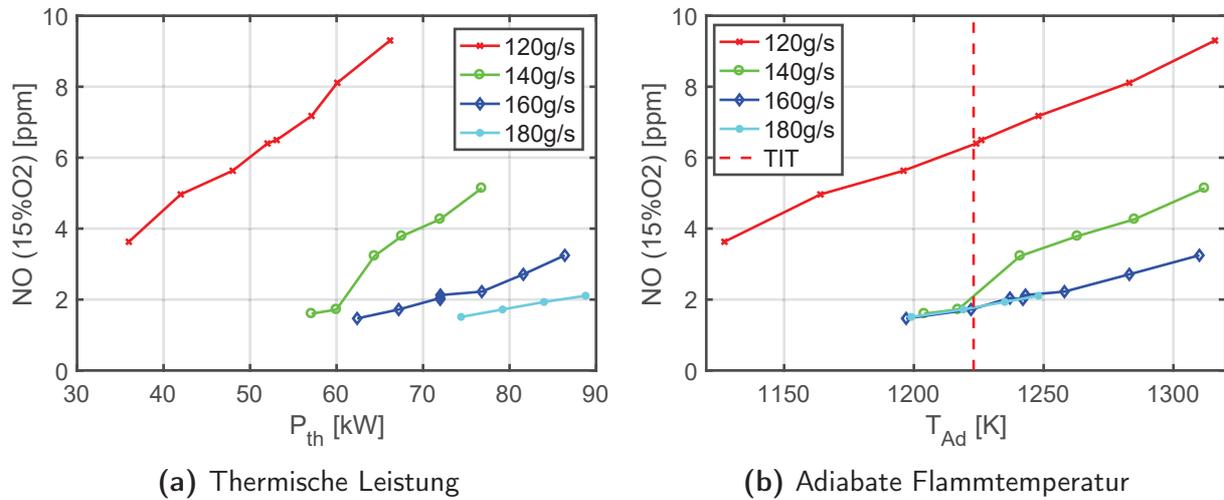


Abb. 5.1: Normierte NO-Emissionen bei verschiedenen Luftmassenströmen - VGP-Injektor mit Innenrohr in Stufe 2; H_2 ; $T_L = 620^\circ\text{C}$.

rere Faktoren erklären: Zum einen verringert sich die Strömungsgeschwindigkeit im Injektor. Wie in Kapitel 4 gezeigt, nimmt dadurch die Temperatur, bei der es zur Selbstzündung kommt, ab. Zusätzlich reduziert sich die Turbulenz im Injektor und damit erhöhen sich die zeitlichen Schwankungen in der Brennstoffverteilung am Injektorauslass, wie in Abschnitt 4.1 gezeigt wird. Ebenso verringert sich die Temperatur, bei der es zur Zündung im Injektor und damit zur Stabilisierung der Flamme im Injektor oder zum Rückschlag an die Eindüsestelle kommt. In der Brennkammer verringert sich durch die geringere Einströmgeschwindigkeit die Entfernung der Zündung vom Injektor und damit auch die Einmischung der heißen Abgase in den Frischgasmassestrom. All diese Änderungen führen zu einer Erhöhung der Stickoxidemissionen, aber der Einfluss ist bei allen verwendeten Injektoren derselbe. Eine Reduzierung des Luftmassenstroms und damit auch der Leistung erhöht somit die absoluten Stickoxidemissionen, aber der Einfluss der verschiedenen Injektoren auf die relativen Stickoxidemissionen kann damit auch bei einer niedrigeren Strömungsgeschwindigkeit gezeigt werden.

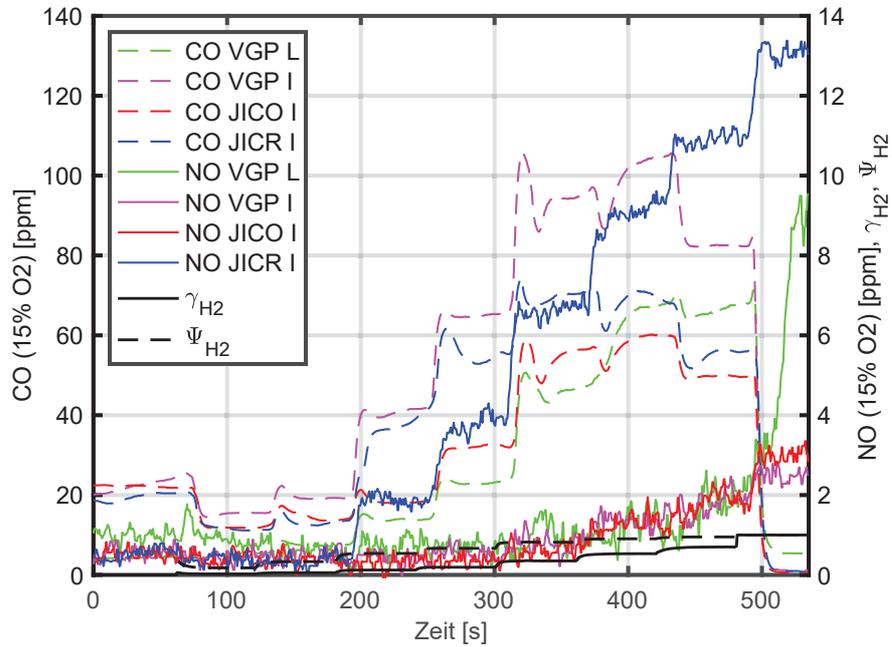
5.2 Umschalten von Erdgas auf Wasserstoffbetrieb

Nachfolgend wird nun der Übergang von einer Erdgas- auf eine Wasserstoffverbrennung untersucht. Zu Beginn wird in der 1. Stufe Erdgas verbrannt und in der 2. Stufe findet keine Verbrennung statt, anschließend wird nach jeweils 60s das Erdgas reduziert und der Wasserstoff gleichzeitig erhöht. Dabei wird darauf geachtet, dass die thermische Leistung konstant gehalten wird. Der Wasserstoff wird über beide Stufen gleichmäßig verteilt. Dies wird für alle vier Injektortypen durchgeführt.

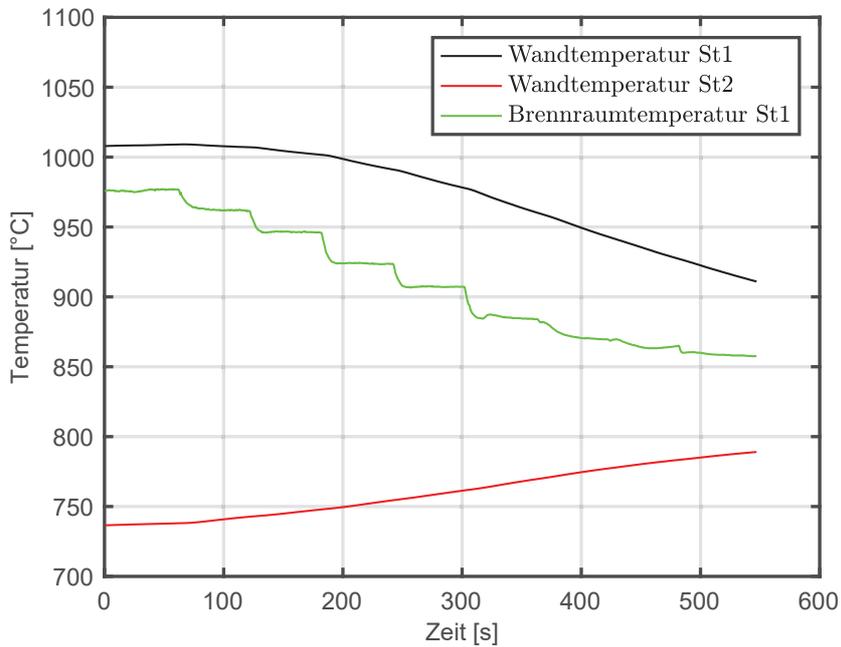
In Abbildung 5.2a sind die *CO*- und *NO*-Emissionen über die Versuchsdauer dargestellt, zusätzlich ist der volumetrische und massenspezifische Wasserstoffanteil im Brennstoff gezeigt.

Bei der Umstellung der Brennstoffzusammensetzung wird die 1. Stufe stark abgemagert. Während bei der Erdgasverbrennung die Luftzahl 3,35 vorliegt, ist die Luftzahl bei der reinen Wasserstoffverbrennung auf 8,1 angestiegen. Dadurch fällt die adiabate Flammtemperatur in der 1. Stufe stark ab. Im Betrieb mit Erdgas zeigen die Injektoren mit Innenrohr (VGP I, JICR I und JICF I) ähnliche *CO*-Emissionen im Vergleich zu den langen VGP-Injektoren (VGP L). Die Stickoxide befinden sich alle auf einem ähnlichen Niveau. Mit dem Umstellen auf Wasserstoff fallen die *CO*-Emissionen zu Beginn etwas ab, steigen im weiteren Verlauf aber drastisch an. Der Anstieg fällt bei jedem Injektor unterschiedlich stark aus. Ab einem massenspezifischen Wasserstoffanteil von 80% fällt der *CO*-Anteil wieder ab. Der Verlauf der Stickstoffmonoxide unterscheidet sich von denen des Kohlenstoffmonoxides, denn die Stickoxide bleiben bei den meisten Injektoren konstant auf einem niedrigen Niveau. Ab einem massenspezifischen Wasserstoffanteil von 70% steigen die Stickoxide an. Der JICR-Injektor zeigt einen stark abweichenden Verlauf der Stickstoffmonoxide. Ab einem Wasserstoffanteil von 20% nimmt das *NO* stark zu. Dabei erhöhen sich die *NO*-Emissionen mit dem Anstieg des Wasserstoffanteils im Brennstoff.

In Abbildung 5.2b ist der Temperaturverlauf der Brennkammerwand auf Höhe des ersten Keramikringes für die 1. und die 2. Brennkammerstufe über dem Verlauf der Brennstoffumstellung abgebildet und zusätzlich ist die Temperatur der Strömung im Zentrum der 1. Stufe gezeigt. Die Temperatur im Zentrum in der 1. Stufe folgt der Brennstoffänderung, und damit der adiabata-



(a) Abgasemissionen und Brennstoffzusammensetzung



(b) Temperaturverlauf in der Brennkammer

Abb. 5.2: NO- und CO-Emissionen und Temperaturverlauf bei verschiedenen Brennstoffzusammensetzungen und verschiedenen Injektionskonzepten in der 2. Stufe. Normiert $P_{th} = 52 \text{ kW}$; $\lambda_{G,H_2} = 8,2$.

ten Flammtemperatur, innerhalb weniger Sekunden. Das Niveau im Zentrum der Brennkammer liegt bei der Erdgasverbrennung ca. 300 K unterhalb der adiabaten Flammtemperatur. Dieser hohe Temperaturunterschied ist auf die Rückströmzone im Zentrum der Brennkammer zurückzuführen. Diese wird durch den Wirbel in der Brennkammer gebildet und reicht in axialer Richtung bis in die 2. Stufe. Durch die Rückströmung wird kältere Luft aus der 2. Stufe angesaugt und in die 1. Stufe eingebracht. Nach der Umstellung auf Wasserstoff reduziert sich der Temperaturunterschied auf 80 K. Diese Reduzierung ist auf die Verteilung der Verbrennung auf beide Stufen zurückzuführen. Die angesaugte Luft aus der 2. Stufe hat nun die gleiche Temperatur wie die Abgase aus der 1. Stufe. Daher resultiert der verbliebene Temperaturunterschied aus den Abwärmeverlusten über die Brennkammerwand und der Kühlung des Fensterflansches in der 1. Stufe. Im Gegensatz zur Strömungstemperatur passt sich die Brennkammerwandtemperatur nur sehr langsam den veränderten Bedingungen an. Die Wandtemperatur der 1. Stufe fällt um ca. 100 K ab, in der 2. Stufe erhöht sich die Temperatur um ca. 50 K. Dabei muss beachtet werden, dass die Thermoelemente zur Bestimmung der Wandtemperatur an der Außenseite der keramischen Brennkammerwand angebracht sind. Aufgrund der Wandstärke von ca. 10 mm und der daraus resultierenden hohen Wärmekapazität verzögert sich der Abfall der Wandtemperatur an der Messstelle. Die Wandtemperatur an der Innenseite der Brennkammerwand passt sich deutlich schneller der Strömungstemperatur an und liegt damit ca. 70 K unterhalb der gemessenen Wandtemperatur. Durch das Abkühlen der Brennkammerwand in der 1. Stufe wird die Umwandlung des CO in CO_2 an der Wand behindert.

In Abbildung 5.3 sind die Emissionen aus Abbildung 5.2a für die einzelnen massenspezifischen Wasserstoffanteile und für die jeweiligen adiabaten Flammentemperaturen in der 1. Stufe für CO und der 2. Stufe für NO dargestellt. Dadurch lässt sich der Einfluss des Injektors auf die Verbrennung besser zeigen. In den Abbildungen 5.3a und 5.3c ist die Entwicklung des CO detaillierter dargestellt. Zum besseren Verständnis wurden die Schwankungen der Emissionsmessungen in einem Mittelwert je Brennstoffmischung zusammengefasst. Da es beim Übergang von einer Brennstoffmischung zur nächsten zu Überschwingern in der Brennstoffversorgung kommt, wurde bei der

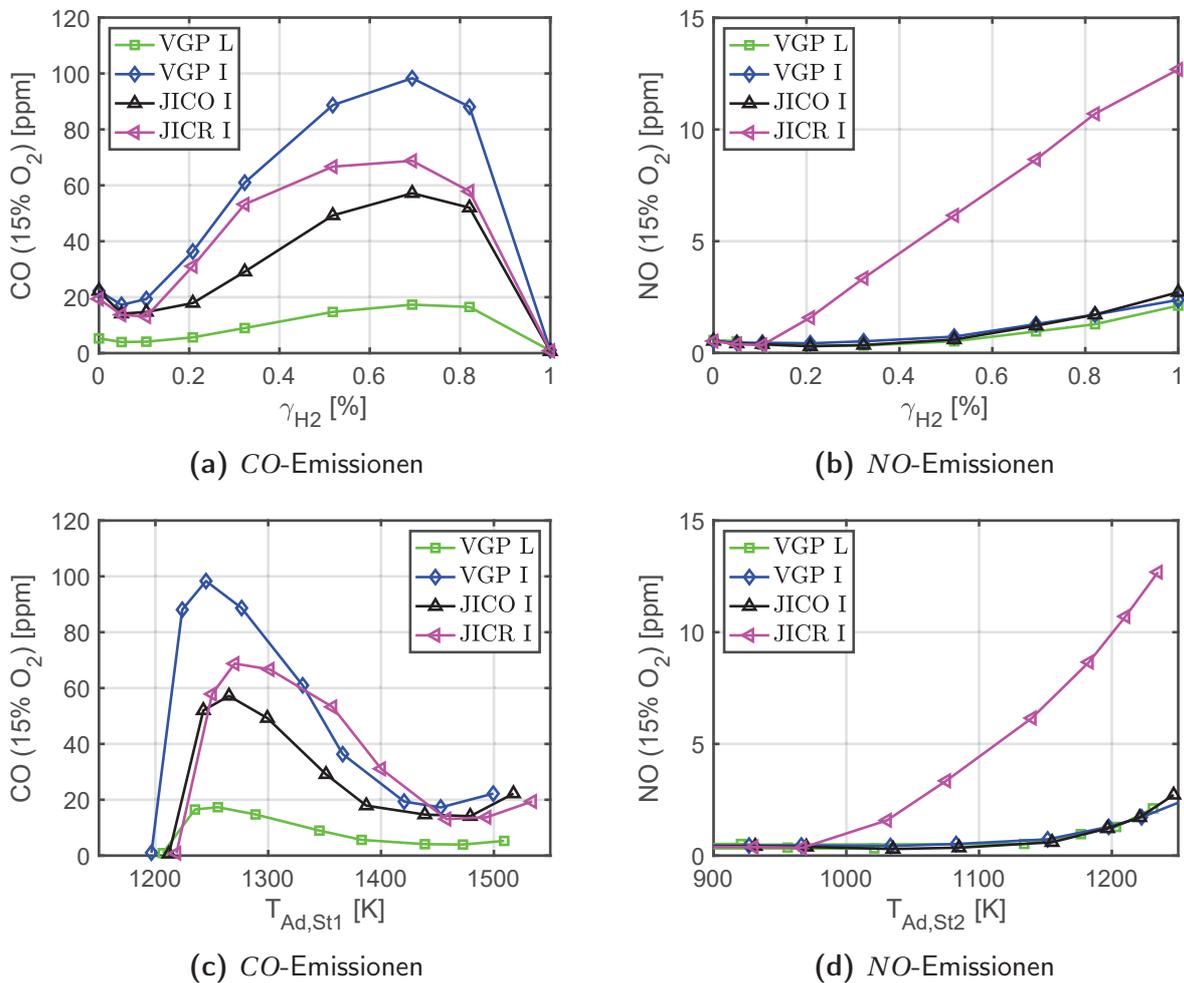


Abb. 5.3: Abgasemissionen beim Umstellen von Erdgas auf H₂ für verschiedene Injektoren - $\lambda_{G,H_2} = 8,2$; $P_{th} = 52 \text{ kW}$.

Bildung des Mittelwertes dieser Bereich nicht berücksichtigt. Der Verlauf der CO-Emissionen bildet dabei den Druckverlust im Injektor ab, je höher der Druckverlust im Injektor ist, desto höher ist der Luftanteil in der 1. Stufe und desto magerer ist die Verbrennung in der 1. Stufe. Daraus resultiert, dass der Verlauf des CO ein guter Indikator für die Verschiebung der Luftverteilung innerhalb der beiden Stufen ist. Die Korrektur der adiabaten Flammtemperatur in den beiden Stufen anhand des Druckverlustes führt zu ähnlichen, aber nicht völlig identischen CO-Emissionen. Da das Erdgas nur in der 1. Stufe eingedüst wird und somit die CO-Emissionen nur in dieser Stufe entstehen können, ist der Unterschied im Verlauf der Kurven nach der Korrektur der adia-

baten Flammentemperatur allein auf die Änderungen in der 2. Stufe zurückzuführen. Bei Verwendung des VGP-Injektors in der langen Ausführung (VGP L) ist die Einströmgeschwindigkeit aufgrund der größeren Einströmfläche geringer. Dadurch verlängert sich die Aufenthaltszeit in der Brennkammer und weist deshalb über alle Brennstoffmischungen hinweg die niedrigsten CO -Emissionen auf. Beim VGP- und JICO-Injektor mit Innenrohr (VGP I und JICO I) zeigt sich, dass sich die Unterschiede in den CO -Emissionen in der Nähe der Verlöschgrenze beim Beimischen von Wasserstoff vergrößern. Während der Verlauf der beiden Kurven sehr ähnlich ist, steigt der Unterschied stetig an und erreicht bei ca. 75% Wasserstoffanteil das Maximum an CO -Emissionen. Der JICR-Injektor mit Innenrohr (JICR I) weist zwischen $\gamma_{H_2} = 0,1$ und $\gamma_{H_2} = 0,8$ einen Verlauf auf, der nicht zu den anderen Injektoren passt. Der Hintergrund dieses Verhaltens beruht auf der Verbrennung in der 2. Stufe. Durch die Zündung des Wasserstoffs schon im Injektor der 2. Stufe erhöht sich der Druckverlust in der 2. Stufe und damit auch der Anteil der Luft in der 1. Stufe, wodurch in der 1. Stufe die Verbrennung magerer wird und die CO -Emissionen ansteigen. Ab einem Wasserstoffanteil von $\gamma_{H_2} = 0,35$ führt der Wasserstoff in der 2. Stufe zu einem Aufoxidieren der CO -Emissionen in der 2. Stufe und damit reduziert sich der Anstieg der CO -Emissionen. Dies wird durch die NO -Emissionen bestätigt. Die erhöhten NO -Emissionen sind auf die Zündung im Injektor zurückzuführen.

Die NO -Emissionen zeigen im untersuchten Bereich nahezu keinen Einfluss des Injektors. Dies trifft jedoch für den JICR-Injektor nicht zu. Ab $\gamma_{H_2} = 0,1$ steigen die NO -Emissionen, durch die bereits erwähnte Zündung im Injektor, stark und kontinuierlich an. Durch den Kontakt des Wasserstoffs mit der heißen Luft kommt es zur Zündung im Injektor und damit zu einer stark erhöhten NO -Bildung in der 2. Stufe. Bei den anderen Injektoren steigen die NO -Emissionen mit steigendem Wasserstoffanteil an. Dieser Anstieg fällt dabei höher aus als für stationäre Bedingungen zu erwarten. Dies kann durch die erhöhte Temperatur der Abgase aus der 1. Stufe erklärt werden. Da die Brennkammerwand in der 1. Stufe noch deutlich zu heiß ist für den Betriebspunkt, sind die Abgase aus der 1. Stufe auch heißer als im stationären Zustand. Dadurch zündet das Frischgas in der 2. Stufe früher und die NO -Emissionen sind deshalb etwas höher.

5.3 Injektoreinfluss im stabilen Betrieb auf die Emissionen

Im Unterschied zum vorherigen Abschnitt sind alle in diesem Abschnitt gezeigten Ergebnisse bei einem stationären Betriebspunkt aufgenommen worden, d.h. alle Temperaturen am Prüfstand hatten über die Messdauer von 5 min eine Schwankung von maximal 2K. In Abbildung 5.4 sind die NO -Emissionen der verschiedenen Injektoren gezeigt. In der Abbildung sind alle Messungen dargestellt, die mit den verschiedenen Injektoren durchgeführt wurden. Dabei sind Versuche mit unterschiedlichen Brennstoffmischungen gezeigt. Bei denjenigen Messungen, für die $T_{Ad,G} < 1100\text{ K}$ gilt, wurde Wasserstoff nur in der 1. Stufe verbrannt, für die Versuche mit $T_{Ad,G} > 1400\text{ K}$, wurde Erdgas bzw. Erdgas/Wasserstoff als Brennstoff eingesetzt. Im Bereich dazwischen wurde der Wasserstoff in beiden Stufen verwendet.

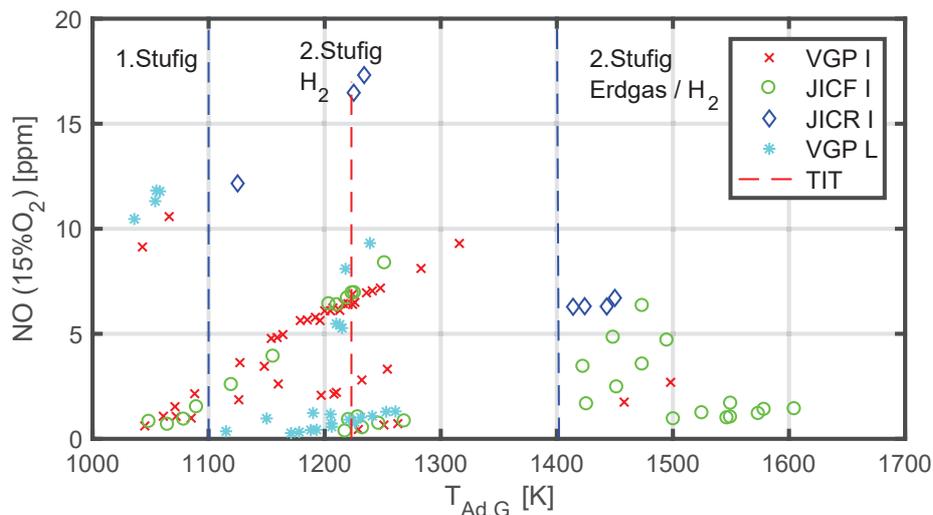


Abb. 5.4: NO -Emissionen bei verschiedenen Injektoren im stationären Betrieb.

Die Streuung der verschiedenen Messungen zeigt den Einfluss der Injektoren auf die Verbrennung. Gerade im Bereich der Turbineneinlasstemperatur (TIT) ist es mit den emissionsärmsten Injektor möglich, den Wasserstoff mit NO -Emissionen um ca. 1 ppm zu verbrennen, der Injektor mit den höchsten Emissionen weist dagegen NO -Emissionen von 18 ppm auf. In diesem Bereich kann, alleine durch die Verwendung eines geeigneteren Injektors, der Emissi-

onswert um das 20-fache reduziert werden.

In Abbildung 5.5 sind nur noch die Ergebnisse mit Wasserstoffverbrennung in beiden Stufen mit einer Vorwärmtemperatur von $T_L > 600^\circ\text{C}$ und einem Luftmassenstrom von $\dot{m}_L = 120\text{ g/s}$ gezeigt. Durch die identischen Randbedingungen lassen sich die Ergebnisse miteinander vergleichen. Wie bereits gezeigt, wird ein Großteil der NO -Emissionen in diesem Luftzahlbereich durch die Verbrennung in der 2. Stufe erzeugt, deshalb sind die Ergebnisse für die adiabate Flammentemperatur in der 2. Stufe dargestellt.

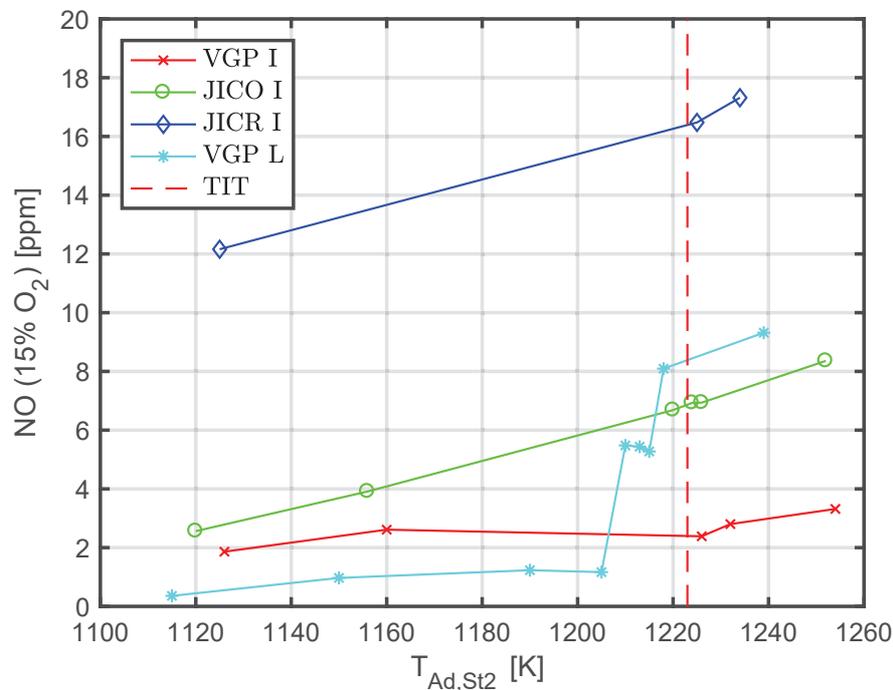


Abb. 5.5: NO -Emissionen bei verschiedenen Injektoren im stationären Betrieb - $T_L = 600^\circ\text{C}$; $\dot{m}_L = 120\text{ g/s}$; H_2 .

Der Verlauf der NO -Emissionen ist stark unterschiedlich für die verschiedenen Injektoren. Im Folgenden werden die einzelnen Injektoren separat besprochen.

JICR I-Injektor: Der JICR-Injektor hat mit großem Abstand die höchsten NO -Emissionen. Diese lassen auf eine vorzeitige Zündung im Injektor schließen. Diese Annahme wird durch den gemessenen Injektorwandtemperaturanstieg bei zwei Injektoren der 2.Stufe unterstützt. Kommt es zu einer Zündung im

Injektor, führt der Flammenrückdruck zu einer Erhöhung des Druckverlusts im Injektor und damit zu einer Umverteilung der Luft auf die anderen Injektoren und die 1. Stufe. Damit fällt in den Injektoren, in denen es zur Zündung kommt, die Luftzahl und damit steigen die *NO*-Emissionen. Da eine dauerhafte Verbrennung im Injektor zur Zerstörung des Injektors führt, wurde für die Experimente eine maximale Injektorwandtemperatur von 1100°C festgelegt. Diese würde für höhere Wasserstoffmassenströme überschritten, aus diesem Grund konnten keine Versuche mit einer höheren adiabaten Flammentemperatur als ca. 1250 K durchgeführt werden. Es kann aber von einem starken Anstieg für höhere T_{Ad} ausgegangen werden.

JICO I-Injektor: Der JICO I-Injektor zeigt einen linearen Verlauf der *NO*-Emissionen. Die Höhe der Emissionen lässt auf eine Zündung in der Brennkammer schließen. Für den Temperaturbereich $T_{Ad} < 1200$ K weist der Injektor die höchsten *NO*-Emissionen der drei erst in der Brennkammer zündenden Injektoren auf. Wie bereits in Kapitel 4 erklärt wurde, zündet der Wasserstoff in der Scherschicht zwischen der heißen Luft und dem kalten Wasserstoff. Dabei spielt hauptsächlich die Zündverzugszeit und weniger die Einmischung eine Rolle. Wie gezeigt, ist die Zündverzugszeit in diesem Bereich stark von der Temperatur abhängig. Durch die Erhöhung der adiabaten Flammentemperatur steigt die Temperatur der Abgase und damit auch die Temperatur an der Eindüsung, dies führt zu einer früheren Zündung und damit zu einer kürzeren Einmischzeit und die *NO*-Emissionen steigen an. Bei einer weiteren Erhöhung des Wasserstoffmassenstroms würde die Zündung immer näher am Injektor stattfinden, bis es schlagartig zum Rückschlag im Injektor kommt.

VGP I-Injektor: Der VGP-Injektor in der kurzen Ausführung zeigt bei niedrigen adiabaten Flammentemperaturen die zweitniedrigsten *NO*-Emissionen. Die Zunahme der Emissionen mit Ansteigen der adiabaten Flammentemperatur ist im Vergleich zum JICO-Injektor sehr niedrig. Trotz eines Temperaturanstiegs um 140 K erhöhen sich die Emissionen nur um 1,2 ppm. Diese niedrigen Emissionen lassen sich durch die sehr gute Einmischung und der daraus resultierenden verzögerten Zündung erklären. Unterstützt wird dies durch die hohe Eindüsungsgeschwindigkeit in die Brennkammer. Dadurch vermischt

sich das Frischgas in der Brennkammer vor der Zündung stärker mit dem Abgas und die Verbrennung wird abgemagert. Eine Erhöhung des Wasserstoffmassenstroms über den gezeigten Bereich hinaus würde zu höheren Stickoxiden führen, aber der Anstieg würde im Vergleich zu den anderen Injektoren moderat ausfallen. Ab einer bestimmten Temperatur würde es zum Aufsetzen der Flamme am Injektormund kommen und anschließend würde die Zündung im Injektor stattfinden. Diese beiden Zustände würden die Stickoxide schlagartig massiv erhöhen.

VGP L-Injektor: Der VGP-Injektor in der langen Ausführung zeigt die niedrigsten *NO*-Emissionen aller untersuchten Injektoren. Bis zu einer adiabaten Flammentemperatur von 1210K liegen die *NO*-Emissionen im Bereich von 1 ppm. Darüber steigen die Emissionen in zwei Stufen schlagartig an. Im Bereich über 1220K zeigt der Injektor die höchsten *NO*-Emissionen der in der Brennkammer zündenden Injektoren. Der erste der beiden Anstiege lässt sich durch ein Aufsetzen der Flamme am Injektormund erklären. Dadurch reduziert sich die Mischlänge bis zur Zündung. Der zweite Anstieg, nur wenige Grad höher, zeigt eine Zündung im Injektor. Da der Injektor in die Brennkammer ragt, kann die Injektorwandtemperatur nicht innerhalb der vordersten 4 cm gemessen werden. Daher kann der Nachweis hier für die Zündung im Injektor nicht geführt werden. Die sehr niedrigen *NO*-Emissionen vor diesen Anstiegen lassen sich durch die beste Mischung aller gezeigten Injektoren erklären. Durch den hohen Wärmeeintrag in die in die Brennkammer stehenden Injektoren wird das Frischgas erhitzt und die Zündung beschleunigt. Mit einem weiteren Anstieg der adiabaten Flammentemperatur wird die Zündung immer weiter in den Injektor wandern und der Injektor wird durch den hohen Wärmeeintrag von außen und innen schmelzen.

Optimale Konfiguration: Für die geforderte TIT weist von allen untersuchten Injektoren der VGP I-Injektor die niedrigsten *NO*-Emissionen auf. Diese sind, normiert betrachtet, bei 2,5 ppm. Eine Verbesserung des langen VGP-Injektors durch eine Wandkühlung oder durch einen keramischen Wärmeschutz würde die beiden Anstiege zu höheren adiabaten Flammentemperaturen verschieben und die *NO*-Emissionen auf ein noch deutlich niedrigeres Niveau

verschieben. Eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeiten auf das Niveau der Mikrogasturbine würde die *NO*-Emissionen weiter reduzieren.

5.4 Injektorwandtemperatur und Sekundärluft

Auf das Zündverhalten der Injektoren hat, wie bereits in Kapitel 4 gezeigt, die Wandtemperatur des Injektors einen großen Einfluss. Die Wandtemperatur der Injektoren in der Brennkammer wird an der gleichen Position wie am Einzelinjektorversuchsstand ermittelt. Dabei ist jeder Injektor in der 2. Stufe der Brennkammer mit einem Thermoelement ausgestattet. Die gezeigten Temperaturwerte sind Mittelwerte aus allen sechs Injektoren, die Abweichung vom Mittelwert beträgt maximal 40K und es ist ein leichter Anstieg über die Brennkammerlänge erkennbar. In Abbildung 5.6a ist der Verlauf der Wandtemperatur bei verschiedenen Luftmassenströmen dargestellt.

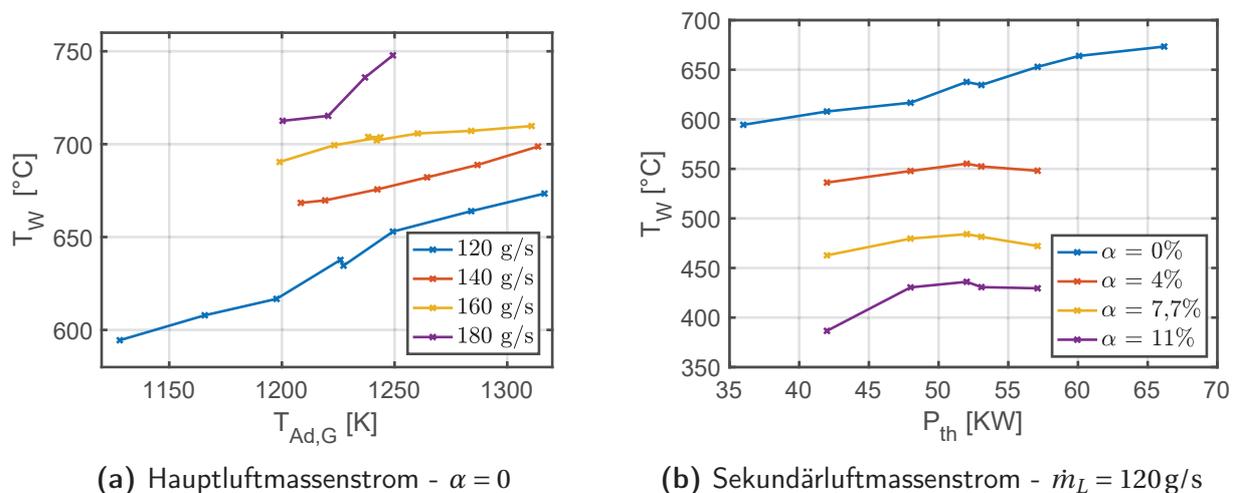


Abb. 5.6: Injektorwandtemperatur bei verschiedenen Haupt- und Sekundärluftmassenströmen - VGP-Injektor mit Innenrohr; $T_L = 620^\circ\text{C}$; H_2 .

Mit der Erhöhung des Luftmassenstroms in der Brennkammer steigt die thermische Leistung in beiden Stufen an und darüber hinaus erhöht sich die Rotationsgeschwindigkeit in der Brennkammer. Daraus ergibt sich eine höhere Brennkammerwandtemperatur und, daraus resultierend, ein höherer Wärmeverluststrom. Die Kombination dieser beiden Effekte erhöht die Injektorwandtemperatur bei einem Anstieg des Luftmassenstroms, obwohl die adia-

bate Flammentemperatur konstant bleibt. Die höhere Injektorwandtemperatur führt jedoch zu einem höheren Risiko gegenüber einer Zündung im Injektor oder sogar einem Rückschlag in den Injektor. Durch die höhere Geschwindigkeit im Injektor und dem höheren Kühleffekt durch die höhere Luftmenge wird das Risiko des Rückschlags reduziert. In Kapitel 4 wurde gezeigt, dass die Erhöhung der Geschwindigkeit im Injektor die Selbstzündung zu höheren Temperaturen verschiebt, aber den Übergang zur Zündung im Injektor verkleinert. Daher muss bei höheren Temperaturen eine Injektorwandkühlung vorgesehen werden, um eine Zündung im Injektor zu verhindern.

In Abbildung 5.6b wird gezeigt, wie sich die Injektorwandtemperatur verändert, wenn Sekundärluft durch den Ringspalt an der Injektorwand geführt wird. Dabei wird die thermische Leistung in der Brennkammer durch die Zugabe von Sekundärluft, im Gegensatz zur adiabaten Flammentemperatur, nicht verändert. Die Wandtemperatur des Injektors reduziert sich im Mittel um jeweils ca. 70 K bei jeder Sekundärluftmassenstromerhöhung. Dabei entspricht eine Erhöhung des Sekundärluftmassenstroms einer Änderung der Sekundärluft im Injektor um 0,5 g/s und damit in etwa den in Abschnitt 4.2.5.2 untersuchten Sekundärluftanteilen. Eine signifikante Senkung der Wandtemperatur kann bereits durch geringe Luftmassenströme erreicht werden.

In Abbildung 5.7 ist gezeigt, wie sich die Sekundärluft auf die *NO*-Bildung auswirkt. Es sind die *NO*-Emissionen über die korrigierte adiabate Flammentemperatur in der 2. Stufe aufgetragen.

Die *NO*-Emissionen zeigen deutlich, dass bei identischer adiabater Flammentemperatur die *NO*-Emissionen fallen, wenn weniger Sekundärluft verwendet wird. Daraus kann geschlossen werden, dass die Verbrennung emissionsärmer ist, wenn die Luft in der Hauptströmung verbleibt.

Zusammenfassend kann bezüglich der Sekundärluft Folgendes festgehalten werden: Der Verbrennungsprozess ist effizienter, wenn die gesamte Luft an der Einmischung des Brennstoffs teilnimmt, sollte es aber zur Selbstzündung im Injektor oder zu Rückschlägen in den Injektor kommen, kann die Sekundärluft ein geeignetes Mittel sein, um die Sicherheit der Verbrennung zu erhöhen und den Grenzbereich hin zu höhere Lufttemperaturen und Brennkammerleistungen zu verschieben.

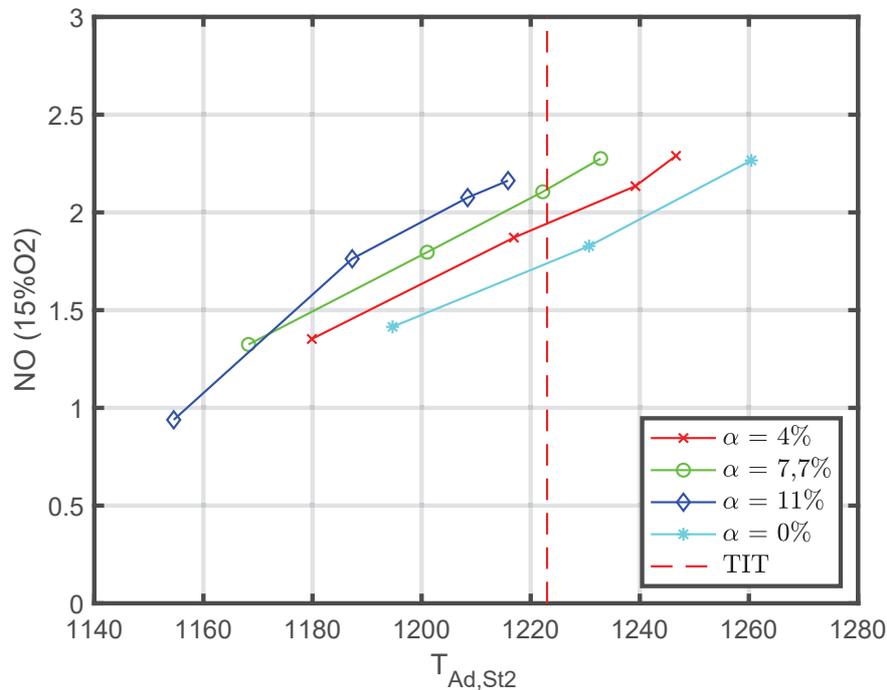


Abb. 5.7: NO -Emissionen bei Sekundärlufteinsatz - VGP-Injektor mit Innenrohr; $T_L = 600^\circ C$; H_2 .

5.5 Fazit

Die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass der Injektortyp einen großen Einfluss auf die Emissionen der Brennkammer hat. Die Ergebnisse lassen einige Rückschlüsse auf ein optimales Injektordesign zu.

- Der Luftmassenstrom hat einen großen Einfluss auf die NO -Emissionen. Je höher der Luftmassenstrom, desto niedriger sind die Stickoxidemissionen. Dieser Effekt begründet sich hauptsächlich durch den folgenden Mechanismus: Wie in Kapitel 4 gezeigt, wird durch einen höheren Massenstrom im Injektor die Schwankung in der Mischungshomogenität reduziert. Daraus resultiert eine Erhöhung der Zündverzugszeit und somit eine zusätzliche Mischlänge in der Brennkammer.
- Der Umschaltprozess von Erdgas auf Wasserstoff führt je nach Injektortyp zu unterschiedlich starken Emissionen. Der lange VGP-Injektor weist die niedrigsten CO -Emissionen im Übergang auf. Zusätzlich zeigt sich,

dass die Brennkammerwandtemperatur einen starken Einfluss auf die *CO*-Emissionen hat. Der JICR-Injektor zeigt bereits bei einer geringen Wasserstoffzugabe einen Anstieg der Stickstoffmonoxide, dies kann auf eine Zündung im Injektor zurückgeführt werden.

- Im stabilen Betrieb zeigt der VGP-Injektor mit Innenrohr die niedrigsten *NO*-Emissionen für die geforderte TIT. Eine Verbesserung des langen VGP-Injektors durch eine Kühlung des Injektorauslasses oder eine Beschichtung durch eine keramische Schutzschicht an der Injektoraussenwand würde dazu führen, dass dieser Injektor noch niedrigere *NO*-Emissionen aufwiese.
- Die Qualität der Mischung bestimmt die *NO*-Emissionen. Die gemessenen *NO*-Emissionen skalieren, abgesehen von injektorspezifischen Problemen, mit der Mischungsqualität.
- Sekundärluft als Ringspaltkühlung senkt die Wandtemperatur der Injektoren um bis zu 150 K ab. Diese Absenkung verbessert die Sicherheit gegenüber einem Flammenrückschlag in den Injektor. Die Auswirkung auf die *NO*-Bildung sind im stabilen Betrieb gering, wobei eine leichte Tendenz zum *NO*-Emissionsanstieg erkennbar ist.

6 Zusammenfassung

Die Reduzierung von Abgasemissionen bei Gasturbinen erfordert den Einsatz von Verbrennungskonzepten, bei denen der Brennstoff mit der komprimierten Luft vorgemischt wird. In der Vergangenheit hat sich bei der Verwendung von Erdgas als Brennstoff die Anwendung des Konzepts der zyklisch-periodischen Verbrennung, als besonders schadstoffarm erwiesen. Dieses Konzept wurde in der vorliegenden Arbeit für den Einsatz von Wasserstoff und Wasserstoff/Erdgasmischungen weiterentwickelt. Dafür wurde die Brennkammer um eine zweite Verbrennungsstufe erweitert. Ebenso wurde die Vorwärmtemperatur der Luft auf das Niveau moderner Mikrogasturbinen erhöht.

Bei der Anwendung eines vorgemischten Verbrennungskonzeptes ist sicherzustellen, dass der Brennstoff nicht in der Vormischstrecke entzündet wird. Dies wird durch den Einsatz von Rekuperatoren bei Mikrogasturbinen erschwert, da die Lufttemperatur am Einlass der Brennkammer viel höher ist als die Verdichteraustrittstemperatur. Es werden sogar Lufttemperaturen am Einlass der Mischstrecke erreicht, die oberhalb der Selbstzündungstemperatur des Brennstoffs liegen. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit der Zündung des Gemisches in der Vormischstrecke, wodurch es zur Zerstörung des Systems kommt.

Vor diesem Hintergrund wurde im Zuge der vorliegenden Arbeit ein Brennstoffinjektionskonzept entwickelt, welches sowohl eine sichere Vormischung von Wasserstoff mit Luft bei Lufttemperaturen oberhalb der Selbstzündtemperatur als auch eine Reduzierung der Stickoxidemissionen auf ein Minimum ermöglicht. Das Konzept basiert auf den Ergebnissen früherer Arbeiten, die zum Injektor mit Wirbelmischer geführt haben. Nachdem diese Untersuchungen auf den Temperaturbereich unter der Selbstzündungsgrenze beschränkt war, bestand die Aufgabe in der Untersuchung dieser Injektorbauart auf ihre Eignung für die wesentlich höheren Temperaturen von Mikrogasturbinen im Bereich der Selbstzündung.

Um die Qualität des Injektors mit Wirbelmischer beurteilen zu können, wurden alle Untersuchungen zusätzlich mit Co-Flow- und Cross-Flow-Injektoren durchgeführt. Dieses Vorgehen erlaubt letztendlich eine Aussage über den Einfluss der Mischung auf den Verbrennungsprozess und auf die Stickoxidbildung. Dabei wurde als Qualitätsmerkmal für die Injektoren die Stickoxidemission der gesamten Brennkammer gewählt.

Da die zweistufige Brennkammer nicht ausreichend optisch zugänglich ist, wurde zur Untersuchung der Injektoren ein Prüfstand aufgebaut, der eine optische Zugänglichkeit des Injektors erlaubt. Bei diesem Prüfstand wurde die Anzahl der Injektoren auf einen Injektor reduziert. Es sind sowohl die komplette Vormischstrecke als auch die Brennkammer aus allen Richtungen optisch zugänglich. Der Prüfstand ermöglicht eine Vorwärmung des Luftstroms auf bis zu 900 °C und eine Variation der Geschwindigkeit im Injektor zwischen 60 m/s und 140 m/s.

Die Ergebnisse der Untersuchungen zeigen, dass die Erhöhung der Mischungsqualität die Stickoxidemissionen auf unter 1 ppm ermöglicht. Sie zeigen auch, dass eine Verlängerung der ungekühlten Vormischstrecke in die Verbrennungszone bis zu einer adiabaten Flammentemperatur von bis zu 1200 K außergewöhnlich niedrige Stickoxidemissionen liefert. Eine weitere Erhöhung der adiabaten Flammtemperatur führt zum Aufsetzen der Flamme am Injektormund bzw. zu einem Rückschlag der Flamme in den Injektor. Dies lässt die Stickoxidemissionen um das ca. 20-fache ansteigen.

Die Rückschlagsicherheit der Injektoren wird hauptsächlich durch die Strömungsgeschwindigkeit in den Injektoren und durch die Wandtemperatur der Mischstrecke beeinflusst: Je höher die Geschwindigkeit ist, desto geringer ist die Gefahr einer Zündung im Injektor. Hinzu kommt, dass eine Strömungsführung, bei der der Brennstoff keinen Kontakt zur heißen Injektorwand hat, im untersuchten Bereich unabhängig von der Injektorwandtemperatur betrieben werden kann.

Abschließend kann festgehalten werden, dass für das vorliegende Verbrennungssystem ein Injektor optimal ist, der eine schnelle, homogene Mischung liefert, einen niedrigen Wärmedurchgang durch die Injektorwand hat und in die Brennkammer hineinragt. Darüber hinaus ist die Strömungsgeschwindigkeit im Injektor in einem Bereich unter 100 m/s zu halten, um ein niedriges

Druckverlustniveau zu erreichen. Auf Grundlage der vorgenannten Kriterien ist der Injektor mit Wirbelmischer in der langen Ausführung die beste der untersuchten Injektionsvarianten, wenn der Wärmeübergang von der Brennkammer in den Injektor z.B. durch ein doppelwandiges Design mit Kühlluftspalt minimiert wird.

Studentische Arbeiten

Während meiner Zeit an Lehrstuhl betreute ich einige studentische Arbeiten (Semester-, Bachelor- und Masterarbeiten). Außerdem halfen mir noch Studenten als Hilfwissenschaftler (HiWi) und wissenschaftliche Hilfskräfte (WiHi) bei der Vorbereitung, Durchführung und Auswertung der Experimente. Vieles haben wir uns gemeinsam erarbeitet und gemeinsam gelernt. Ich bedanke mich bei allen nachfolgenden Studenten für ihr Interesse, ihre Mitarbeit und ihr Engagement.

Student	Tätigkeit
Tobias Hummel	HiWi
Simon Bäßler	Bachelor- und Masterarbeit
Max Bosch	Bachelor- und Masterarbeit
Peter Bürger	Bachelorarbeit
Verena Hösl	Bachelorarbeit
Vitus Meidinger	HiWi
Matthias Haslbeck	Bachelorarbeit
Philipp Kaindl	HiWi
Wolfgang Pirzer	HiWi
Jose Pintor	Masterarbeit
Andrew Madden	HiWi
Max-Emanuel Kern	HiWi

Literatur

- [1] ABB. *Advance Optima AO2000 - Systembeschreibung*. 2010.
- [2] S. F. Ahmed, R. Balachandran und E. Mastorakos. „Measurements of Ignition Probability in Turbulent Non-Premixed Counterflow Flames“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2007), S. 1507–1513. ISSN: 15407489.
- [3] D. Ahrens. „NO_x-Formation in Reacting Premixed Jets in Hot Cross Flow“. Dissertation. Technische Universität München, 2015.
- [4] Ansaldo Energia. *AE-T100NG*. Hrsg. von Ansaldo Energia. Genua, 2018. URL: <https://www.ansaldoenergia.com/PublishingImages/-%20Microturbines/AE-T100NG.pdf>.
- [5] A. Basco. „Combustion Induced Rapid Phase Transition of CO/H₂/O₂/N₂/CO₂ Mixtures“. Dissertation. Universität Neapel, 2014.
- [6] S. Bäßler. „Detaillierte Untersuchung der Strömungs- und Mischungsfelder von zwei verschiedenen Wasserstoff-/Luftmischern“. Master Thesis. Technische Universität München, 2015.
- [7] S. J. Bauer, B. Hampel und T. Sattelmayer. „Operability Limits of Tubular Injectors with Vortex Generators for a Hydrogen Fuelled Recuperated 100 KW Class Gas Turbine“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* (2017). ISSN: 07424795. DOI: 10.1115/1.4035842.
- [8] S. J. Bauer u. a. „Mixture Quality of a Vortex Generator Premixer an Alternative Premixer Designs in the Auto-Ignition Regime of Hydrogen Air Flames“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017*, GT2017-64154, (2017), S. 1–13.
- [9] H.A. Becker, H.C. Hottel und G.C. Williams. „Mixing and Flow in Ducted Turbulent Jets“. In: *Symposium (International) on Combustion* 9.1 (1963), S. 7–20. ISSN: 0082-0784. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(63\)80007-7](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(63)80007-7).
- [10] F. E. Belles und M. R. Lauer. „Origin of OH Chemiluminescence During the Induction Period of the H₂-O₂ Reaction Behind Shock Waves“. In: *The Journal of Chemical Physics* 40.2 (1964), S. 415–422. DOI: 10.1063/1.1725129.
- [11] E. Berrocal u. a. „Application of Structured Illumination for Multiple Scattering Suppression in Planar Laser Imaging of Dense Sprays“. In: *Opt. Express* 16.22 (2008), S. 17870–17881. DOI: 10.1364/OE.16.017870.

- [12] M. Bhaskar, P. R. Reddy und V. Amarnadh. „Evaluation of Stopping Criterion in Contour Tracing Algorithms“. In: *International Journal of Computer Science and Information Technologies* 3 (2012), S. 3888–3894. ISSN: 0975-9646.
- [13] L. R. Böck. „Deflagration-to-Detonation Transition and Detonation Propagation in H₂-Air Mixtures with Transverse Concentration Gradients“. Dissertation. Technische Universität München, 2015.
- [14] M. Bosch. „Experimentelle Untersuchung zur Schadstoffreduzierung an einer Brennkammer mit periodisch-zyklischer Mischung“. Master Thesis. Technische Universität München, 2016.
- [15] C. T. Bowman. „Control of Combustion-Generated Nitrogen Oxide Emissions: Technology Driven by Regulation“. In: *Symposium (International) on Combustion* 24.1 (1992), S. 859–878. ISSN: 00820784. DOI: 10.1016/S0082-0784(06)80104-9.
- [16] J. W. Bozzelli und A. M. Dean. „O + NNH: A Possible New Route for NO_x Formation in Flames“. In: *International Journal of Chemical Kinetics* 27.11 (1995), S. 1097–1109. ISSN: 05388066. DOI: 10.1002/kin.550271107.
- [17] J. R. Brückner-Kalb. „Sub-ppm-NO_x-Verbrennungsverfahren für Gasturbinen“. Dissertation. Technische Universität München, 2007.
- [18] J. R. Brückner-Kalb, C. Hirsch und T. Sattelmayer. „Operation Characteristics of a Premixed Sub-ppm NO_x Burner With Periodical Recirculation of Combustion Products“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006*, GT2006-90072, (2006).
- [19] J. R. Brückner-Kalb u. a. „Development of a Fuel-Air Premixer for a Sub-ppm NO_x Burner“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2007*, GT2007-27779, (2007).
- [20] J. R. Brückner-Kalb u. a. „Emission Characteristics of a Premixed Cyclic-Periodical-Mixing Combustor Operated With Hydrogen-Natural Gas Fuel Mixtures“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132.2 (2010), S. 021505. ISSN: 07424795. DOI: 10.1115/1.3124789.
- [21] R. Cabra u. a. „Lifted Methane–Air Jet Flames in a Vitiated Coflow“. In: *Combustion and Flame* 143.4 (2005), S. 491–506. ISSN: 00102180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2005.08.019. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218005002312>.
- [22] A. Cavaliere und M. de Joannon. „Mild Combustion“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 30.4 (2004), S. 329–366. ISSN: 03601285. DOI: 10.1016/j.pecs.2004.02.003.
- [23] G. Charalampous, Y. Hardalupas und A. Taylor. „Characterisation of Instabilities on the Interface of Coaxial Jets of Immiscible Liquids with Laser Induced Fluorescence“. In: *14th Int. Symp on Laser Techniques to Fluid Mechanics* (2008).
- [24] N. Cohen. *Flammability and Explosion Limits of H₂ and H₂/CO: A Literature review, Technical Report*. Aerospace Corp., El Segundo, CA (United States). Technology Operations, 1992.

- [25] Credo Dye Laser. *Sirah Lasertechnik GmbH*. Grevenbroich, 2014. URL: http://www.sirah.com/wp-content/uploads/pdfs/Credo_Dye.pdf.
- [26] R. Curtet. „Confined Jets and Recirculation Phenomena with Cold Air“. In: *Combustion and Flame* 2 (1958), S. 383–410. ISSN: 00102180.
- [27] P. E. Dimotakis. „The Mixing Transition in Turbulent Flows“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 409 (2000), S. 69–98. DOI: 10.1017/S0022112099007946.
- [28] T. Echekki und J. H. Chen. „Direct Numerical Simulation of Autoignition in Non-Homogeneous Hydrogen-Air Mixtures“. In: *Combustion and Flame* 134 (2003), S. 169–191. ISSN: 00102180.
- [29] A. C. Eckbreth. *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. East Hartford, Connecticut: Gordon and Breach Publisher, 1996.
- [30] C. P. Fenimore. „Formation of Nitric Oxide in Premixed Hydrocarbon Flames“. In: *Symposium (International) on Combustion* 13.1 (1971), S. 373–380. ISSN: 00820784. DOI: 10.1016/S0082-0784(71)80040-1.
- [31] D. Forliti. „Trajectory and Mixing Scaling Laws for Confined and Unconfined Transverse Jets“. In: *42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. Fluid Dynamics and Co-located Conferences. New Orleans: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2012. DOI: 10.2514/6.2012-3353.
- [32] Fraunhofer ISE. *Stromproduktion in Deutschland in Woche 30 2017*. 2017. URL: https://www.energy-charts.de/power_de.htm.
- [33] T. F. Fric und A. Roshko. „Vortical Structure in the Wake of a Transverse Jet“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 279 (1994), S. 1–47. DOI: 10.1017/S0022112094003800.
- [34] A. G. Gaydon und R. W. B. Pearse. *The Identification of Molecular Spectra*. Amsterdam: Springer Netherlands, 1950.
- [35] B. E. Gel'land. *Thermo-Gas Dynamics of Hydrogen Combustion and Explosion*. Shock Wave and High Pressure Phenomena. Berlin und New York: Springer, 2012. ISBN: 3642253520.
- [36] B. E. Gel'land u. a. „Basic Self-Ignition Regimes and Conditions for Their Realization in Combustible Gas Mixtures“. In: *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 33.2 (1997).
- [37] I. Glassman und R. A. Yetter. *Combustion, Fourth Edition*. Oxford: Elsevier, 2008.
- [38] A. K. Gupta. „Flame Characteristics and Challenges With High Temperature Air Combustion“. In: *Proc. Intl. Joint Power Generation Conference* (2000), S. 23–26.
- [39] A. K. Gupta. „Thermal Characteristics of Gaseous Fuel Flames Using High Temperature Air“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 126.1 (2004), S. 9–19. ISSN: 07424795. DOI: 10.1115/1.1610009.
- [40] P. Habisreuther u. a. „Structure of Laminar Premixed Flames of Methane Near the Auto-Ignition Limit“. In: *Combustion and Flame* 160 (2013), S. 2770–2782. ISSN: 00102180.

- [41] B. Hampel u. a. „Feasibility Study on Dehydrogenation of LOHC Using Excess Exhaust Heat From a Hydrogen Fueled Micro Gas Turbine“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015*, GT2015-43168, (2015). DOI: 10.1115/GT2015-43168.
- [42] J. E. Harrington u. a. „Evidence for a New NO Production Mechanism in Flames“. In: *Symposium (International) on Combustion 26.2* (1996), S. 2133–2138. ISSN: 00820784. DOI: 10.1016/S0082-0784(96)80038-5.
- [43] E. F. Hasselbrink und M. G. Mungal. „Transverse Jets and Jet Flames. Part 1. Scaling Laws for Strong Transverse Jets“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 443 (2001), S. 1–25. DOI: 10.1017/S0022112001005146.
- [44] A. N. Hayhurst und E. M. Hutchinson. „Evidence for a New Way of Producing NO via NNH in Fuel-Rich Flames at Atmospheric Pressure“. In: *Combustion and Flame* 114.1 (1998), S. 274–279. ISSN: 00102180. DOI: 10.1016/S0010-2180(97)00328-3. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218097003283>.
- [45] H.C. Starck. *Single Material Joining of Silicon - Infiltrated Silicon Carbide (SiSiC)*. Hrsg. von H.C. Starck Ceramics GmbH. Selb, 2018. URL: https://www.hcstarck-ceramics.de/wp-content/uploads/2018/12/PD-9002_1_STARCERAM_S.pdf.
- [46] H. He, H. Guo und M. Chen. „Gamma Correction for Digital Fringe Projectio Profilometry“. In: *Applied Optics* (2004).
- [47] H. G. Im, J. H. Chen und C. K. Law. „Ignition of Hydrogen-Air Mixing Layer in Turbulent Flows“. In: *27th Symposium on Combustion* (1998), S. 1047–1056.
- [48] H. H. Jaffe und A. L. Miller. „The Fates of Electronic Excitation Energy“. In: *Journal of Chemical Education* (1965).
- [49] O. Johansson. „Development and Application of Photofragmentation Laser-Induced Fluorescence for Visualization of Hydrogen Peroxides“. PhD Thesis. Universität Lund, 2011.
- [50] Y. Kamotani und I. Greber. „Experiments on Confined Turbulent Jets in Cross Flow“. In: *6th Fluid and Plasma Dynamics Conference*. Fluid Dynamics and Co-located Conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1973. DOI: 10.2514/6.1973-647.
- [51] A. R. Karagozian. „Transverse Jets and Their Control“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 36.5 (2010), S. 531–553. ISSN: 03601285. DOI: 10.1016/j.pecs.2010.01.001. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S036012851000002X>.
- [52] R. Kehlhofer. *Combined-Cycles Gas and Steam Turbine Plants*. Tulsa, Oklahoma, USA: PennWell, 1999.
- [53] J. D. Kerber und R. D. Beaty. *Concepts, Instrumentation and Techniques in Atomic Absorption Spectrophotometry*. Waltham: PerkinElmer Instruments, 1993.
- [54] A.E.E. Khalil. „Investigation of Colorless Distributed Combustion (CDC) with Swirl for Gas Turbine Application“. Dissertation. University of Maryland, 2013.

- [55] K. Kohse-Höinghaus. „Laser Techniques for Quantitative Detection of Reactive Intermediates in Combustion Systems“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 20.3 (1994), S. 203–279.
- [56] J. Kojima, Y. Ikeda und H. Hashimoto. „Local Chemiluminescence Spectra of premixed Oxygen-Hydrogen Flames“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 29.2 (2002), S. 1495–1501.
- [57] M. Kolb. „Influence of the Injector Geometry on Mixing and Lift-Off of Premixed Jet Flames in Hot Cross Flow“. Dissertation. Technische Universität München, 2015.
- [58] A. A. Konnov. „Remaining Uncertainties in the Kinetic Mechanism of Hydrogen Combustion“. In: *Combustion and Flame* 152.4 (2008), S. 507–528. ISSN: 00102180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2007.10.024.
- [59] E. Kristensson u. a. „Analysis of Multiple Scattering Suppression Using Structured Laser Illumination Planar Imaging in Scattering and Fluorescing Media“. In: *Opt. Express* 19.14 (2011), S. 13647–13663. DOI: 10.1364/OE.19.013647.
- [60] N. Lal, P. Sharma und M. Diwakar. „Edge Detection Using Moore Neighborhood“. In: *International Journal of Computer Applications* 61.3 (2013).
- [61] M. Lauer. „Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by Chemiluminescence Imaging“. Dissertation. Technische Universität München, 2011.
- [62] C. K. Law. *Combustion Physics*. Cambridge University Press, 2006. ISBN: 9780511754517.
- [63] C.J. Lawn. „Lifted Flames on Fuel Jets in Co-Flowing Air“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 35.1 (2009), S. 1–30. ISSN: 03601285. DOI: 10.1016/j.pecs.2008.06.003.
- [64] P. Li u. a. „Progress and Recent Trend in MILD Combustion“. In: *Science China Technological Sciences* 54.2 (2011), S. 255–269. ISSN: 1674-7321. DOI: 10.1007/s11431-010-4257-0.
- [65] E. Loew. „Analyse von Verbrennungsvorgängen im selbstzündungsdominierten Regime mittels Mischungsstatistik“. Dissertation. Technische Universität München, 2016.
- [66] J. F. Louvar und D. A. Crowl. *Chemical Process Safety*. New Jersey: Prentice Hall PTR, 2002.
- [67] R.-Y. Lu, S.-K. Ueng und H.-P. Cheng. „An Adaptive Gauss Filtering Method“. In: *2008 IEEE Pacific Visualization Symposium*. IEEE. 2008, S. 127–134.
- [68] J. Luque und D. R. Crosley. *LIFBASE: Database and Spectral Simulation Program*. Hrsg. von SRI International Report MP 99-099. 1999.
- [69] J. Maczynski. „A Round Jet in an Ambient Co-Axial Stream“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 13 (1962), S. 597–608.

- [70] K. Mahesh. „The Interaction of Jets with Crossflow“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 45.1 (2013), S. 379–407. ISSN: 0066-4189. DOI: 10.1146/annurev-fluid-120710-101115.
- [71] E. Malmqvist. „Thermometry Using OH Laser-Induced Fluorescence Excitation Spectra: A Feasibility Study“. Master Thesis. Universität Lund, 2013.
- [72] A. J. Marchese und F. L. Dryer. „Hydroxyl Radical Chemiluminescence Imaging and the Structure of Microgravity Droplet Flames“. In: *Symposium (International) on Combustion* 26.1 (1996), S. 1219–1226.
- [73] C. N. Markides und E. Mastorakos. „Flame Propagation Following the Autoignition of Axisymmetric Hydrogen, Acetylene, and Normal-Hexane Plumes in Turbulent Coflows of Hot Air“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 130 (2008), S. 1–9.
- [74] C. N. Markides und E. Mastorakos. „Experimental Investigation of the Effects of Turbulence and Mixing on Autoignition Chemistry“. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 86.3-4 (2011), S. 585–608. ISSN: 1386-6184. DOI: 10.1007/s10494-010-9268-1.
- [75] E. Mastorakos. „Ignition of Turbulent Non-Premixed Flames“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 35.1 (2009), S. 57–97. ISSN: 03601285. DOI: 10.1016/j.pecs.2008.07.002.
- [76] E. Mastorakos, T. A. Baritaud und T. J. Poinso. „Numerical Simulations of Autoignition in Turbulent Mixing Flows“. In: *Combustion and Flame* 109 (1997), S. 198–223. ISSN: 00102180.
- [77] E. Mastorakos u. a. „A Model for the Effects of Mixing on the Autoignition of Turbulent Flows“. In: *Combustion Science and Technology* 125 (1997), S. 243–282. ISSN: 0010-2202.
- [78] A. Melling. „Tracer Particles and Seeding for Particle Image Velocimetry“. In: *Measurement Science and Technology* 8.12 (1997), S. 1406–1413.
- [79] N. V. Mossholder. „Spectroscopic Properties and Analytical Applications of Premixed Oxygen-Hydrogen Flames“. Dissertation. Iowa State University, 1971.
- [80] B. P. Mullins und S. S. Penner. *Explosions, Detonations, Flammability and Ignition*. London: Pergamon Press, 1959.
- [81] S. Muppidi und K. Mahesh. „Direct Numerical Simulation of Passive Scalar Transport in Transverse Jets“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 598 (2008), S. 335–360. DOI: 10.1017/S0022112007000055.
- [82] S. Narayan und S. Rajan. „Superequilibrium CO Concentrations and Prompt NO Formation in Laminar Premixed Methane-Air Flames“. In: *Combustion Science and Technology* 139.1 (1998), S. 159–171. ISSN: 0010-2202. DOI: 10.1080/00102209808952085.
- [83] T. H. New, T. T. Lim und S. C. Luo. „Elliptic jets in cross-flow“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 494 (2003), S. 119–140. DOI: 10.1017/S0022112003005925.

- [84] P. H. Paul und H. N. Najm. „Planar Laser-Induced Fluorescence of Flame and Heat Release Rate“. In: *Symposium (International) on Combustion* 27.1 (1998), S. 43–50.
- [85] W. M. Pitts. „Effects of Global Density Ratio on the Centerline Mixing Behavior of Axisymmetric Turbulent Jets“. In: *Experiments in Fluids* 11-11.2-3 (1991). ISSN: 0723-4864. DOI: 10.1007/BF00190288.
- [86] C. Poruba. „Turbulente Flammenausbreitung in Wasserstoff-Luft-Gemischen“. Dissertation. Technische Universität München, 2003.
- [87] M. Raffel u. a. *Particle Image Velocimetry*. 1998. DOI: 10.1007/978-3-540-72308-01.
- [88] N. Rajaratnam. *Turbulent Jets: Developments in Water Science*. Amsterdam: Elsevier, 1976. ISBN: 0-444-41372-3.
- [89] Riessner Gase. *Wasserstoff 3.0/5.0/6.0*. 2014. URL: <https://www.riessner.de/documents/gase/wasserstoff.pdf>.
- [90] Robinson, C. and Smith, D. B. „The Auto-Ignition Temperature of Methane“. In: *Journal of Hazardous Materials* 8.3 (1984), S. 199–203.
- [91] R. Sankaran u. a. „The Effects of Non-Uniform temperature Distribution on the Ignition of a Lean Homogeneous Hydrogen-Air Mixture“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), S. 875–882. ISSN: 15407489.
- [92] T. Sattelmayer. „Technische Thermodynamik - Energielehre und Stoffverhalten: Energielehre und Stoffverhalten“. Vorlesungsskript. Technische Universität München, 2008.
- [93] T. Sattelmayer. „Technische Thermodynamik - Verbrennung, Gas-Dampf-Gemische, Gasdynamik“. Vorlesungsskript. Technische Universität München, 2008.
- [94] J. L. Sawin, F. Sverrisson und W. Rickerson. *Renewables 2015: Global Status Report*. Paris, 2015. ISBN: 978-3-9815934-6-4.
- [95] S. H. Smith und M. G. Mungal. „Mixing, Structure and Scaling of the Jet in Cross-flow“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 357 (1998), S. 83–122. DOI: 10.1017/S0022112097007891.
- [96] I. Stankovic und B. Merci. „Analasys of Autoignition of Heated Hydrogen-Air Mixtures with Different Detailed Reaction Mechanisms“. In: *Combustion Theory and Modelling* 15 (2011). ISSN: 1364-7830.
- [97] D. Stepowski und G. Cabot. „Laser Mie Scattering Measurement of Mean Mixture Fraction Density and Temperature by Conditional Seeding in a Turbulent Diffusion Flame“. In: *Symposium (International) on Combustion* 22 (1988), S. 619–625. ISSN: 00820784.
- [98] K. Stierstadt. *Thermodynamik: Von der Mikrophysik zur Makrophysik*. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. ISBN: 978-3-642-05097-8. DOI: 10.1007/978-3-642-05098-5. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-05098-5>.

- [99] H. Stöcker, Hrsg. *Taschenbuch der Physik: Formeln, Tabellen, Übersichten*. Nachdr. der 5., korrigierten Aufl. Frankfurt am Main: Deutsch, 2007. ISBN: 978-3-8171-1720-8.
- [100] SWM Services GmbH. *Erdgasbeschaffenheit: Monatsmittel März 2016*. 2016. URL: <https://www.swm-infrastruktur.de/dam/jcr:9db63dd1-f9ee-4caa-a562-634dce037503/gasanalyse-maerz-2016.pdf>.
- [101] G. Tautschnig. „Auto-Ignition and Combustion of Fuel Jets in Vitiated Co-Flow at Elevated Pressure“. Dissertation. Technische Universität München, 2016.
- [102] S. Tedder und Y. Hicks. *OH Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF) Measurements for the Study of High Pressure Flames: An Evaluation of a New Laser and a New Camera System*. 2012. URL: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/20120009959.pdf>.
- [103] W. Thielicke und E. J. Stamhuis. „PIVlab - Towards User-Friendly, Affordable and Accurate Digital Particle Image Velocimetry in Matlab“. In: *Journal of Open Research Software* 2 (2014).
- [104] W. Triggs und X. Tan. „Enhanced Local Texture Feature Sets for Face Recognition Under Difficult Lighting Conditions“. In: *IEEE transactions on image processing* 19.6 (2010), S. 1635–1650.
- [105] S. R. Turns. *An Introduction to Combustion: Concepts and Applications*. New York, NY, USA: McGraw-Hill, 2012.
- [106] M. J. Utschick. „Sicherheitskriterien für die vorgemischte Verbrennung wasserstoffhaltiger Brennstoffe in Gasturbinen“. Dissertation. Technische Universität München, 2016.
- [107] H. Vogel. *Gerthsen Physik 18th ed.* Berlin: Springer, 1995.
- [108] P. Voigt. „Entwicklung und Einsatz eines Lichtschnittverfahrens zur quantitativen Konzentrationsmessung bei Mischungsprozessen“. Dissertation. Institut für Antriebstechnik, Köln, 1999.
- [109] J. Warnatz, R. W. Dibble und U. Maas. *Verbrennung: Physikalisch-chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung: Physikalisch-chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung*. 3. Berlin [u.a.]: Springer, 2012. ISBN: 3642626580.
- [110] K. C. Weston. *Energy conversion - The EBook*. Tulsa, Oklahoma, USA: Universtät Tulsa, 1992.
- [111] G. Wiegleb. *Gasmesstechnik in Theorie und Praxis: Messgeräte, Sensoren, Anwendungen*. 1. Aufl. 2016. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2016. ISBN: 9783658106867. DOI: 10.1007/978-3-658-10687-4. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-658-10687-4>.
- [112] M. Wietschel u. a. *Energietechnologie der Zukunft: Erzeugung, Speicherung, Effizienz und Netze*. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2015. ISBN: 978-3-658-07128-8.

- [113] R. E. Woods und R. C. Gonzalez. *Digital Image Processing Using Matlab*. Matlab, 1992.
- [114] J. Wünnig. „Flammenlose Oxidation von Brennstoff mit hochvorgewärmter Luft“. In: *Chem.-Ing.-Tech* 63.12 (1991), S. 1243–1245.
- [115] J. A. Wünnig und J. G. Wünnig. „Flameless Oxidation to Reduce Thermal NO-Formation“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 23.1 (1997), S. 81–94. ISSN: 03601285. DOI: 10.1016/S0360-1285(97)00006-3.
- [116] L. L. Yuan und R. L. Street. „Trajectory and entrainment of a round jet in crossflow“. In: *Physics of Fluids* 10.9 (1998), S. 2323–2335. DOI: 10.1063/1.869751. URL: <https://doi.org/10.1063/1.869751>.
- [117] M.G. Zabetakis. *Flammability Characteristics of Combustible Gases and Vapors*. Washington, 1965.
- [118] Y. Zeldovich. „The Oxidation of Nitrogen in Combustion and Explosion“. In: *Acta Physicochimica* 21 (1946), S. 577–628.
- [119] Y. Zeldovich, D. Frank-Kamenetskii und P. Sadovnikov. *Oxidation of Nitrogen in Combustion*. Leningrad: House of the Acad of Sciences of USSR, 1947.
- [120] P. Zimmermann. „Anpassung einer Mikrogasturbine an einen indirekt beheizten Gasturbinenzyklus mit Pebble-Heatern“. Dissertation. Technische Universität München, 2010.