

Experimentelle Untersuchungen an abgehobenen Flammen unter Druck

zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)

der Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte
DISSERTATION

von
Dipl.-Ing. Plamen Kasabov
aus Burgas (Bulgarien)

Referent: Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer

Tag der mündlichen Prüfung: 05.03.2014

Meiner Frau Kristina gewidmet.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist während meiner Tätigkeit am Lehrstuhl für Verbrennungstechnik des Engler-Bunte-Instituts des Karlsruher Institut für Technologie (KIT) entstanden.

An erster Stelle gebührt mein Dank meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis, für das mir entgegengebrachte Vertrauen zur Durchführung dieser Arbeit, für die vielfältige Unterstützung und Förderung bei dieser Tätigkeit und für die wertvollen Diskussionen und Anregungen.

Für die Übernahme des Korreferates und für das Interesse an dieser Arbeit danke ich ganz herzlich Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer.

Die freundliche und offene Zusammenarbeit am Lehrstuhl für Verbrennungstechnik hat mein Leben stark bereichert und die Zeit meiner Promotion wird für immer positiv in meiner Erinnerung bleiben. Hierfür möchte ich mich bei allen Kollegen aufrichtig bedanken. Besonders erwähnen möchte ich meine Bürokollegin N. Djordjevic sowie die Herren C. Cardenas, G. Donnert, S. Marinov, V. Vukadinovic, M. Weiß, F. Galeazzo und P. Habisreuther, die mir mit unzähligen fachlichen Anregungen entscheidend weitergeholfen haben.

Meiner Studienarbeiterin J. Sedlmaier sowie den wissenschaftlichen Hilfsassistenten V. Madzharov und A. Nikolova danke ich für ihr Engagement und ihre tatkräftige Unterstützung.

Weiterhin kommt mein Dank den Damen im Sekretariat D. Reinhardt und S. Zbornik zu, deren Unterstützung ich mir stets sicher sein konnte.

Das Gelingen dieser experimentellen Arbeit wäre ohne die Mitwirkung der technischen Angestellten H. Pabel, M. Berg, M. Haug, R. Donnerhacke und S. Herbel nicht möglich gewesen. Vielen Dank dafür. Herrn W. Pfeffinger bin ich für die prompte und kompetente Unterstützung auf den Gebieten EDV und Messdatenerfassung sehr dankbar.

Mein weitaus größter Dank gilt meiner Frau Kristina, die mir durch ihre Unterstützung und ihre Geduld die Entstehung dieser Arbeit ermöglichte.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Zielsetzung	3
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Laminare Flammenausbreitung	7
2.2	Grundlagen turbulenter Strömungen	11
2.3	Turbulenz-Chemie-Wechselwirkungen	18
2.3.1	Turbulente Brenngeschwindigkeit	18
2.3.2	Das Borghi-Diagramm	24
2.3.3	Der Karlowitz-Streckungsfaktor	25
2.4	Flammenstabilisierung	27
2.5	Freistrahtheorie	32
2.6	Zerstäubung von Flüssigkeiten	36
2.7	Bildung von Stickoxiden	41
2.7.1	Thermisches-NO	43
2.7.2	Prompt-NO	46
2.7.3	N ₂ O-Mechanismus	48
2.7.4	NNH-Mechanismus	49
2.7.5	Stickoxid aus brennstoffeigenem Stickstoff	50
2.8	Strategien zur Minderung der NO _x -Emissionen	50
2.8.1	Fett-Mager-Verbrennungsführung	51
2.8.2	Magere Vormischverbrennung	52
2.9	Abgehobene Flammen	54
3	Versuchsaufbau und Messtechnik	63
3.1	Düsenaufbau	63
3.2	Anlage mit dem Schwerpunkt der Abgasanalyse	65
3.2.1	Aufbau der Anlage	65
3.2.2	Analysenmesstechnik für Konzentrationsmessungen	67
3.3	Anlage mit optischer Zugänglichkeit	68
3.3.1	Aufbau der Anlage	68
3.3.2	Optisch basierte Messtechnik	74
4	Ergebnisse und Diskussion	84
4.1	Entstehung der verdrallten abgehobenen Flamme	84
4.2	Einfluss der Betriebsparameter auf das Geschwindigkeitsfeld und auf die Turbulenzintensität	87
4.3	Einfluss der Betriebsparameter auf Abhebehöhe und Verdampfung des Brennstoffes	98

4.3.1 Betriebsdruck	99
4.3.2 Luftvorwärmtemperatur	104
4.3.3 Effektive Fläche der Düse und Gemischstöchiometrie	106
4.3.4 Druckverlust über die Düse	111
4.4 Einfluss der Betriebsparameter auf den NO _x -Ausstoß	114
4.4.1 Betriebsdruck	120
4.4.2 Luftvorwärmtemperatur	123
4.4.3 Effektive Fläche der Düse	128
4.5 Einfluss der Betriebsparameter auf die mageren Verlöschgrenzen	130
4.5.1 Betriebsdruck	135
4.5.2 Luftvorwärmtemperatur	138
4.5.3 Effektive Fläche der Düse	140
4.6 Gemischausbrand	141
5 Zusammenfassung	143
6 Summary	152
Literaturverzeichnis	159
Anhang	171
Relevante Eigenschaften von Kerosin	171

Nomenklatur

Lateinische Symbole

a	m^2/s	thermische Diffusivität
A	m^2	Fläche
c	kg/m^3	Konzentration
C_p	$\text{J}/\text{kg}/\text{K}$	Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_w	-	Widerstandsbeiwert
d, D	m	Durchmesser
D	m^2/s	Diffusionskoeffizient
\dot{D}	$\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}^2$	Drehimpulsstrom
E_a	J/mol	Aktivierungsenergie
\dot{h}	W/m^2	flächenbezogener Enthalpiestrom
H_{BS}	J/kg	Heizwert des Brennstoffes
ΔH_R	J/mol	Reaktionsenthalpie
I	$\text{W}/\text{cm}^2/\text{sr}$	laterale Emission
i	$\text{kg}\cdot\text{m}/\text{s}^2$	Axialimpulsstrom
k	variabel	Reaktionsgeschwindigkeitskonstante
k	m^2/s^2	turbulente kinetische Energie
K	-	Korrelationskoeffizient
K_p	variabel	Gleichgewichtskonstante (bezogen auf Druck)
l	kg/kg	Luftbedarf, Luftangebot
l	m	Länge, Längenmaß
l_t	m	integrales Längenmaß
M	kg	Masse
M	kg/mol	molare Masse
n	-	Reaktionsordnung
p	N/m^2	Druck
\dot{q}	W/m^2	flächenbezogener Wärmestrom

Q	-	Summenverteilung
\mathbf{r}	mol/m ³ /s	volumenbezogene Reaktionsgeschwindigkeit
r	m	radiale Koordinate
r_H	m	Halbwertsradius
\mathcal{R}	J/mol/K	universelle Gaskonstante
\mathcal{R}_s	J/kg/K	spezifische Gaskonstante
R	m	Radius
s_{ij}	1/s	Deformationsgeschwindigkeit
S_L	m/s	laminare Brenngeschwindigkeit
S_T	m/s	turbulente Brenngeschwindigkeit
T	K	Temperatur
t	s	Zeit
u	m/s	axiale Geschwindigkeit
U	m/s	mittlere Geschwindigkeit
v	m/s	radiale Geschwindigkeit
w	m/s	tangentiale Geschwindigkeit
x, y, z	m	kartesische Koordinaten
u', v', w'	m/s	Turbulenzintensität

Griechische Symbole

δ	m	laminare Flammenfrontdicke
Δ	-	Differenz
ε	m ² /s ³	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie
ε	W/cm ³ /sr	radiale Emission
η	m	Kolmogorov-Längenmaß
θ	rad	Winkelmaß
κ	1/m	Wellenzahl ($=2\pi/l$)
κ	-	Isentropen-Exponent
λ	-	Luftzahl

λ	W/m/K	Wärmeleitfähigkeit
λ	m	Taylor-Längenmaß
μ	N.s/m ²	dynamische Viskosität
μ_E	-	Massenentrainment-Koeffizient
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ξ	-	Ähnlichkeitsparameter nach Thring-Newby
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	N/m	Oberflächenspannung
σ	-	Standardabweichung
τ	s	charakteristische Zeit
ϕ	-	Äquivalenzverhältnis (=1/Luftzahl)
χ	-	Molenbruch

Subskripte

$(\cdot)_{\infty}$	Anströmung
$(\cdot)_0$	Wert am Auslass, Ruhewert
$(\cdot)_{50}$	Median
$(\cdot)_a$	axial
$(\cdot)_{ab}$	abheben
$(\cdot)_{ad}$	adiabat
$(\cdot)_{AG}$	Abgas
$(\cdot)_{as}$	aufsetzen
$(\cdot)_{aus}$	Austritt
$(\cdot)_B$	Beharrungszustand
$(\cdot)_{BK}$	Brennkammer
$(\cdot)_{BS}$	Brennstoff
$(\cdot)_{char}$	charakteristisch
$(\cdot)_D$	Dampf
$(\cdot)_{eff}$	effektiv

$(\cdot)_{ein}$	Eintritt
$(\cdot)_f$	vorwärts
$(\cdot)_F$	Flamme
$(\cdot)_{Fl}$	Flüssigkeit
$(\cdot)_{FG}$	Frischgas
$(\cdot)_{GG}$	Gleichgewicht
$(\cdot)_H$	Halbwerts
$(\cdot)_{korr}$	korrigiert
$(\cdot)_{krit}$	kritisch
$(\cdot)_{max}$	maximal
$(\cdot)_{meas}$	gemessen
$(\cdot)_{prim}$	primär
$(\cdot)_r$	Rezirkulation
$(\cdot)_R$	Reaktion
$(\cdot)_{ref}$	Referenz
$(\cdot)_{rel}$	relativ
$(\cdot)_{sek}$	sekundär
$(\cdot)_{st}$	stöchiometrisch
$(\cdot)_s$	Strahl, spezifisch
$(\cdot)_t$	turbulent
$(\cdot)_{th}$	theoretisch
$(\cdot)_u$	Umgebung
$(\cdot)_{un}$	ungemischt
$(\cdot)_V$	Vorwärmung
$(\cdot)_W$	Wirbel
$(\cdot)_z$	Zündung
$(\cdot)_\lambda$	Taylor
$(\cdot)_\eta$	Kolmogorov

Superskripte

$(\cdot)^*$	angeregter Zustand
$(\cdot)^{BS}$	Brennstoff
$(\cdot)^m$	Exponent in der Rankine Gleichung
$(\cdot)^{OX}$	Oxidator
$(\cdot)^q$	Exponent in der Rosin-Rammler Verteilung

Operatoren

$\widetilde{(\cdot)}$	Schwankungskomponente
$\overline{(\cdot)}$	gemittelt
$\dot{(\cdot)}$	Strom

Abkürzungen

$[\cdot]$	mol/m ³	molare Konzentration
<i>AB</i>	-	Ausbrand
<i>ARZ</i>	-	äußere Rezirkulationszone
<i>CAEP</i>	-	Committee on Aviation Environmental Protection
<i>CCD</i>	-	Charge-Coupled Device
<i>CFD</i>	-	Computational Fluid Dynamics
<i>DEHS</i>	-	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat
<i>DM</i>	m	Durchmesser
<i>EI</i>	kg/kg	Emissionsindex
<i>FEM</i>	-	Finite-Elemente-Methode
<i>FID</i>	-	Flammenionisationsdetektor
<i>FN</i>	kg/h/ $\sqrt{\text{bar}}$	Flow Number
<i>GPIB</i>	-	General Purpose Interface Bus
<i>IA</i>	-	Interrogationszelle
<i>ICAO</i>	-	International Civil Aviation Organization
<i>ICCD</i>	-	intensivierte CCD-Kamera

IRZ	-	innere Rezirkulationszone
LBO	-	mageres Verlöschen (Englisch: lean blowout)
LBV	-	Luft-zu-Brennstoff-Verhältnis
LP	-	mager-vorgemischt
LPP	-	mager-vorgemischt, vorverdampft
LTO	-	Landing and Take Off Cycle
NO _x	-	Summe aus NO und NO ₂
PIV	-	Particle Image Velocimetry
(P)LIF	-	(Planare) Laserinduzierte Fluoreszenz
ppm	-	Parts per Million
RQL	-	Fett-Mager-Verbrennung
<i>SMD</i>	m	Sauterdurchmesser
<i>Tu</i>	- / %	Turbulenzgrad

Dimensionslose Kennzahlen

<i>Da</i>	$= \frac{\tau_t}{\tau_F}$	Damköhler-Zahl
<i>K</i>	$= \frac{\tau_F}{\tau_\lambda}$	Karlowitz-Streckungsfaktor
<i>Ka</i>	$= \frac{\tau_F}{\tau_\eta}$	Karlowitz-Zahl
<i>Le</i>	$= \frac{a}{D}$	Lewis-Zahl
<i>Oh</i>	$= \frac{\mu}{\sqrt{\sigma \rho d}}$	Ohnesorge-Zahl
<i>Pe</i>	$= \frac{l U}{a}$	Péclet-Zahl
<i>Pr</i>	$= \frac{a}{\nu}$	Prandtl-Zahl
<i>Re</i>	$= \frac{\rho U D}{\mu}$	Reynolds-Zahl
<i>S</i>	$= \frac{\dot{D}}{\dot{r}}$	Drallzahl

$$Sc = \frac{\nu}{D} \quad \text{Schmidt-Zahl}$$

$$We = \frac{\rho u^2 d}{\sigma} \quad \text{Weber-Zahl}$$

1 Einleitung

Als Verbrennung wird eine exotherme, sich selbsterhaltende chemische Reaktion zwischen Brennstoff und Oxidationsmittel bezeichnet, bei der die im Brennstoff chemisch gebundene Energie in Form fühlbarer Wärme und Strahlungsenergie freigesetzt wird. Die Verbrennung gilt als die erste der Menschheit bekannte Technologie und hat über die Jahrhunderte keineswegs an Bedeutung verloren. Heutzutage wird elektrische Energie überwiegend in Wärmekraftanlagen gewonnen. Auch wenn der Anteil erneuerbarer Energiequellen in den letzten Jahren deutlich gestiegen ist, wurde im Jahr 2010 knapp 80% des Energiebedarfes in Deutschland aus fossilen Brennstoffen gedeckt (Abbildung 1-1).

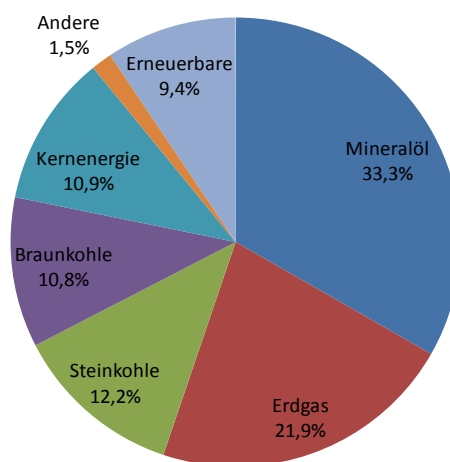


Abbildung 1-1: Primärenergieträger in Deutschland (Stand 2010, Quelle: Energiestatistik des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie)

Im Vergleich zu vergangenen Jahren wird immer weniger Stein- und Braunkohle zur Energiegewinnung verbrannt. Zur Deckung des steigenden Energiebedarfs werden sehr häufig stationäre Gasturbinen eingesetzt. In Kombikraftwerken lässt sich die Energie des Brennstoffes noch effizienter nutzen. Es ist davon auszugehen, dass sie in naher Zukunft Wirkungsgrade von über 60 % erreichen werden [1]. Um die Effizienz der thermischen Turbomaschinen zu steigern, werden ihre Komponenten ständig weiter optimiert, beispielsweise durch Variation der Schaufelgeometrie, des Anstellwinkels, der Kühlluftaufteilung usw. Auch die Erhöhung des Druckes und der Temperatur in der Brennkammer trägt zur Steigerung des Wirkungsgrades und der Effizienz bei. Somit sind Tests unter realitätsnahen Bedingungen - trotz des erhöhten Aufwandes - ein unerlässliches Mittel, um das wahre Verbesserungspotenzial der einzelnen Optimierungsschritte beurteilen zu können.

Neben der Energiebranche verlässt sich auch das Transportwesen aktuell als Energiequelle fast ausschließlich auf die Verbrennung fossiler Brennstoffe. Auch wenn die Transportmittel am Boden alternativ mit komprimierten gasförmigen Brennstoffen betrieben werden können, finden momentan in der Luftfahrt ausschließlich flüssige Brennstoffe Verwendung. Daran wird sich in naher Zukunft voraussichtlich kaum etwas ändern, da das Speichern gasförmiger Brennstoffe immer noch viel zu aufwendig ist. Das zusätzliche Gewicht, verursacht beispielsweise durch die Kühlaggregate, würde zudem in der Luftfahrt einen erhöhten Treibstoffverbrauch verursachen.

Trotz der vielen Vorteile der Verbrennung werden auch einige negative Aspekte mit dieser Technologie in Verbindung gebracht, denn bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen enthält das Abgas neben den Hauptprodukten der Verbrennungsreaktion (hauptsächlich Kohlendioxid und Wasser) auch geringe Mengen von Nebenprodukten. Jene, die negative Auswirkungen auf Umwelt und Mensch haben, werden als Schadstoffe bezeichnet. Kohlenmonoxid CO, Schwefeldioxid SO₂, unverbrannte Kohlenwasserstoffe und nicht zuletzt die Stickoxide NO_x gehören zu den bekanntesten anfallenden Schadstoffen.

Das Kohlenmonoxid CO entsteht bei einer Verbrennung unter Luftmangel oder durch Kontakt der Flamme mit kalten Wänden (zum Beispiel im Verbrennungsmotor). Bereits 500 ppm (0,05 %) wirken auf Dauer tödlich. Zum Vergleich beträgt die Konzentration von CO in Wohngebäuden 5 bis 15 ppm. Allerdings sind in Stadtgebieten durch unbehandelt ausgestoßene Autoabgase Konzentrationen bis zu 200 ppm möglich [2]. Auch eins der Hauptprodukte der Verbrennung, Kohlendioxid CO₂, gerät immer öfter in die Kritik, weil es unter anderem für den Treibhauseffekt mitverantwortlich ist.

Der in manchen Brennstoffen enthaltene Schwefel wird bei der Verbrennung in Form von Schwefeldioxid SO₂ in die Atmosphäre freigesetzt. In Bodennähe reizt das Gas die menschliche Schleimhaut, während es in größeren Höhen in SO₃ umgewandelt werden kann, das in Verbindung mit der Luftfeuchtigkeit Schwefelsäure bildet, die in Form von saurem Regen Gebäude und Erdböden beschädigen kann.

Auf die Bildung von Stickoxiden NO_x wird in den nachfolgenden Kapiteln näher eingegangen. An dieser Stelle sei erwähnt, dass sie unter der Einwirkung von Sonnenstrahlung in Gegenwart von Kohlenwasserstoffen zur Smogbildung beitragen können [3]. Gerät beispielsweise das aus Verkehrsflugzeugen freigesetzte Stickoxid NO in die Stratosphäre, kann es das Ozon angreifen und es zerstören:



Wird das nach der Reaktion (1-1) entstandene NO₂ direkter Sonnenstrahlung ausgesetzt, kann es zurück in Stickstoffmonoxid verwandelt werden, das dann weitere Ozonmoleküle angreifen könnte.



Analog zum Schwefeldioxid SO_2 kann sich das Stickstoffdioxid NO_2 mit der Luftfeuchtigkeit zu Salpetersäure verbinden und sauren Regen verursachen.

1.1 Zielsetzung

In Bezug auf die Schadstoffe konzentriert sich diese Arbeit auf die Entstehung und die Maßnahmen zur Reduktion von Stickoxiden. Die Steigerung des Druckverhältnisses einer thermischen Turbomaschine zwecks Erhöhung des Wirkungsgrades hat eine höhere Verdichteraustrittstemperatur zur Folge, was bei unveränderter Verbrennungsführung dazu führt, dass auch das Temperaturniveau in der Brennkammer steigt. Eine Erhöhung der Brennkammertemperatur ist aus wirtschaftlicher Sicht erwünscht, weil die spezifische Arbeit der Turbomaschine direkt an sie geknüpft ist (Abbildung 1-2). Fortschritte in der Entwicklung neuer Werkstoffe und Kühltechniken ermöglichten in den vergangenen Jahren eine stetige Steigerung der Brennkammertemperatur.

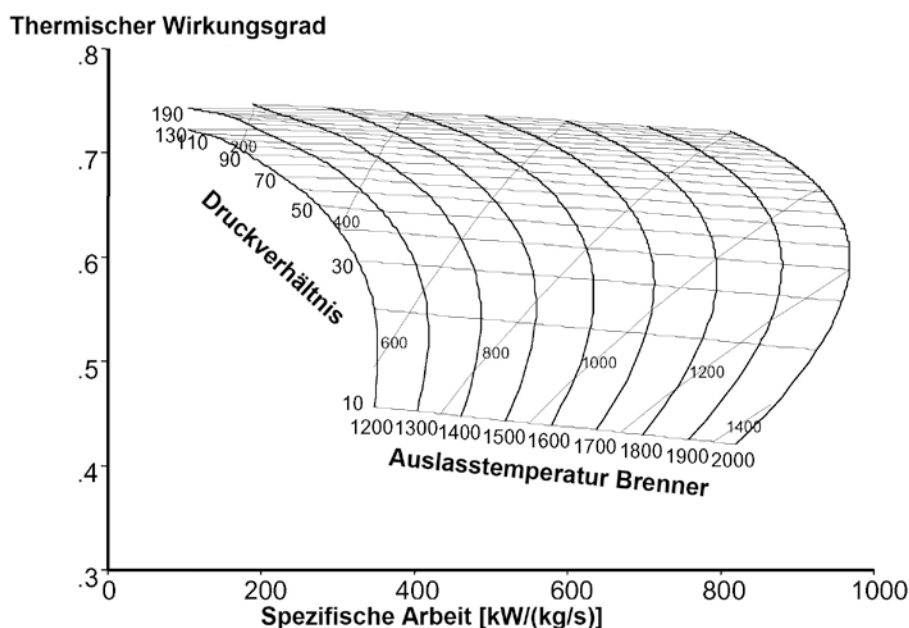


Abbildung 1-2: Abhängigkeit des thermischen Wirkungsgrades und der spezifischen Nutzarbeit einer Turbomaschine von den Betriebsparametern [4]

Die höheren Temperaturen im Brennerraum beschleunigen einerseits den Abbrand von schädlichem Kohlenmonoxid und unverbrannten Kohlenwasserstoffen, begünstigen andererseits aber die Entstehung von Stickoxiden (Kapitel 2.7).

Auf die Umweltverträglichkeit moderner technologischer Errungenschaften wird in letzter Zeit sehr großer Wert gelegt. Aus diesem Grund unterliegen die maximal zulässigen Emissionswerte strengen gesetzlichen Regelungen, und auch die Stickoxide machen hier keine Ausnahme. Deutschlandweit werden die Grenzwerte für stationäre Gasturbi-

nen durch die Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft [5] vorgegeben; für die Luftfahrt gelten international die Richtlinien der internationalen zivilen Luftfahrtorganisation ICAO [6]. Die Grenzwerte der Schadstoffemissionen für Flugtriebwerke sind dort in „Annex 16 - Environmental Protection, Volume II - Aircraft Engine Emissions“ festgelegt. Da dieses Dokument ursprünglich dem Schutz der Regionen in unmittelbarer Nähe der Flughäfen diene, wurde ihm der LTO-Zyklus zugrunde gelegt, der nur die Begrenzung der Emissionen in Bodennähe zum Ziel hat. Die Phasen, aus denen sich der LTO-Zyklus zusammensetzt, sind in Abbildung 1-3 dargestellt.

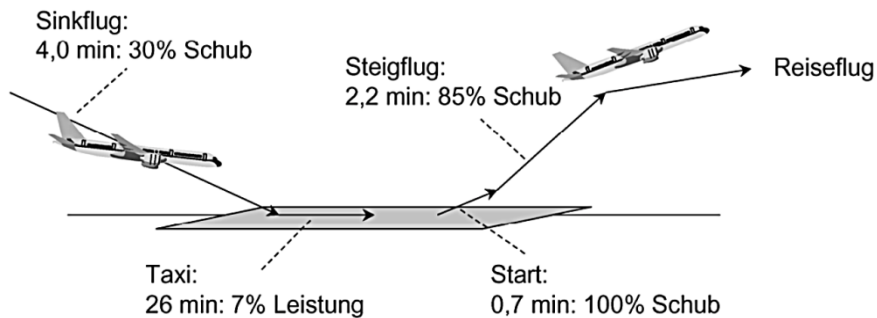


Abbildung 1-3: Phasen des LTO-Zyklus [4]

Die Triebwerke können in Bezug auf die NO_x -Emissionswerte mit Hilfe des ICAO- NO_x -Parameters unter Berücksichtigung der Leistungsklasse miteinander verglichen werden. Der ICAO- NO_x -Parameter wird wie folgt definiert

$$ICAO - NO_x = \frac{\sum EI_{NO_x} \dot{M}_{BS} t}{Schub} \left[\frac{g}{kN} \right] \quad (1-3)$$

wobei EI_{NO_x} der Emissionsindex von Stickoxiden, \dot{M}_{BS} der gemittelte Brennstoffverbrauch während der einschlägigen Phase und t die Dauer der Phase ist. Mittlerweile wird bei der Festlegung von Emissionsgrenzwerten auch der Schadstoffausstoß während des Reisefluges herangezogen. Abbildung 1-4 enthält die NO_x -Emissionswerte einiger Triebwerke. Es fällt auf, dass die Grenzwerte mit der Zeit immer strenger wurden. Alle Triebwerke, die nach 2007 zugelassen sind, müssen die CAEP/3-Richtlinie erfüllen.

Die neuesten Entwicklungen der Luftfahrtbranche deuten auf eine Verdopplung des Luftverkehrsaufkommens etwa alle 10 bis 15 Jahre hin [7, 8]. Um die Umweltbelastung so gering wie möglich zu halten, werden die maximal zulässigen Emissionsgrenzwerte noch weiter sinken müssen. Daher wird zurzeit intensiv nach neuen Konzepten für die Minderung des Schadstoffausstoßes geforscht, um die Triebwerkstechnologie zukunftssicher zu machen.

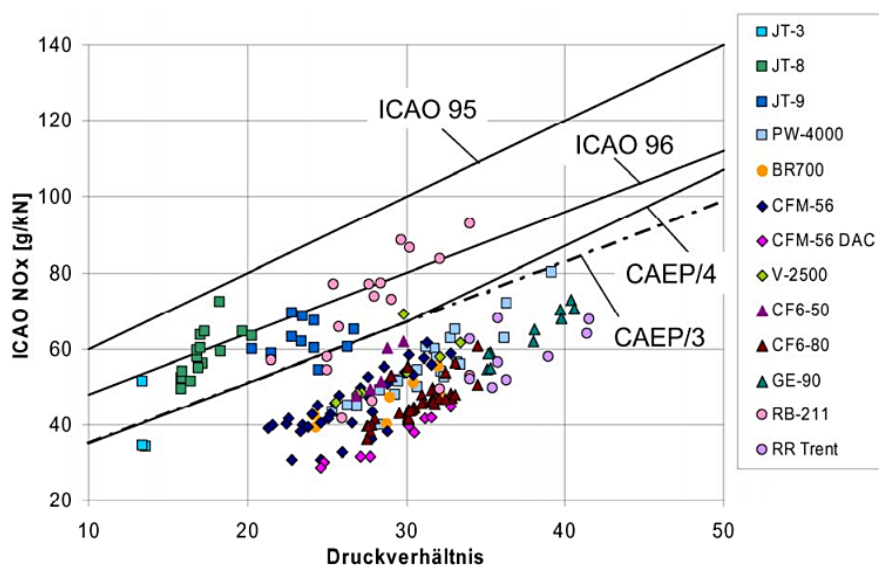


Abbildung 1-4: Emissionsgrenzwerte für Stickoxide und Messwerte einiger Triebwerke [4]

Schadstoffe, die mit den Abgasen einer Kraftmaschine in die Atmosphäre gelangen, können auf verschiedene Weisen reduziert werden. Ein Beispiel dafür ist das Einsetzen des methanreichen Erdgases als Brennstoff. Aufgrund des hohen Wasserstoff-zu-Kohlenstoff-Verhältnisses entsteht bei der Verbrennung, verglichen mit anderen Kohlenwasserstoffen, mehr Wasserdampf und weniger Kohlendioxid. Eine weitere Maßnahme, alle Schadstoffe aus der Verbrennung gleichermaßen zu verringern, ist die Bestrebung, den Wirkungsgrad stetig zu erhöhen. Dadurch lassen sich während der Gesamtlebensdauer der Maschine große Mengen an Brennstoff und somit auch die Schadstoffe, die bei der Verbrennung entstehen würden, einsparen. Sind hingegen Schadstoffe bereits entstanden, können diese durch geeignete Nachbehandlung abgebaut oder den Abgasen entzogen werden. Die Nachbehandlungsmaßnahmen sind jedoch häufig sehr kostenintensiv. Bei einem Kraftwerk kann zum Beispiel der Anteil der Kosten für Rauchgasnachbehandlungsanlagen, bezogen auf die Gesamtbaukosten, bis zu 30 % betragen. Darüber hinaus wird zur Rauchgasreinigung Energie aufgewendet, die den Gesamtwirkungsgrad eines Kraftwerkes um 1-2 % reduzieren kann [9]. Aufgrund des Zusatzgewichtes und - oft auch der Notwendigkeit des Mitführens chemischer Additive - wird in der Luftfahrt gegenwärtig keine Rauchgasnachbehandlung durchgeführt. Eine Alternative dazu bietet die geeignete Verbrennungsführung, mit der sich zum Beispiel die Stickoxidemissionen durch Vermeidung von Temperaturspitzen reduzieren lassen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einem neuartigen Konzept zur Minderung der Stickoxide. Untersucht wurde eine teilvorgemischte abgehoben brennende Flamme, die mit Hilfe einer modifizierten Dralldüse erzeugt wurde. Die Experimente fanden unter turbinennahen Bedingungen statt und lieferten wertvolle Informationen über Brennverhalten, Emissionswerte und Stabilität der abgehobenen Flammen unter Varia-

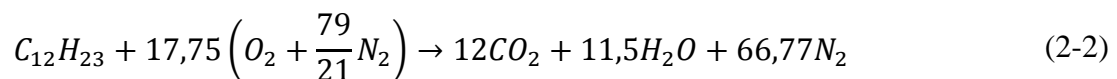
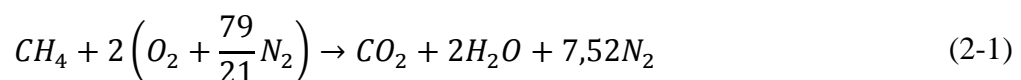
tion diverser Betriebsparameter, wie etwa Betriebsdruck, Luftvorwärmtemperatur, Druckverlust über die Düse, effektive Fläche der Düse usw.

2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel hat zum Ziel, dem Leser durch die Darlegung grundlegender Gesetzmäßigkeiten das Nachvollziehen der Aussagen und Schlussfolgerungen aus Kapitel 4 „Ergebnisse und Diskussion“ zu erleichtern. Begonnen wird mit der Phänomenologie der laminaren Flammenausbreitung einschließlich der Herleitung von Gleichungen zur quantitativen Abschätzung der laminaren Brenngeschwindigkeit, basierend auf Energie- und Stoffbilanzen. Das Unterkapitel „Grundlagen turbulenter Strömungen“ widmet sich den turbulenten Strömungen, die in der Praxis eine wichtige Rolle spielen. Auch in der Verbrennungstechnik treten sie aufgrund der hohen mittleren Geschwindigkeiten sehr häufig auf. In diesem Kapitel wird das Hauptaugenmerk auf die Theorie der abgehobenen Flammen gelegt, sowie auf die Ausbreitung eines Freistrahls als Schlüsselement zur Erklärung der Eigenschaften der untersuchten Flammen. Die Grundlagen anderer Schwerpunkte dieser Arbeit, nämlich Flammenstabilität sowie Bildung und Minderung der Stickoxide, werden ebenfalls erörtert. Da die experimentellen Untersuchungen mit flüssigem Kerosin¹ durchgeführt wurden, ist das Zerstäuben von Flüssigkeiten ein wichtiger Bestandteil dieses Kapitels.

2.1 Laminare Flammenausbreitung

Eine der wichtigsten Kenngrößen für die Beschreibung eines Verbrennungsprozesses ist die Zusammensetzung des brennbaren Gemisches, ausgedrückt als das Mengenverhältnis zwischen Oxidator und Brennstoff. Je nach Gemischzusammensetzung wird zwischen stöchiometrischen, unterstöchiometrischen und überstöchiometrischen Gemischen unterschieden. Im Falle eines stöchiometrischen Gemisches ist genau so viel Oxidator vorhanden, wie für die komplette Umsetzung des Brennstoffes benötigt wird. Die benötigte Luftmenge lässt sich in diesem Fall direkt aus der chemischen Reaktion bestimmen. Charakteristisch für alle Verbrennungsreaktionen ist, dass das chemische Gleichgewicht fast komplett auf der Seite der Produkte liegt. Wird die Luft annähernd als eine Mischung aus 21 % Sauerstoff und 79 % Stickstoff angenommen, ergibt sich für die Verbrennung von Methan bzw. Kerosin (chemische Zusammensetzung des Kerosins nach Nguyen und Ying [10]):



¹ Für eine Übersicht der wichtigen Eigenschaften von Kerosin wird auf den Anhang verwiesen.

Demnach werden für die komplette Verbrennung von 1 Mol Methan 9,52 Mol Luft benötigt. Bei der vollständigen Verbrennung entstehen 10,52 Mol Produkte. Im Falle von Kerosin ergibt sich, dass durch das größere Molekulargewicht von 167,3 g/mol die Verbrennung von 1 Mol Kerosin bereits 84,5 Mol Luft erfordert. Bei einer durchschnittlichen molaren Masse der Luft von 28,96 g/mol entspricht eine Mischung aus 14,67 kg Luft und 1 Kilogramm Kerosin der stöchiometrischen Zusammensetzung.

Wird mehr Luft zur Verfügung gestellt als für die Verbrennung benötigt, erscheint auf der Seite der Produkte neben den Hauptprodukten Wasser, Kohlendioxid und inertem Stickstoff noch ein restlicher Sauerstoffanteil. Man spricht hier von einer luftreichen („mageren“) Verbrennung. Findet die Verbrennung hingegen unter Sauerstoffmangel statt, entstehen Produkte der inkompletten Verbrennung, hauptsächlich Kohlenmonoxid, Wasserstoff und unverbrannte Kohlenwasserstoffe. Hier spricht man von einer brennstoffreichen („fetten“) Verbrennung.

Neben dem Luft-zu-Brennstoff-Verhältnis (LBV) hat die Luftzahl λ in der Verbrennungstechnik eine breite Verwendung gefunden, sie stellt das Verhältnis des aktuellen Luftangebots zum stöchiometrischen Luftbedarf dar:

$$\lambda = \frac{l}{l_{st}} \quad (2-3)$$

Bei einer stöchiometrischen Verbrennung ist die Luftzahl definitionsgemäß gleich eins. Eine Verbrennung unter Luftmangel erkennt man an der Luftzahl, die kleiner eins ist. Die Verbrennung unter Luftüberschuss ist durch die Luftzahl größer als eins gekennzeichnet.

Liegt jedoch die Zusammensetzung außerhalb der sogenannten Zündgrenzen, kann - unabhängig von der Stärke der Zündquelle - keine Verbrennungsreaktion stattfinden, denn es wird zu wenig Energie durch die Verbrennung freigesetzt, die dann zu schnell an die Umgebung abgeführt wird. Auf diese Weise kann das Frischgemisch nicht auf Zündtemperatur gebracht werden und die Reaktion erlischt.

Für praktische Anwendungen sind vor allem brennfähige Gemische von Interesse, die bei der Verbrennung schnell genug die chemisch gebundene Energie freisetzen. Die Reaktionsgeschwindigkeit r , mit der der Brennstoff abreagiert, ist proportional zur Geschwindigkeitskonstante k und zu den molaren Konzentrationen der reagierenden Spezies:



$$-r_{BS} = \frac{d[\text{Brennstoff}]}{dt} = k_f [\text{Brennstoff}]^{BS} [\text{Oxidator}]^{OX} \quad (2-5)$$

Dabei sind die hochgestellten Indizes die jeweiligen Reaktionsordnungen bezüglich Brennstoff und Oxidator, deren Summe die Gesamtreaktionsordnung ergibt. Die Ge-

schwindigkeitskonstante k_f der Vorwärtsreaktion ist umgekehrt proportional zu einem charakteristischen Zeitmaß der Reaktion τ . Das Verhältnis zwischen dem Zeitmaß der Wärmefreisetzung bei der Temperatur des unverbrannten Gemisches τ_{FG} und dem Zeitmaß der Wärmefreisetzung bei der Verbrennungstemperatur τ_{AG} ist nach Clavin [11] für Reaktionen mit hoher Aktivierungsenergie $E_a \gg \mathcal{R} T$ in der Größenordnung 10^{18} . Im Sinne der Reaktionsgeschwindigkeit bedeutet es, dass Brennstoff und Oxidator unter Umgebungstemperatur praktisch nicht miteinander reagieren. Beim Erhöhen der Temperatur ändert sich die Reaktionsgeschwindigkeit aufgrund der sehr starken exponentiellen Abhängigkeit am Anfang kaum. Oberhalb einer kritischen Temperatur nimmt die Reaktionsrate steil zu, sodass die Reaktion bald genügend Energie liefert, um sich selbst aufrechterhalten zu können.

Abbildung 2-1 stellt eine laminare Flammenfront schematisch dar. Von der linken Seite strömt das frische Luft-Brennstoff-Gemisch mit einer Geschwindigkeit U_∞ auf die Flamme zu.

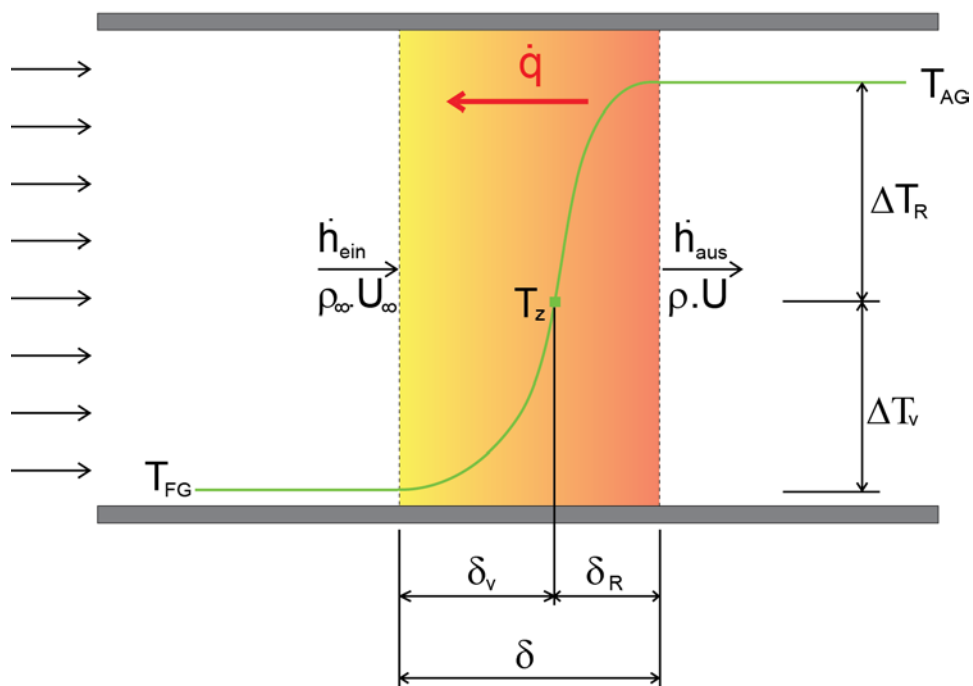


Abbildung 2-1: Schematische Darstellung einer laminaren Flammenfront

Aufgrund des Temperaturgradienten wird der Wärmestrom \dot{q} durch konduktive Wärmeübertragung von den heißen Bereichen der Flamme auf das kalte Frischgas übertragen, wodurch dessen Temperatur kontinuierlich steigt. Sobald die für den Brennstoff spezifische Zündtemperatur T_z erreicht ist, beginnen Brennstoff und Oxidator zu reagieren, die freigesetzte Energie erhitzt die Reaktionsprodukte und erzeugt so den notwendigen Temperaturgradienten für die Konduktion. Durch das Vorheizen und die anschließende Wärmefreisetzung erhöht sich die Temperatur von anfangs T_{FG} auf T_{AG} . Die Endtemperatur T_{AG} wird als Verbrennungstemperatur bezeichnet. Der Abschnitt δ , in

dem der Temperaturanstieg erfolgt, hat typischerweise eine Breite von weniger als einem Millimeter und entspricht einer häufig verwendeten Definition der Flammenfrontdicke. Die Flammenfront ist in zwei Bereiche unterteilt, der Bereich zwischen dem Eintritt von Frischgas und dem Zündpunkt wird Vorwärmzone δ_V genannt, der restliche Bereich wird als Reaktionszone δ_R bezeichnet.

Mit der in Abbildung 2-1 dargestellten Anordnung kann durch Anpassen der Anströmgeschwindigkeit ein Zustand erreicht werden, bei dem die Flammenfront ortsfest bleibt. Die Flamme pflanzt sich in diesem Fall quasi mit der Geschwindigkeit U_∞ in das frische Gemisch fort. Diese Geschwindigkeit wird laminare Brenngeschwindigkeit S_L genannt. Wie schnell sich die Flamme ausbreiten kann, hängt unter anderem von der Zeit ab, die benötigt wird, um das Frischgas auf Zündtemperatur zu bringen, daher lässt sich durch Aufstellen der Energiebilanz die laminare Brenngeschwindigkeit errechnen. Die durch Wärmeleitung übertragene Energie ist gemäß dem Fourier-Gesetz proportional zum Temperaturgradienten ΔT und zur Wärmeleitfähigkeit des Gasgemisches λ . Für den Fall, dass das Frischgas mit der Geschwindigkeit U_∞ normal zur Flammenfront strömt, gilt für einen linearisierten Temperaturverlauf:

$$\dot{M}_\infty \bar{c}_p \Delta T_V = \rho_\infty U_\infty A \bar{c}_p \Delta T_V = \bar{\lambda} A \frac{\Delta T_V}{\delta_V} \quad (2-6)$$

Durch Umformen dieser Gleichung erhält man für die laminare Brenngeschwindigkeit S_L , die gleich der zur Flammenfront normalen Komponente der Anströmgeschwindigkeit U_∞ ist, folgende Beziehung:

$$S_L = U_\infty = \frac{\bar{\lambda}}{\rho_\infty \bar{c}_p} \frac{1}{\delta_V} = \frac{\bar{a}}{\delta_V} \quad (2-7)$$

$$\delta_V = \frac{\bar{a}}{S_L} \quad (2-8)$$

In der Vorwärmzone ist keine Energiequelle vorhanden, sie transportiert lediglich den aus der Reaktionszone stammenden Wärmestrom \dot{q} weiter zum Frischgas. Die Energiebilanz der Vorwärmzone fordert daher, dass die Energie, die von der Reaktionszone aufgenommen wird, in der gleichen Höhe an das Frischgas abgegeben werden muss. Daraus ergibt sich:

$$\rho_\infty U_\infty A \bar{c}_p \Delta T_V = \bar{\lambda} A \frac{\Delta T_R}{\delta_R} \quad (2-9)$$

$$S_L = U_\infty = \frac{\bar{a}}{\delta_R} \frac{\Delta T_R}{\Delta T_V} \quad (2-10)$$

$$\delta_R = \frac{\bar{a}}{S_L} \frac{\Delta T_R}{\Delta T_V} \quad (2-11)$$

Die gesamte Flammenfrontdicke ergibt sich aus (2-8) und (2-11) zu

$$\delta = \delta_V + \delta_R = \frac{\bar{a}}{S_L} \left(1 + \frac{\Delta T_R}{\Delta T_V} \right) = \frac{\bar{a}}{S_L} \frac{\Delta T}{\Delta T_V} \quad (2-12)$$

mit $\Delta T = \Delta T_R + \Delta T_V$. Das Umformen der obigen Gleichung nach der laminaren Brenngeschwindigkeit liefert schließlich [12]:

$$S_L = \frac{\bar{a}}{\delta} \frac{\Delta T}{\Delta T_V} \sim \frac{\bar{a}}{\delta} \quad (2-13)$$

Darüber hinaus lässt sich die laminare Brenngeschwindigkeit durch ein charakteristisches Zeitmaß der Wärmefreisetzung τ_F ausdrücken. Dieses Zeitmaß kann als die Zeit interpretiert werden, die die Flamme benötigt, um eine Strecke zurückzulegen, die der Dicke der Flammenfront entspricht:

$$\tau_F \sim \frac{\delta}{S_L} \quad (2-14)$$

Aus (2-13) und (2-14) ergibt sich letztendlich, dass die laminare Brenngeschwindigkeit proportional zur Wurzel des Verhältnisses zwischen der mittleren thermischen Diffusivität \bar{a} und dem charakteristischen Zeitmaß der Wärmefreisetzung τ_F ist:

$$S_L \sim \sqrt{\frac{\bar{a}}{\tau_F}} \quad (2-15)$$

2.2 Grundlagen turbulenter Strömungen

In Natur und Technik kommen turbulente Strömungen sehr häufig vor. Aufgrund der stochastischen Natur der Turbulenz setzt die Arbeit mit turbulenten Vorgängen grundlegende Kenntnisse sowohl über Fluidodynamik als auch über statistische Auswertungsmethoden voraus.

Bei einer reibungsbehafteten laminaren Strömung bewegt sich das Fluid in unendlich dünnen zueinander parallelen Schichten, die unterschiedliche Geschwindigkeiten aufweisen. Bei einer laminaren Rohrströmung beispielsweise ist die Geschwindigkeit auf der Rohrachse maximal und wird durch den viskosen Impulsaustausch zur Wand hin reduziert, bis sie schließlich an der Wand aufgrund der Haftbedingung zu null wird (Abbildung 2-2).

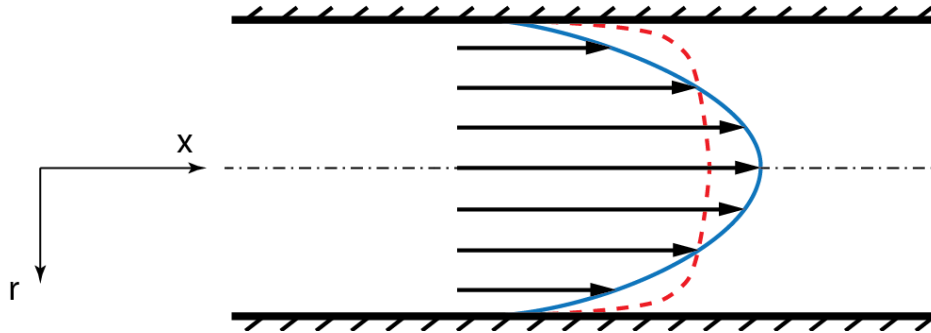


Abbildung 2-2: Unterschiedliche Geschwindigkeitsprofile einer laminaren (durchgezogene Linie) und einer turbulenten (gestrichelte Linie) Strömung

Beim Erhöhen der Fluidgeschwindigkeit nehmen die die Strömung destabilisierenden Trägheitskräfte schneller zu als die strömungsstabilisierenden viskosen Kräfte. Das Verhältnis der beiden Kräfte zueinander bildet die dimensionslose Reynolds-Zahl:

$$Re = \frac{\rho U d}{\mu} = \frac{U d}{\nu} \quad (2-16)$$

Wird ein von der Geometrie abhängiger kritischer Wert für die Reynolds-Zahl überschritten, können kleinste Störungen einen laminar-turbulenten Umschlag in der Strömung einleiten. Der kritische Wert liegt für Strömungen in Rohren bei etwa 2320. Handelt es sich um nicht kreisförmige Kanäle, kann die Reynolds-Zahl mit dem hydraulischen Durchmesser ermittelt werden [13]. Auch in diesem Fall gilt eine kritische Reynolds-Zahl von ca. 2320.

In der turbulenten Strömung sorgen Wirbel unterschiedlicher Größe für einen intensiven Stoff-, Energie- und Impulstransport. Auch der Austausch quer zur Strömungsrichtung wird dadurch intensiviert, denn unter der Wirkung der Magnus-Kraft werden die Wirbel stark in radialer Richtung abgelenkt. Durch den intensiven Impulsaustausch werden starke Geschwindigkeitsgradienten abgebaut, und das radiale Profil der axialen Geschwindigkeit wird - im Vergleich zur laminaren Strömung - in Achsennähe wesentlich flacher, dafür aber in Wandnähe deutlich steiler, da die Haftbedingung an der Wand erfüllt werden muss (Abbildung 2-2). Bedingt durch die erhöhten Reibungsverluste benötigt die turbulente Strömung im Vergleich zur laminaren Strömung höhere Energiezufuhr von außen, um existieren zu können.

Wird in einer turbulenten Strömung die Geschwindigkeit an einem beliebigen Punkt über längere Zeit gemessen, ist eine ständige Betrags- und Richtungsänderung festzustellen. Zu einem anderen Zeitpunkt sieht der Geschwindigkeitsverlauf am selben Punkt vollkommen anders aus (Abbildung 2-3).

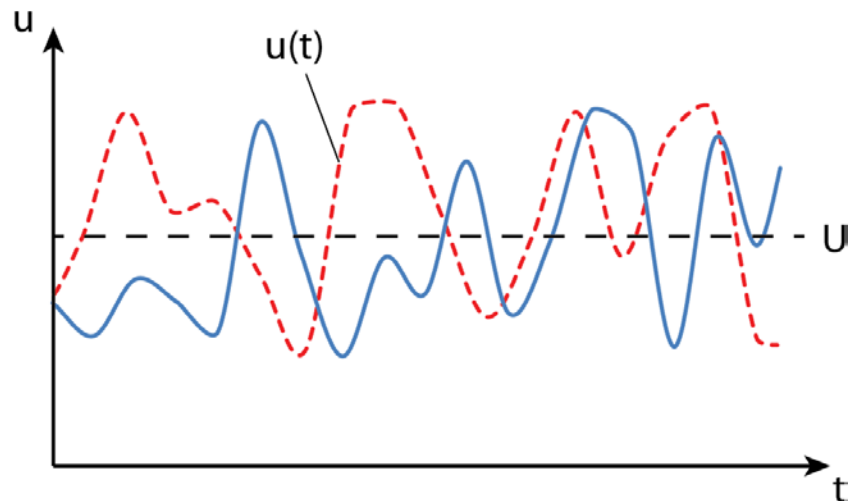


Abbildung 2-3: Darstellung von zwei exemplarischen Messungen des zeitlichen Verlaufs der Geschwindigkeit in einer turbulenten Strömung

In einer stationären turbulenten Strömung schwankt die momentane Geschwindigkeit $u(t)$ um einen imaginären Mittelwert U . Die sich in der Zeit ständig ändernde Differenz zwischen den beiden Geschwindigkeiten wird als Schwankungskomponente \tilde{u} bezeichnet:

$$u(t) = U + \tilde{u} \quad (2-17)$$

Diese Art schwankender Größen darzustellen, ist in der Literatur unter dem Namen Reynolds-Zerlegung bekannt. Der Mittelwert U ergibt sich durch Integration des Messsignals $u(t)$ über eine längere Zeit:

$$U = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} u(t) dt \quad (2-18)$$

Aus den Gleichungen (2-17) und (2-18) folgt, dass der Mittelwert der Schwankungskomponente gleich null sein muss:

$$\bar{\tilde{u}} = 0 \quad (2-19)$$

Als Maß für die Turbulenzintensität einer Strömung wird die Standardabweichung der turbulenten Schwankungen - quadratischer Mittelwert genannt - eingesetzt, die sich nach der Formel berechnen lässt:

$$u' = \sqrt{\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \tilde{u}^2 dt} \quad (2-20)$$

Der mit der mittleren Geschwindigkeit der Strömung normierte quadratische Mittelwert ist unter dem Namen Turbulenzgrad bekannt:

$$Tu = \frac{1}{U} \sqrt{\frac{u'^2 + v'^2 + w'^2}{3}} \quad (2-21)$$

Häufig wird analog zur Kinematik von festen Körpern aus den quadratischen Mittelwerten die turbulente kinetische Energie berechnet. Für alle drei Raumrichtungen ist sie wie folgt definiert:

$$k = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (2-22)$$

Die Geschwindigkeitsschwankung in einer turbulenten Strömung wird durch dreidimensionale Wirbelstrukturen unterschiedlicher Größen hervorgerufen. Die Größe der Wirbel gehört zu den wichtigsten Merkmalen einer turbulenten Strömung, wobei die Wirbel in der turbulenten Strömung jede beliebige Größe innerhalb eines Spektrums annehmen können. Die großen Wirbel beziehen Energie direkt aus den auf den Geschwindigkeitsgradienten beruhenden Scherkräften in der Hauptströmung [14]. Kleinere Wirbel, die sich im Einflussbereich der größeren Turbulenzstrukturen befinden, werden von diesen mit Energie versorgt, die sie dann an noch kleinere Wirbel weitergeben. Um Energie aufnehmen und abgeben zu können, müssen die Wirbel - wenn auch nur kurzzeitig - den isotropen Zustand verlassen, da die Energie nur durch Wirbelstreckung zu übertragen ist [15]. Dabei hat die Hälfte der Deformation, die eine Wirbelklasse mit der Wellenzahl κ erhält, ihren Ursprung in Wirbeln, die doppelt so groß sind ($\kappa/2$). Die andere Hälfte stammt aus allen anderen größeren Wirbelklassen. Auf der anderen Seite werden 60 % der Energie, die die Wirbelklasse mit der Wellenzahl κ abgibt, von Wirbeln, die doppelt so klein sind (2κ), aufgenommen und der Rest verteilt sich auf alle anderen darunterliegenden Klassen. Aufgrund der Analogie zu einer Wasserkaskade wird von einem Kaskadenprozess gesprochen [15].

Die grafische Auftragung der in den einzelnen Wirbelklassen gespeicherten turbulenten kinetischen Energie $E(\kappa)d\kappa$ gegenüber der Wellenzahl κ wird als Energiespektrum der turbulenten Strömung bezeichnet (Abbildung 2-4).

Die Fläche unterhalb der Kurve entspricht der gesamten in den Wirbeln gespeicherten turbulenten kinetischen Energie:

$$k = \int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa \quad (2-23)$$

Die maximal mögliche Wirbelgröße l_{max} wird durch die räumlichen Gegebenheiten des Systems limitiert. Wirbelstrukturen in dieser Größe sind jedoch relativ selten [16] und tragen nur wenig zum gesamten Turbulenzniveau der Strömung bei.

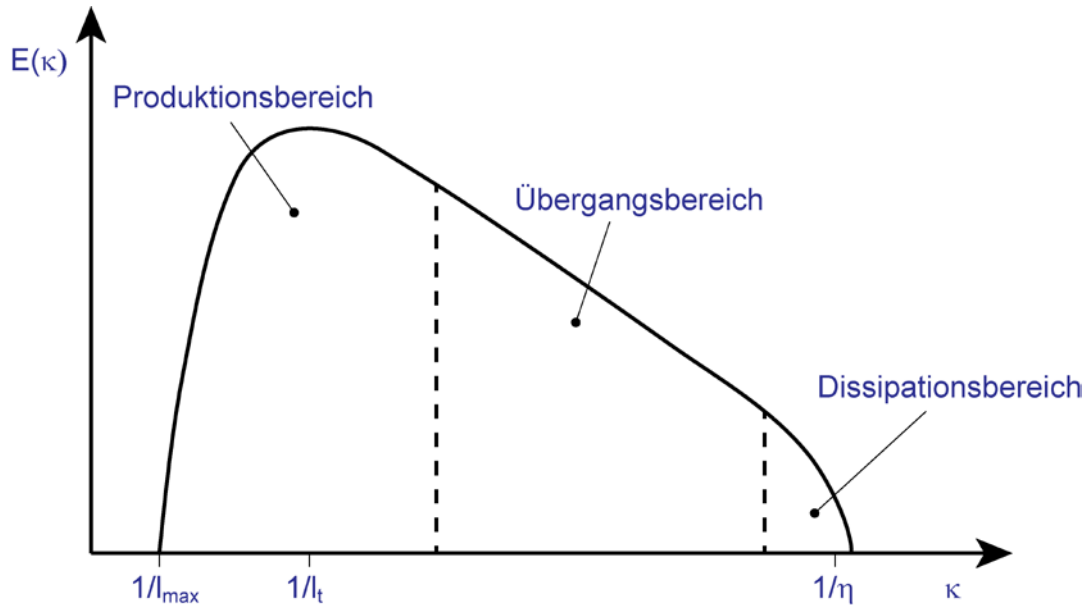


Abbildung 2-4: Doppellogarithmische Auftragung des turbulenten Energiespektrums (nach Wilcox [17])

Die maximale kinetische Energie enthalten Wirbel mit einer etwas größeren Wellenzahl als l_{\max} [18]. Die mittlere Größe dieser sogenannten Energie tragenden Wirbel ist unter dem Namen integrales Längenmaß bekannt und wird mit l_t gekennzeichnet [19]. Diese Größe ist beispielsweise aus planaren Geschwindigkeitsmessungen direkt zugänglich:

$$l_t = \int_0^{\infty} K(x) dx \quad (2-24)$$

Der Korrelationskoeffizient $K(x)$ wird für zwei Punkte im Abstand Δx voneinander aus der zeitmittleren Korrelation der momentanen Schwankungskomponenten und aus der 2. Potenz des quadratischen Mittelwertes am Punkt x gebildet [20]:

$$K(x) = \frac{\overline{\tilde{u}(x, t) \tilde{u}(x + \Delta x, t)}}{u'^2(x)} \quad (2-25)$$

Der Korrelationskoeffizient $K(x)$ gibt an, ob es einen Zusammenhang zwischen den beiden Schwankungskomponenten $\tilde{u}(x, t)$ und $\tilde{u}(x + \Delta x, t)$ gibt, was darauf hinweisen würde, dass sich die zwei Punkte im Einflussbereich ein und desselben Wirbels befinden. Die Bestimmung des Korrelationskoeffizienten $K(x)$ für einen festen Ausgangspunkt x unter Variation des Abstandes Δx zum zweiten Punkt liefert einen Verlauf, wie in Abbildung 2-5 exemplarisch abgebildet. Angewendet auf denselben Punkt, das heißt $\Delta x = 0$, ergibt die Korrelation für $K(x)$ den höchstmöglichen Wert von eins. Beim Erhöhen des Abstandes Δx zwischen den beiden Punkten nimmt der Korrelationskoeffizient $K(x)$ ab, da die Schwankungskomponenten der beiden Punkte immer weniger voneinander abhängen. Gemäß Gleichung (2-24) ergibt sich eine Flächengleichheit an der Position des integralen Längenmaßes l_t .

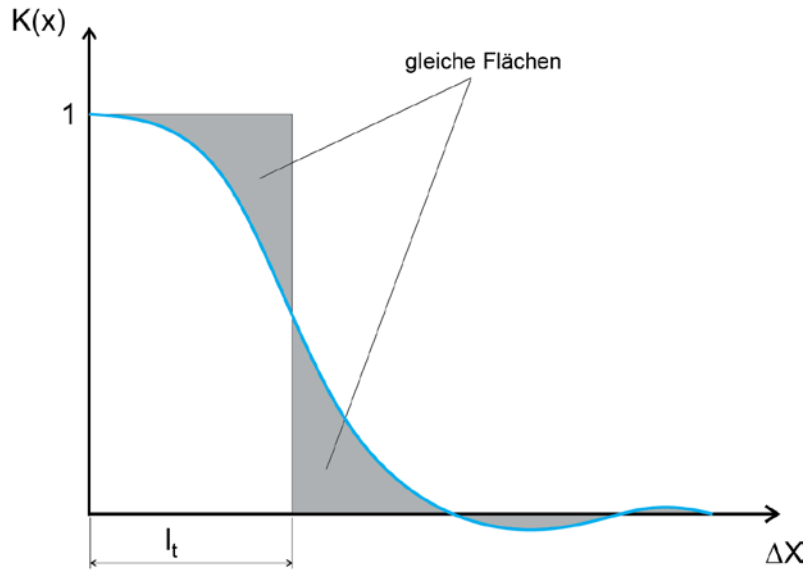


Abbildung 2-5: Bestimmung des integralen Längenmaßes aus dem Verlauf des Korrelationskoeffizienten

Neben dem Bereich der Energie tragenden Wirbel, auch Produktionsbereich genannt (Abbildung 2-4), befindet sich bei größeren Wellenzahlen der Übergangsbereich. Dieser Bereich vereint die Eigenschaften sowohl des Produktionsbereichs als auch des nachfolgend beschriebenen Dissipationsbereichs. Im Übergangsbereich stehen die Wirbel nicht in direktem Energieaustausch mit der Hauptströmung, sondern beziehen ihre Energie aus den nächstgrößeren Wirbelklassen nach dem Kaskadenprinzip und geben sie praktisch ohne Dissipationsverluste an kleinere Wirbelstrukturen weiter (Abbildung 2-6).

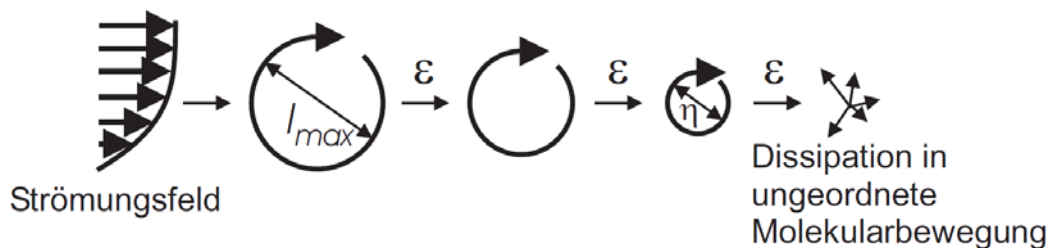


Abbildung 2-6: Energieübertragung bei einem Kaskadenprozess [21]

Der Dissipationsbereich setzt sich aus den kleinsten Wirbeln zusammen, die aus Gründen der Drehimpulserhaltung eine sehr hohe Winkelgeschwindigkeit besitzen. In diesem Bereich wird die der Hauptströmung entzogene Energie durch Reibung in ungeordnete Molekularbewegung umgewandelt. Die kleinsten im System vorhandenen Wirbel werden als Kolmogorov-Wirbel bezeichnet. Unter der Annahme, dass ihre Bewegung nur von der kinematischen Viskosität ν und von der Dissipationsrate der kinetischen Energie ϵ beeinflusst wird, ist ihre Größe mittels Dimensionsanalyse bestimmbar [22]:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2-26)$$

In einer laminaren Strömung erfolgt der radiale Austausch von Impuls, Stoff und Energie (abgesehen von Strahlung) durch die Brownsche Molekularbewegung. Die Intensität dieses Transportes ist direkt proportional zu der mittleren freien Weglänge und zu der mittleren Geschwindigkeit der Moleküle. Da die unterschiedlichen Austauschvorgänge auf demselben Mechanismus beruhen, sind bei den meisten Gasen der Diffusionskoeffizient D , die kinematische Viskosität ν und die thermische Diffusivität a in der gleichen Größenordnung. In turbulenten Strömungen sorgen die turbulenten Strukturen - neben der molekularen Bewegung - für einen intensiveren Austausch. Je nach Strömungsbedingungen kann der turbulente Austausch den molekularen um mehrere Größenordnungen übersteigen. Analog zu der laminaren Strömung können den Wirbeln eine mittlere Weglänge (Wirbelgröße) und eine Geschwindigkeit (Schwankungsgeschwindigkeit der Wirbel) zugeordnet werden. Aufgrund der Analogie der Austauschprozesse unter laminaren und turbulenten Bedingungen kann die turbulente Reynolds-Zahl als ein Maß für die Intensivierung des Austausches durch turbulente Strukturen eingeführt werden:

$$Re_t = \frac{u' l_t}{\nu} \quad (2-27)$$

Als Längenmaß zur Charakterisierung der mittleren Weglänge wird das integrale Längenmaß l_t eingesetzt.

Mit Hilfe der turbulenten Reynolds-Zahl kann auch die Breite des Energiespektrums (Abbildung 2-4) abgeschätzt werden. Bei einer isotropen Turbulenz, die bei höheren Re_t vorliegt, hängt die Dissipationsrate ε von der Deformationsgeschwindigkeit s_{ij} ab [23]:

$$\varepsilon = 2 \nu \overline{s_{ij} s_{ij}} = 15 \nu \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2} \quad (2-28)$$

Unter der Einführung des Taylor-Längenmaßes λ kann das partielle Differential aus Gleichung (2-28) durch das folgende Verhältnis ersetzt werden:

$$\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2} = \frac{u'^2}{\lambda^2} \quad (2-29)$$

Das Taylor-Längenmaß λ gibt an, ab welcher Wirbelgröße der Einfluss der Viskosität auf die Wirbeldynamik nicht mehr zu vernachlässigen ist. Da im Übergangsbereich die Energie praktisch verlustfrei weitergegeben wird, kann aus der Voraussetzung der Gleichheit zwischen Produktions- und Dissipationsrate ein Zusammenhang zwischen λ , l_t und der turbulenten Reynolds-Zahl Re_t ermittelt werden:

$$\frac{\lambda}{l_t} \sim Re_t^{-\frac{1}{2}} \quad (2-30)$$

Ferner gilt für das Verhältnis des Taylor-Längenmaßes λ zum Kolmogorov-Längenmaß η :

$$\frac{\lambda}{\eta} \sim Re_t^{\frac{1}{4}} \quad (2-31)$$

Aus den beiden obigen Beziehungen ist zu erkennen, dass sich das Taylor-Längenmaß λ im Spektrum der Turbulenz (Abbildung 2-4) näher am Kolmogorov-Längenmaß η als am integralen Längenmaß l_t befindet.

Werden die Beziehungen (2-30) und (2-31) miteinander kombiniert, ergibt sich:

$$\frac{\eta}{l_t} \sim Re_t^{-\frac{3}{4}} \quad (2-32)$$

Das integrale Längenmaß l_t ist durch die Grenzen des Systems, wie etwa Durchmesser eines Rohres, festgelegt. Die obige Beziehung besagt, dass mit steigender Turbulenzintensität (größere turbulente Reynolds-Zahlen) die kleinsten Wirbelstrukturen immer kleiner werden und das Spektrum der Turbulenz immer breiter wird.

2.3 Turbulenz-Chemie-Wechselwirkungen

2.3.1 Turbulente Brenngeschwindigkeit

An die neuen Wärmekraftmaschinen werden immer anspruchsvollere Anforderungen gestellt. Bei dem Bestreben, die Effizienz der Maschine permanent zu steigern, darf jedoch die kompakte Bauweise nicht außer Acht gelassen werden. Die Länge der Brennkammer, die ihrerseits von der Flammenlänge abhängig ist, schlägt sich in der Gesamtlänge der Turbomaschine nieder. Ist die Brennkammer zu kurz, wird nicht der komplette Ausbrand des Brennstoffes erreicht, sodass Produkte der unvollständigen Verbrennung mit den Abgasen in die Atmosphäre gelangen können. Die Brenngeschwindigkeit spielt eine entscheidende Rolle wenn es darum geht, den zugeführten Brennstoff schnell umzusetzen und bestimmt auf diese Weise die Flammenlänge mit. Die laminare Brenngeschwindigkeit gängiger Brennstoffe auf Kohlenwasserstoffbasis liegt allerdings bei nur 40 cm/s [24]. In der Praxis wird sich daraus eine unzulässig lange laminare Flamme ergeben. Alternativ müssen durch Reduktion des Durchsatzes niedrigere Leistungen in Kauf genommen werden.

Einen Ausweg bietet die turbulente Brenngeschwindigkeit. Die liegt üblicherweise deutlich höher als die laminare Brenngeschwindigkeit, was zu einer entscheidenden Verkürzung der Brennkammerlänge führt. Im Gegensatz zur laminaren Brenngeschwindigkeit,

die nur vom thermodynamischen Zustand und der Zusammensetzung des Gemisches abhängt, wird die turbulente Brenngeschwindigkeit auch vom Strömungszustand beeinflusst. Die Turbulenz bewirkt ein Erhöhen der Brenngeschwindigkeit, indem sie die volumetrisch bezogene Umsatzrate von Brennstoff steigert. Das kann sowohl durch Erhöhen der Oberfläche der Flammenfront (Abbildung 2-7) als auch durch Intensivieren der Austauschprozesse in der Flamme geschehen.

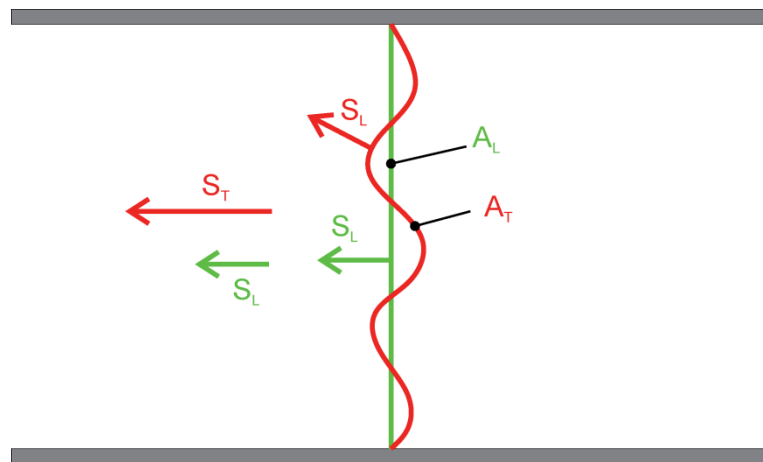


Abbildung 2-7: Vergleich einer ebenen mit einer gewellten Flammenfront

Im ersten Fall sind die kleinsten in der Strömung vorhandenen Wirbel mit der Größe des Kolmogorov-Längenmaßes η immer noch größer als die Dicke der Flammenfront δ . Daher können die Turbulenzstrukturen die Flammenfront zwar verformen, aber nicht in sie eindringen. Das Erhöhen der turbulenten Brenngeschwindigkeit kommt bei diesen sogenannten **gewellten Flammen** durch das Erhöhen der Oberfläche der Flammenfront zustande. Diese Flammen treten vor allem bei dünnen Flammenfrontdicken und/oder relativ großen Kolmogorov-Wirbeln auf.

Abgesehen von Krümmungs- und Streckungseffekten ändert sich die laminare Brenngeschwindigkeit der gewellten Flamme im Vergleich zu der ebenen Flamme nicht, jedoch ist durch die erhöhte Oberfläche die volumetrisch bezogene Umsatzrate der Flamme größer. Sie ist proportional zum Verhältnis der Oberflächen der Flammenfront vor und nach der Faltung. Bei Verdopplung der Oberfläche verdoppelt sich die Umsatzrate und somit auch die Brenngeschwindigkeit (Abbildung 2-7):

$$\frac{S_T}{S_L} = \frac{A_T}{A_L} \quad (2-33)$$

Nach Turns [25] lässt sich der Zusammenhang zwischen der Vergrößerung der Flammenoberfläche und der Brenngeschwindigkeit anhand einer laminaren Vormischflamme veranschaulichen (Abbildung 2-8).

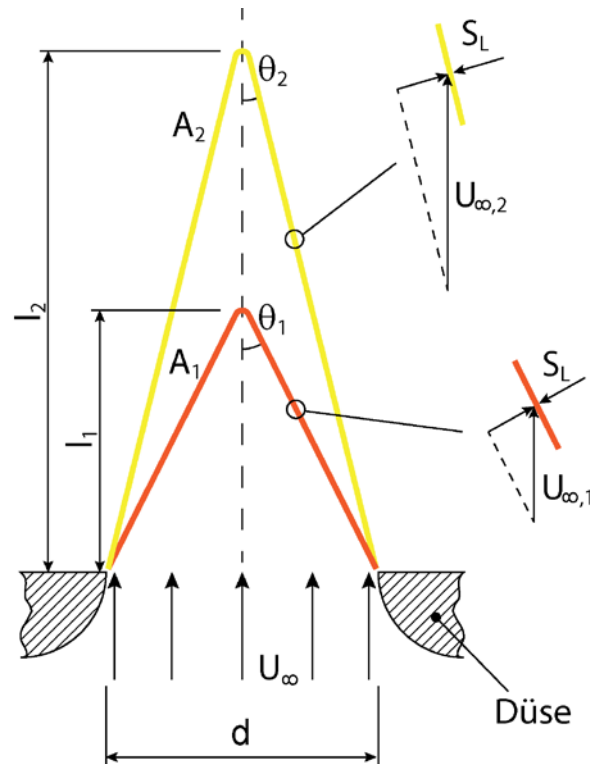


Abbildung 2-8: Einfluss der Austrittsgeschwindigkeit auf die Länge einer laminaren Vormischflamme

Ein Kolbenprofil der Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt vorausgesetzt, kann bei dieser Flamme die Flammenlänge l_1 rein geometrisch ermittelt werden. Der Winkel θ_1 zwischen der Flammenfront und der Achse ergibt sich aus dem Gleichgewicht zwischen der laminaren Brenngeschwindigkeit S_L und der zu der Flammenfront senkrechten Komponente der axialen Strömungsgeschwindigkeit $U_{\infty,1}$. Wird die Düsenaustrittsgeschwindigkeit von $U_{\infty,1}$ auf $U_{\infty,2}$ erhöht, ist bei gleich bleibender laminarer Brenngeschwindigkeit zum Erhalt des Gleichgewichtes eine größere Oberfläche erforderlich. Aus der Proportionalität zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Flammenfrontoberfläche kann aus Gleichung (2-33) eine Beziehung für die turbulente Brenngeschwindigkeit von gewellten Flammen hergeleitet werden. In diesem Fall tritt die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit an der Stelle der Düsenaustrittsgeschwindigkeit auf:

$$\frac{S_T}{S_L} = \frac{A_T}{A_L} = \frac{A_L + \Delta A}{A_L} = 1 + \frac{\Delta A}{A_L} = 1 + \frac{u'}{S_L} \quad (2-34)$$

$$S_T = S_L + u' \quad (2-35)$$

Das Verhältnis der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit u' zu der laminaren Brenngeschwindigkeit S_L wird Faltungsmaß genannt und gibt Auskunft darüber, wie stark die Oberfläche der Flammenfront aufgrund der Faltung gewachsen ist. Damit es überhaupt zum Falten der Flammenfront kommt, müssen bestimmte Voraussetzungen

erfüllt werden. In Abbildung 2-9 ist ein Wirbel dargestellt, der von der Hauptströmung mit der mittleren Geschwindigkeit U_∞ getragen wird.

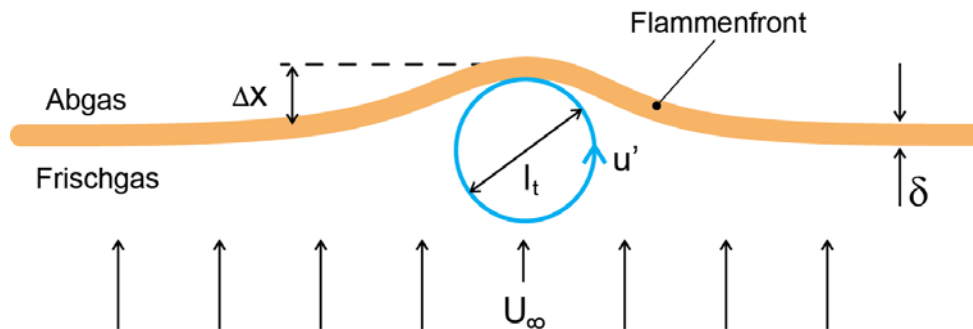


Abbildung 2-9: Falten der laminaren Flammenfront unter der Wirkung eines Wirbels

Der exemplarische Wirbel hat einen Durchmesser gleich dem integralen Längenmaß l_t und moduliert durch die Drehung um die eigene Achse die Hauptströmungsgeschwindigkeit U_∞ mit der Schwankungsgeschwindigkeit u' . Sobald der Wirbel mit der Flammenfront in Berührung kommt, beginnt das in ihm eingeschlossene Luft-Brennstoff-Gemisch von außen nach innen zu brennen. Die Lebensdauer des Wirbels ab diesem Zeitpunkt hängt wie folgt von seinen Abmessungen und von der laminaren Brenngeschwindigkeit des Gemisches ab:

$$\tau_W = \frac{l_t}{S_L} \quad (2-36)$$

Während des Abbrennens drückt sich der Wirbel in die Flammenfront ein und verbeult sie. Die Auslenkung der Flammenfront ist gegeben durch:

$$\Delta x = u' \tau_W = u' \frac{l_t}{S_L} \quad (2-37)$$

Damit es zu einer signifikanten Faltung kommt, muss die Auslenkung Δx nach Gleichung (2-37) größer sein als die Flammenfrontdicke δ . Das Ersetzen der Flammenfrontdicke aus (2-13) führt zu:

$$\Delta x \geq \delta \quad \rightsquigarrow \quad u' \frac{l_t}{S_L} \geq \frac{a}{S_L} \quad \rightsquigarrow \quad \frac{u' l_t}{a} \geq 1 \quad (2-38)$$

Unter der Annahme einer Gleichheit der thermischen Diffusivität a und der kinematischen Viskosität ν (entspricht $Pr = 1$) reduziert sich der obige Ausdruck zu $Re_t > 1$.

Wenn der Wirbel langsam verbrennt, kann es ihm gelingen, vor dem vollständigen Abbrennen die Flammenfront zu durchbrechen und dabei das eingeschlossene Gemisch hinter der Flammenfront zu befördern. Es entstehen Taschen aus Frischgas stromab von der Flamme, ein Zustand, der als **stark gewellte Flamme** bekannt ist. Die Voraussetzung für die Entstehung dieses Zustandes ist, dass die charakteristische Zeit zum Ver-

brennen des Wirbels τ_W größer sein muss als die Zeit τ_t , die der Wirbel für eine volle Umdrehung um die eigene Achse braucht:

$$\tau_W \geq \tau_t \quad \sim \quad \frac{l_t}{S_L} \geq \frac{l_t}{u'} \quad \sim \quad \frac{u'}{S_L} \geq 1 \quad (2-39)$$

Da mit steigender turbulenter Reynolds-Zahl Re_t die Kolmogorov-Strukturen η gemäß Gleichung (2-32) immer kleiner werden, können sie bei starker Turbulenz kleiner werden als die Flammenfrontdicke δ und in die Flammenfront eindringen. Als Maß für die Wahrscheinlichkeit des Eindringens wurde die Karlowitz-Zahl eingeführt, die das Verhältnis des charakteristischen Zeitmaßes der Wärmefreisetzung τ_F (Kapitel 2.1) zum Kolmogorov-Zeitmaß τ_η angibt:

$$Ka = \frac{\tau_F}{\tau_\eta} \quad (2-40)$$

Der obige Ausdruck kann anschließend zu einem Längenverhältnis

$$Ka = \left(\frac{\delta}{\eta}\right)^2 \quad (2-41)$$

umgeformt werden. Bei einer Karlowitz-Zahl größer als eins ist die Flammenfront dicker als die kleinsten Wirbel. Neben der Verringerung der Größe der Kolmogorov-Wirbel mit steigender Turbulenzintensität kann auch die langsamere Chemie, die zum Verdicken der Flammenfront führt, das Eindringen von turbulenten Strukturen ermöglichen. Nach Peters [26] kommt es durch die Wechselwirkung zwischen Wirbeln und Flammenfront und die dadurch bedingte Zufuhr von kaltem Gas in die Reaktionszone zum lokalen Verlöschen der Flamme. Daher wird dieser Bereich als Bereich der **aufgerissenen Flamme** bezeichnet.

Wenn selbst größere Wirbel kleiner sind als die Flammenfrontdicke oder wenn durch die langsame Chemie die Dicke der Flammenfront die Abmessungen der großen Wirbel erreicht hat, können mehrere Wirbelklassen in die Flammenfront eindringen und sie stark verdicken. Dieser Bereich wird Bereich der **verdickten Flamme** genannt. Um diesen Bereich einzugrenzen, wird eine neue dimensionslose Kennzahl, die Damköhler-Zahl, eingeführt. Die bezeichnet das Verhältnis von zwei charakteristischen Zeitmaßen, die Umdrehungszeit der großen Wirbel τ_t und das charakteristische Zeitmaß der Wärmefreisetzung τ_F :

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_F} = \frac{\left(\frac{l_t}{u'}\right)}{\left(\frac{\delta}{S_L}\right)} = \frac{l_t}{\delta} \frac{S_L}{u'} \quad (2-42)$$

Bei Damköhler-Zahlen größer als eins ist entweder das chemische Zeitmaß τ_F zu kurz, was einer schnellen chemischen Reaktion und einer dünnen Flammenfront entspricht,

oder die Wirbel und damit auch ihre Umdrehungszeit τ_t sind zu groß. Liegt eine Damköhler-Zahl kleiner als eins vor, kann eine verdickte Flammenfront auftreten. Sie hat eine ähnliche Struktur wie eine laminare Flammenfront, allerdings findet aufgrund der Turbulenz im Inneren ein wesentlich intensiverer Austausch statt. Es lässt sich eine Beziehung für die turbulente Brenngeschwindigkeit in diesem Bereich in Anlehnung an die laminare Flamme aufstellen. Analog zur Beziehung (2-15) lässt sich für die verdickte turbulente Flamme schreiben

$$S_T \sim \sqrt{\frac{\bar{a}_t}{\tau_F}} \quad (2-43)$$

wobei \bar{a}_t eine äquivalente turbulente thermische Diffusivität darstellt.

Aus (2-15) und (2-43) ergibt sich dann:

$$\left. \begin{array}{l} S_T \sim \sqrt{\frac{\bar{a}_t}{\tau_F}} \\ S_L \sim \sqrt{\frac{\bar{a}}{\tau_F}} \end{array} \right\} \rightarrow \frac{S_T}{S_L} \sim \sqrt{\frac{\bar{a}_t}{\bar{a}}} \quad (2-44)$$

Die äquivalente turbulente thermische Diffusivität \bar{a}_t kann - analog zu der molekularen thermischen Diffusivität, die sich proportional zu der mittleren freien Weglänge und zu der mittleren Geschwindigkeit der Moleküle verhält - als Produkt aus dem integralen Längenmaß l_t und der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit u' dargestellt werden. Unter der Annahme einer Prandtl-Zahl von eins reduziert sich der obige Ausdruck zu der Wurzel der turbulenten Reynolds-Zahl:

$$\frac{S_T}{S_L} \sim \sqrt{\frac{\bar{a}_t}{\bar{a}}} \sim \sqrt{\frac{u' l_t}{\bar{a}}} = \sqrt{Re_t} \quad (2-45)$$

Bis jetzt wurden Beziehungen für die Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit im Falle einer gewellten (2-34) und einer verdickten Flamme (2-45) abgeleitet. Für den Übergangsbereich kann die von Schmid [27] hergeleitete Beziehung angewendet werden:

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + \frac{u'}{S_L} (1 + Da^{-2})^{-\frac{1}{4}} \quad (2-46)$$

Gleichung (2-46) reduziert sich für Damköhler-Zahlen viel kleiner als eins (verdickte Flamme) zur Beziehung (2-45) und für Damköhler-Zahlen viel größer als eins (gewellte Flamme) zur Beziehung (2-34).

2.3.2 Das Borghi-Diagramm

Borghi [28] ist es zum ersten Mal gelungen alle im vorigen Abschnitt erläuterten Flammenregime in einem Diagramm unterzubringen. Dabei dient das mit der laminaren Flammenfrontdicke δ entdimensionierte integrale Längenmaß l_t als Abszisse und die mit der laminaren Brenngeschwindigkeit S_L entdimensionierte turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u' als Ordinate (Abbildung 2-10).

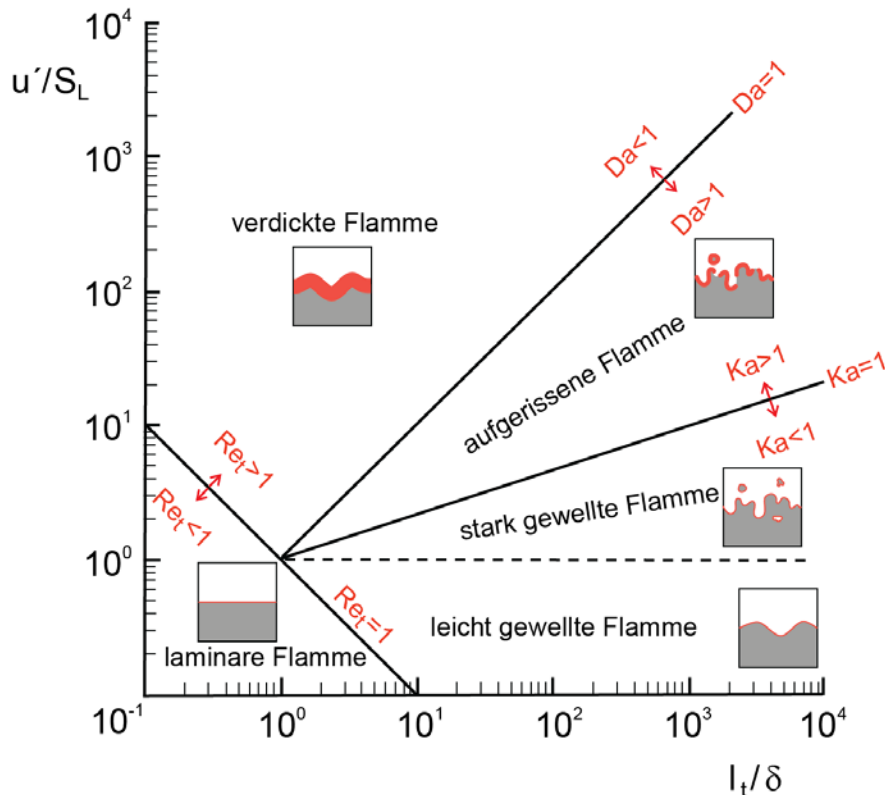


Abbildung 2-10: Das Borghi-Diagramm (nach Borghi [28])

Ersetzt man in der Beziehung für den Übergang zur turbulenten Flammenfront (2-38) die thermische Diffusivität a mit dem Produkt aus der laminaren Brenngeschwindigkeit S_L und der laminaren Flammenfrontdicke δ nach Gleichung (2-13), resultiert nach dem Umformen:

$$\frac{u' l_t}{a} = Re_t \rightarrow \frac{u' l_t}{\delta S_L} = Re_t \rightarrow \frac{u'}{S_L} = Re_t \left(\frac{l_t}{\delta} \right)^{-1} \quad (2-47)$$

Aus dieser Beziehung lässt sich die Steigung der Geraden, die den Bereich der laminaren Flammen von den Bereichen der turbulenten Flammen abgrenzt, bestimmen. Die laminare Flammenfront wird in diesem Bereich nicht durch turbulente Strukturen sondern allein durch hydrodynamische Instabilitäten, wie zum Beispiel die Darrieus-Landau-Instabilität [29], gestaltet.

Aus der Beziehung für die Breite des Energiespektrums (2-32) ergibt sich der Zusammenhang

$$\frac{u'}{S_L} = Ka^{\frac{2}{3}} \left(\frac{l_t}{\delta} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2-48)$$

aus dem zu erkennen ist, dass die Steigung der Trennlinie zwischen den stark gewellten und aufgerissenen Flammen ($Ka = 1$) ein Drittel beträgt. Die gestrichelte Linie für $u'/S_L = 1$ nach Gleichung (2-39) teilt den Bereich der gewellten Flammen in zwei Zonen: Zone der leicht gewellten und Zone der stark gewellten Flammen.

Das Umformen der Definitionsgleichung für die Damköhler-Zahl (2-42) liefert:

$$\frac{u'}{S_L} = \frac{1}{Da} \frac{l_t}{\delta} \quad (2-49)$$

Somit weist die Trennlinie zwischen dem Bereich der aufgerissenen Flammen und dem Bereich der verdickten Flamme ($Da = 1$) im Borghi-Diagramm eine Steigung von 45° auf.

2.3.3 Der Karlowitz-Streckungsfaktor

Abdel-Gayed et al. [30] stellten analog zu Borghi eine Theorie auf, die ebenfalls der Zuordnung der Flammen in unterschiedliche Gruppen dient. Ihre Schlussfolgerungen beruhen auf den bis zum damaligen Zeitpunkt verfügbaren Daten über turbulente Brenngeschwindigkeit sowie auf den Ergebnissen aus eigenen Experimenten.

Zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Turbulenz und Chemie setzten die Autoren den Karlowitz-Streckungsfaktor K ein, der analog zur Karlowitz-Zahl, als Verhältnis von zwei charakteristischen Zeitmaßen definiert wird:

$$K = \frac{\tau_F}{\tau_\lambda} \quad (2-50)$$

Mit den Beziehungen für das charakteristische Zeitmaß der Wärmefreisetzung (2-14) und für das Taylor-Zeitmaß

$$\tau_\lambda = \frac{\lambda}{u'} \quad (2-51)$$

sowie den Zusammenhang zwischen laminarer Brenngeschwindigkeit und laminarer Flammenfrontdicke (2-13) ergibt sich daraus:

$$K = \frac{a}{S_L^2} \frac{u'}{\lambda} \quad (2-52)$$

Aus Gleichung (2-28) und (2-29) leitet sich eine Beziehung für die Dissipationsrate ab,

$$\varepsilon = 2 \nu \overline{s_{ij} s_{ij}} = 15 \nu \frac{u'^2}{\lambda^2} \quad (2-53)$$

die zusammen mit

$$\varepsilon = A \frac{u'^3}{l_t}, \quad A = \text{const.} \quad (2-54)$$

eine Gleichung für das Taylor-Längenmaß liefert:

$$\lambda = \sqrt{\frac{15 \nu l_t}{A u'}} \quad (2-55)$$

Das Einsetzen von (2-55) in (2-52) führt zu der endgültigen Definition des Karlowitz-Streckungsfaktors:

$$K = \frac{a}{S_L^2} u' \sqrt{\frac{A u'}{15 \nu l_t} \frac{u'}{u'}} \quad (2-56)$$

$$K = \sqrt{\frac{A}{15}} \left(\frac{u'}{S_L}\right)^2 \sqrt{\frac{\nu}{l_t u'}} = \sqrt{\frac{A}{15}} \left(\frac{u'}{S_L}\right)^2 \sqrt{\frac{1}{Re_t}} \quad (2-57)$$

Nach Ansicht der Autoren spielen neben den Strömungsparametern auch die diffusiven Effekte eine wichtige Rolle für den Zustand der Flamme. So kann zum Beispiel eine in Bezug auf das unverbrannte Gemisch konvexe Krümmung aufgrund der Streuung der zum Vorheizen des Frischgases notwendigen Wärme zur lokalen Abkühlung und somit zum Absinken der laminaren Brenngeschwindigkeit führen. Eine konkave Krümmung führt dagegen zu einer scheinbaren Konzentrationserhöhung und somit zu einer Steigerung der Brenngeschwindigkeit [31]. Um den diffusiven Effekten bei der Betrachtung Rechnung zu tragen, setzen die Autoren die Lewis-Zahl als Verhältnis der thermischen Diffusivität a zum Diffusionskoeffizienten D ein.

Anhand ihrer Beobachtungen legten Abdel-Gayed et al. folgende vier charakteristischen Verbrennungsregime fest:

Tabelle 1: Flammenregime nach der Theorie von Abdel-Gayed et al.

Bereich	Flammenregime
$K Le < 0,15$	Kontinuierliche Flammenfront
$0,15 \leq K Le \leq 0,3$	Aufgebrochene Flammenfront
$K Re_t^{-0,5} > 0,079$	Verlöschen der Flamme bei $Re_t < 300$
$K Le > 1,5$	Verlöschen der Flamme bei $Re_t > 300$

2.4 Flammenstabilisierung

In thermischen Wärmekraftmaschinen sind sehr hohe thermische Leistungen gefordert, die entsprechend hohe Massendurchsätze und somit auch hohe Strömungsgeschwindigkeiten zur Folge haben. Unter diesen Bedingungen reicht die allein durch Erhöhung der Turbulenzintensität erzielte Steigerung der Brenngeschwindigkeit (Kapitel 2.3.1) häufig nicht aus, um eine stabile Verbrennung zu gewährleisten. Um die Flammenstabilität noch weiter zu verbessern, müssen in der Brennkammer Bereiche geschaffen werden, die günstige Konditionen für eine stabile Verbrennung bieten. Die dort freigesetzte Energie sorgt für das Zünden des restlichen Luft-Brennstoff-Gemisches und verhindert somit das frühzeitige Abblasen der Flamme. Charakteristisch für diese Bereiche ist, dass dort ein Gleichgewicht zwischen der zeitlich mittleren Strömungsgeschwindigkeit und der Brenngeschwindigkeit herrscht [32]. Diese Voraussetzung kann sowohl durch Verringern der lokalen Strömungsgeschwindigkeit als auch durch zusätzliches Erhöhen der Brenngeschwindigkeit erfüllt werden. Am häufigsten wird für diesen Zweck durch Anbringen von Staukörpern oder aerodynamisch eine Rezirkulationszone erzeugt (Abbildung 2-11).

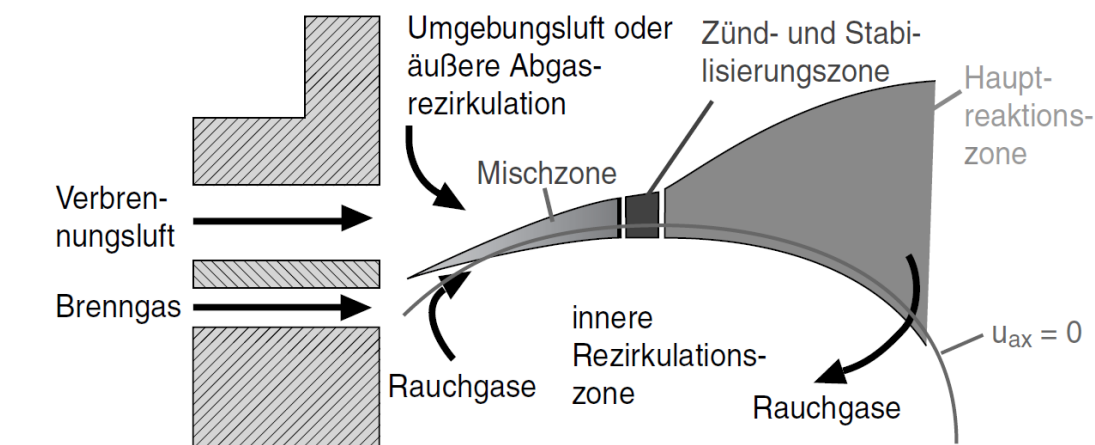


Abbildung 2-11: Prinzip der Flammenstabilisierung durch innere Rezirkulationszone [33]

An der Grenze zwischen der Rezirkulationszone und der Hauptströmung herrschen sehr hohe Turbulenz fördernde Geschwindigkeitsgradienten. Die daraus resultierenden hohen turbulenten Schwankungen tragen zu einer Steigerung der turbulenten Brenngeschwindigkeit bei. Des Weiteren transportiert die Rückströmung von heißen Abgasen Energie und freie Radikale zurück zum Düsenaustritt und stellt so das Wiederezünden des Frischgases sicher.

Bei der Verwendung eines Staukörpers ist die Strömungsablösung für die Entstehung des Rückströmgebiets verantwortlich [32]. Nachteilig bei dieser Art der Stabilisierung ist der höhere Druckverlust aufgrund der Versperrung des Querschnittes und die ver-

kürzte Lebensdauer des Staukörpers infolge des direkten Kontakts mit den heißen Rauchgasen.

Moderne Verbrennungskonzepte setzen daher häufig eine aerodynamische Stabilisierung ein. Dafür werden die Eigenschaften von Drallströmungen zum Erzeugen eines Rückströmgebiets genutzt. Es ist zweckmäßig, die Betrachtungen in einem Zylinderkoordinatensystem mit dem axialen Abstand x , dem radialen Abstand r und dem Winkel θ durchzuführen. In einer verdrallten Strömung rotiert ein Fluidelement um die Symmetrieachse mit einer tangentialen Geschwindigkeit w . Die Lösung der Navier-Stokes-Gleichung liefert den radialen Verlauf der tangentialen Geschwindigkeit für eine inkompressible Strömung. Für den stationären Fall und unter der Voraussetzung von Reibungsfreiheit reduziert sich die Navier-Stokes-Gleichung in tangentialer Richtung zu der Eulerschen Differentialgleichung [34]:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r^2} = 0 \quad (2-58)$$

Für große Radien lässt sich - auch für reelle Medien - das Profil der tangentialen Geschwindigkeit aufgrund der niedrigen Scherung durch einen hyperbolisch abfallenden Potentialwirbel $w(r) \sim 1/r$ gut wiedergeben. Da die tangentiale Geschwindigkeit in der Strömung umgekehrt proportional zum radialen Abstand zur Achse ansteigt, würde sie für kleinere Radien unendlich anwachsen müssen, was sehr hohe Scherraten zur Folge hätte. Daher hat Rankine angenommen, dass für kleinere Radien der Potentialwirbel in einen Festkörperwirbel $w(r) \sim r$ übergeht. Dadurch nimmt die tangentiale Geschwindigkeit zu kleineren Radien linear ab und erreicht auf der Achse den Wert null (Abbildung 2-12). Diese exakte Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen wird Rankine-Wirbel genannt:

$$w(r) = w_1 \left(\frac{r}{r_1} \right)^m \quad \text{mit} \quad \begin{cases} m = 1 & \text{für } 0 \leq r < r_1 \\ -1 \leq m \leq 0 & \text{für } r \geq r_1 \end{cases} \quad (2-59)$$

Für den Potentialwirbel ist der Exponent m von der Bauart des Drallerzeugers abhängig und kann nach Untersuchungen von Holzäpfel [35] bzw. Döbbling [36] Werte zwischen -0,2 und -0,6 annehmen.

Beim Rankine-Wirbel entsteht an der Stelle des Maximums der tangentialen Geschwindigkeit eine Unstetigkeit (Abbildung 2-12). Da in einer Unterschallströmung keine Unstetigkeitsstellen vorkommen können, weicht der Rankine-Wirbel vom reellen Wirbel ab. Auf Hamel und Oseen geht eine exakte Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen zurück, die keine Unstetigkeiten aufweist [37]. Der Hamel-Oseen-Wirbel wird durch die Gleichung

$$w(r) = \frac{A}{r} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{B}} \right) \quad (2-60)$$

beschrieben mit den Konstanten A und B . An der Stelle der Unstetigkeit tritt nun beim Radius r_1 eine Krümmung auf (Abbildung 2-12).

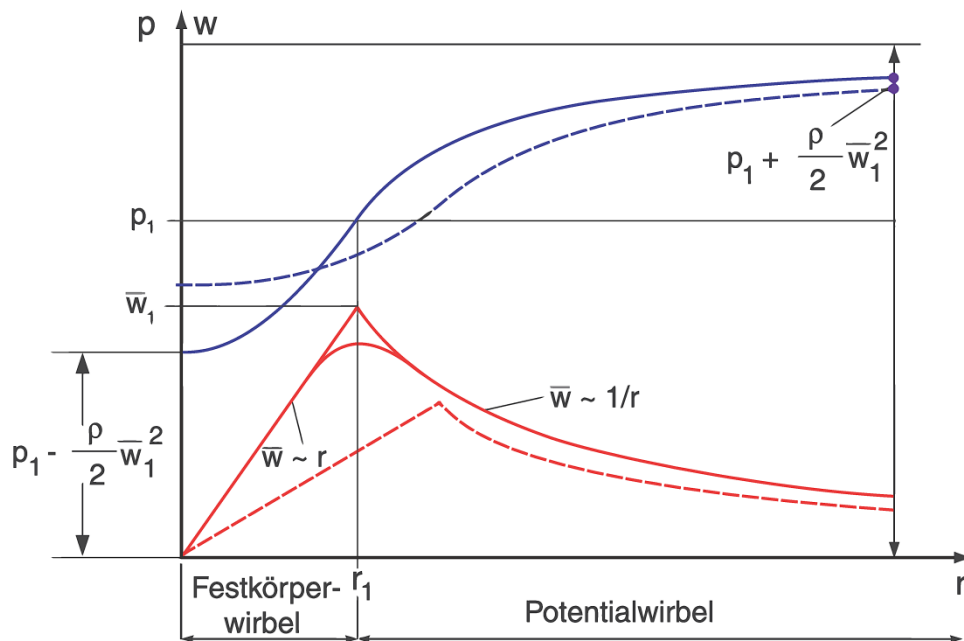


Abbildung 2-12: Verlauf der tangentialen Geschwindigkeit und des statischen Druckes im Rankine-Wirbel [38]

Ein sich im Wirbel entlang einer Kreisbahn mit der tangentialen Geschwindigkeit w drehendes Volumenelement endlicher Masse erfährt eine Fliehkraft in radialer Richtung. Damit dieses Element auf der Kreisbahn bleibt, muss auf ihn eine entgegengesetzte Kraft mit derselben Größe wirken. Im Falle von Drallströmungen erfüllt die Druckkraft diese Aufgabe. Hat das Volumenelement eine räumliche Ausdehnung in radialer Richtung von ∂r , dann kann die Kräftebilanz wie folgt aufgestellt werden [39]:

$$\underbrace{\rho \frac{w^2}{r}}_{\text{Volumenbezogene Fliehkraft}} = \underbrace{\frac{\partial p}{\partial r}}_{\text{Druckgradient radial}} \quad (2-61)$$

Das Auflösen der obigen Gleichung unter Berücksichtigung der Gleichung (2-59) liefert für die reibungsfreie Strömung im Bereich des Potentialwirbels gegenläufige Druck- und Geschwindigkeitsprofile (Abbildung 2-12):

$$p(r) = p_1 + \frac{\rho}{2} w_1^2 r_1^2 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r^2} \right) \quad (2-62)$$

Das Einsetzen der Verteilung der tangentialen Geschwindigkeit für den Festkörperwirbel aus (2-59) in (2-61) liefert den entsprechenden Ausdruck für den statischen Druck im Festkörperwirbel:

$$p(r) = p_1 + \frac{\rho}{2} \frac{w_1^2}{r_1^2} (r^2 - r_1^2) \quad (2-63)$$

Am Grenzpunkt der beiden Wirbelformen, Festkörper- und Potentialwirbel, geht Gleichung (2-62) stetig in Gleichung (2-63) über. Aus Gleichung (2-63) lässt sich der auf der Achse ($r = 0$) herrschende Unterdruck berechnen:

$$p_{r=0} = p_1 - \frac{\rho}{2} w_1^2 \quad (2-64)$$

Wenn sich der der verdrahten Strömung zur Verfügung stehende Querschnitt ändert, wie zum Beispiel beim Austreten der Strömung aus einer Düse in eine Brennkammer mit einem größeren Durchmesser, weitet sich die rotierende Strömung unter der Wirkung der Fliehkraft schnell in radialer Richtung aus. Da sich dabei die Fluidelemente zu größeren Radien verlagern, nimmt aus Impulserhaltungsgründen die Tangentialgeschwindigkeit und somit auch ihr maximaler Wert w_1 ab (gestrichelte Kurven in Abbildung 2-12). Weil die maximale tangential Geschwindigkeit w_1 nach Gleichung (2-64) den Druck auf der Achse mitbestimmt, entsteht durch die radiale Aufweitung der Drallströmung ein positiver Druckgradient $\partial p_{r=0}/\partial x$ entlang der Achse. Dieser Druckgradient ist der axialen Geschwindigkeitskomponente der Strömung entgegengerichtet und bremst somit die Strömung in Achsenähe ab (Abbildung 2-13).

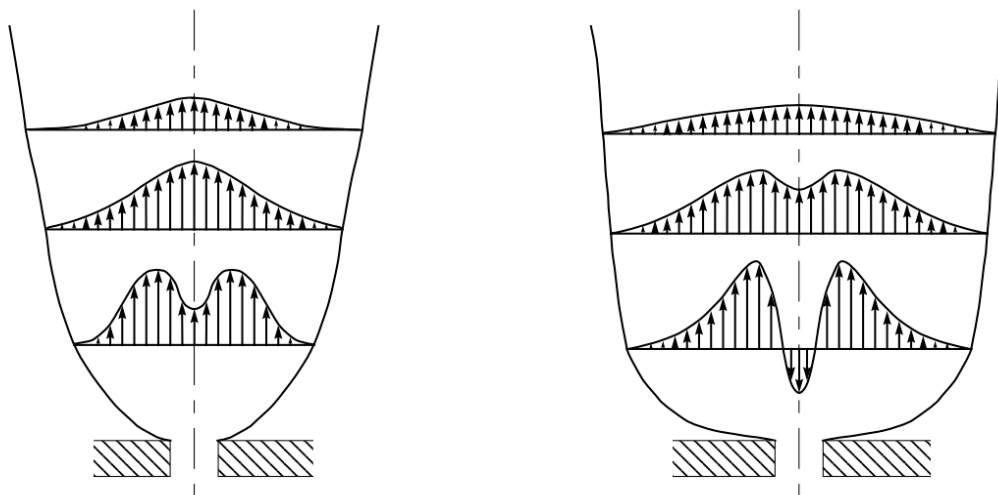


Abbildung 2-13: Auftreten eines Rückströmgebiets beim Erhöhen der Drallzahl [40]

Bei höheren Drallintensitäten kommt es zu einer Richtungsumkehr der axialen Geschwindigkeit. Es entsteht eine Rezirkulationszone, die sich stromab wieder schließt (Abbildung 2-14). Die Rückströmblase stellt für die Strömung ein Hindernis dar und ruft eine zusätzliche radiale Ausweitung hervor. Diese führt zu einer weiteren Abnahme der Tangentialgeschwindigkeit, erhöht den Druckgradienten auf der Achse und vergrößert

bert dadurch noch mehr die Rückströmblase. Diese Rückkopplung erklärt die plötzliche Entstehung des Rückstromgebietes [34].

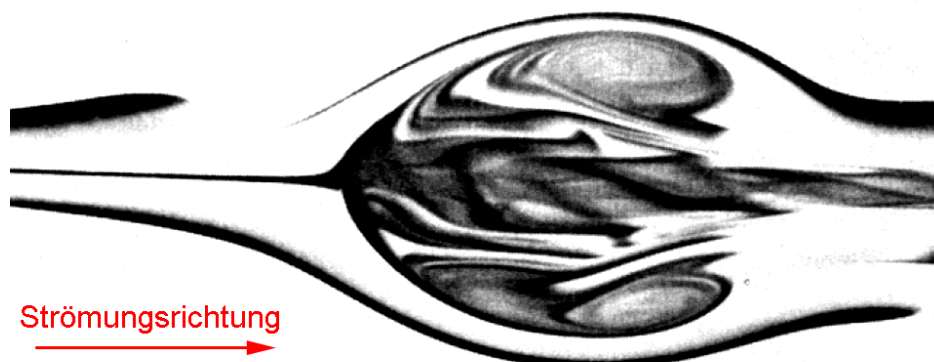


Abbildung 2-14: Aufnahme einer Rezirkulationsblase (nach Escudier [41])

Um die Drallstärke einer verdrehten Strömung zu charakterisieren, nutzt Jung den Winkel zwischen der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponente [42]. Da sich der Winkel sowohl in radialer als auch in axialer Richtung ändert, erwies sich dieser Parameter für diesen Zweck als ungeeignet. Beer und Chigier haben die Drallzahl als Kennzahl für die Drallstärke eingeführt [43]. Die Drallzahl stellt das mit dem Austrittsradius der Düse R entdimensionierte Verhältnis des integralen Drehimpulsstroms \dot{D} zum integralen Axialimpulsstrom \dot{I} dar

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I} R} \quad (2-65)$$

mit

$$\dot{D} = 2\pi \int_0^{r_{max}} \rho(\overline{uw} + \tilde{u}\tilde{w}) r^2 dr \quad (2-66)$$

$$\dot{I} = 2\pi \int_0^{r_{max}} [(p - p_\infty) + \rho(\overline{u^2} + \tilde{u}^2)] r dr \quad (2-67)$$

Da sowohl der Dreh- als auch der Axialimpulsstrom Erhaltungsgrößen sind, ist auch die Drallzahl eine Erhaltungsgröße [44]. Unter Vernachlässigung der Wandreibung kann für praktische Anwendungen die Drallzahl in zylindrischen Kanälen ebenfalls als eine Erhaltungsgröße betrachtet werden. Eine niedrige Drallzahl deutet auf einen im Vergleich zum Drehimpulsstrom hohen Axialimpulsstrom hin, der die Bildung einer Rezirkulationszone verhindert. Erst oberhalb einer kritischen Drallzahl, die je nach Geometrie der Düse zwischen 0,4 und 1,0 liegt [32], bildet sich das Rückströmgebiet.

Da der Druckterm in Gleichung (2-67) aus Experimenten schwer zugänglich ist, wird er oft vernachlässigt, was zur Folge hat, dass sich die Drallzahl in axialer Richtung ändert [16]. Des Weiteren werden häufig die Schwankungskomponenten in Gleichungen

(2-66) und (2-67) vernachlässigt, da ihr Beitrag zu den Gesamtimpulsströmen oft niedrig ist. Selbst mit diesen Vereinfachungen ist die Kenntnis des kompletten dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes zwingend erforderlich, um die Drallzahl aus den Gleichungen (2-65) bis (2-67) bestimmen zu können.

Setzt sich die Gesamtströmung aus mehreren unterschiedlich stark, gleich- oder gegenseitig verdrallten Teilen zusammen, so lässt sich die Gesamtdrallzahl nach Kerr und Fraser als

$$S_{th,\Sigma} = \frac{\sum \dot{D}_{th,i}}{\sum \dot{I}_{th,i} R} \quad (2-68)$$

bestimmen [45].

2.5 Freistahltheorie

Bei einer Vielzahl von Verbrennungssystemen wird das brennbare Gemisch in Form eines Jets aus einer Düse in eine Brennkammer größeren Durchmessers geleitet. Tritt der Gasstrahl aus der Düse in einen freien Raum aus, wie zum Beispiel in die Umgebung, dann wird von einem Freistahl gesprochen. Aufgrund der Geschwindigkeitsgradienten wirken an der Grenze zwischen Strahl und Umgebungsmedium Reibungskräfte, die den Strahl im Randbereich abbremsen und gleichzeitig das angrenzende Umgebungsmedium beschleunigen. Da definitionsgemäß alle sich mitbewegenden Fluidelemente als Teil des Strahls angesehen werden, nimmt die Masse des Strahls in axialer Richtung stetig zu. Die Reibungskräfte können dabei vernachlässigt werden, weil der Geschwindigkeitsgradient am Strahlrand immer gleich null bleibt [46]. Unter der Vernachlässigung der Feld- und Druckkräfte kann angenommen werden, dass der Impulsstrom des Strahls nach Gleichung (2-67) erhalten bleibt. Da der Strahl stromab immer breiter wird und somit immer größere Mengen Fluid enthält, sinkt das mittlere Geschwindigkeitsniveau. Wird die radiale Verteilung der axialen Geschwindigkeit am Düsenaustritt als Kolbenprofil angenommen, ändert sich die Geschwindigkeit in axialer sowie in radialer Richtung wie auf Abbildung 2-15 abgebildet. Gleich nachdem das Medium die Düse verlassen hat, setzen die Austauschvorgänge ein und gestalten die Randbereiche des Strahls um. Bis zu einer Länge von ungefähr fünf Düsendurchmessern bleibt die axiale Geschwindigkeit auf der Achse unverändert. Dieser Bereich wird Kernbereich genannt. Das kolbenförmige Geschwindigkeitsprofil verliert seine Identität komplett erst nach zirka 10 Düsendurchmessern. An dieser Stelle geht der sogenannte Übergangsbereich in den Ähnlichkeitsbereich über.

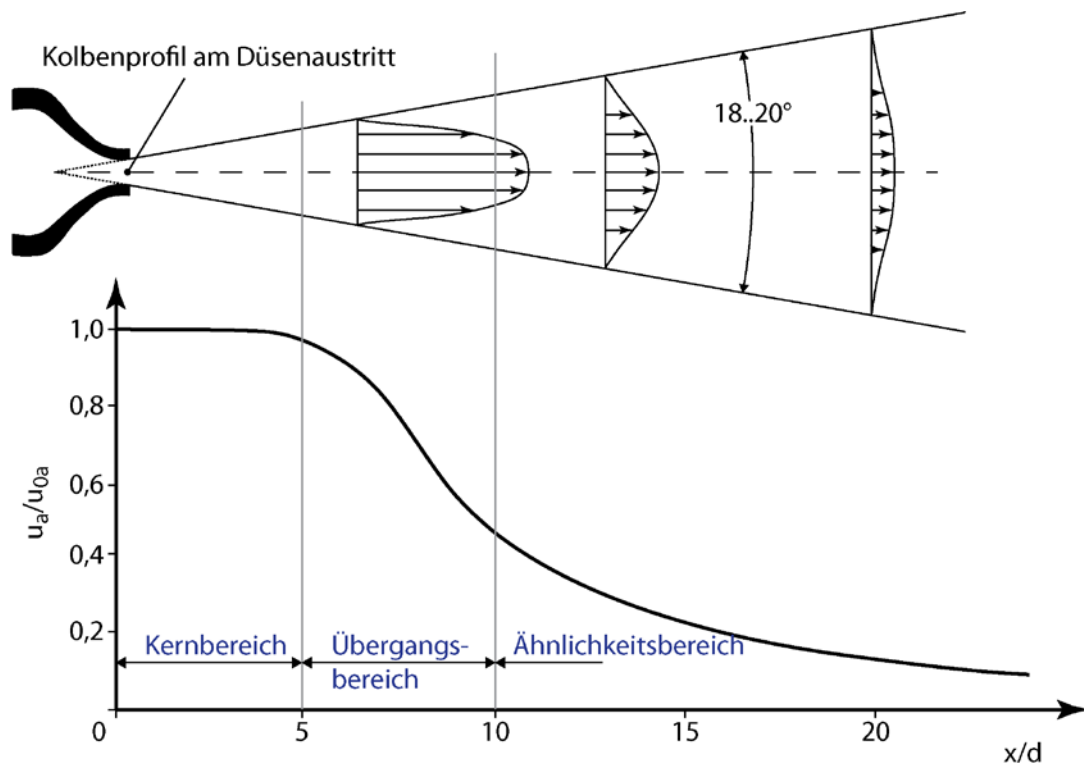


Abbildung 2-15: Verlauf der axialen Geschwindigkeit eines turbulenten Freistrahls (nach Günther [46])

Im Ähnlichkeitsbereich lassen sich die Geschwindigkeits-, Konzentrations- und Temperaturprofile in radialer Richtung mittels einheitlicher Funktionen beschreiben. Auf der Grundlage der Navier-Stokes-Gleichungen kann im Ähnlichkeitsbereich bei Reynoldszahlen oberhalb von 20000 aus dem Impulsstrom am Düsenaustritt \dot{I}_0 der Geschwindigkeitsverlauf auf der Achse ermittelt werden:

$$u_a(x) = \frac{1}{\mu_E} \sqrt{\frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\dot{I}_0}{\rho} \frac{1}{x}} \quad (2-69)$$

Der Massenentrainment-Koeffizient $\mu_E \approx 0,093$ wird aus Experimenten bestimmt und führt zu einem Strahlwinkel von zirka 19° . Werden die Konturen des Strahls weiter stromauf bis zur Achse verlängert, ergibt sich die imaginäre Punktquelle des Strahls in einer Distanz von zirka $0,6 \cdot d_{\text{Düse}}$ vom Brenneraustritt (Abbildung 2-15).

Reichardt [47] setzt eine Gleichheit des Impulstausches in axialer und radialer Richtung voraus und leitet daraus mit dem von der axialen Position abhängigen Halbwertsradius $r_H(x) = \mu_E x$ den radialen Verlauf der axialen Geschwindigkeit her:

$$\frac{u(x,r)}{u_a(x)} = \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{r}{r_H(x)} \right)^2 \right] \quad (2-70)$$

Wie bei Gasen üblich, findet der Transport von Stoff und Wärme schneller statt als der Transport von Impuls. Daher sind die Konzentrations- und Temperaturverläufe in radialer Richtung im Vergleich zum Geschwindigkeitsverlauf flacher:

$$\frac{c(x, r)}{c_a(x)} = \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{r}{\sqrt{2} r_H(x)} \right)^2 \right] \quad (2-71)$$

Bedingt durch den schnelleren radialen Stoff- und Wärmeaustausch beginnen die axialen Werte der Konzentration und der Temperatur - im Vergleich zur Geschwindigkeit - früher abzunehmen.

Die vom Strahl transportierte Masse an einer beliebigen axialen Position x im Ähnlichkeitsbereich lässt sich unter Berücksichtigung der Impulserhaltung wie folgt berechnen

$$\frac{\dot{M}(x)}{\dot{M}_0} \approx 0,32 \frac{x}{d} \sqrt{\frac{\rho_u}{\bar{\rho}_s}} \quad (2-72)$$

wobei ρ_u die Umgebungsdichte und $\bar{\rho}_s$ die mittlere Strahldichte sind [46].

Die lineare Zunahme des Massenstroms nach Gleichung (2-72) ist in Abbildung 2-16 zu sehen. Stromauf vom Ähnlichkeitsbereich geht der lineare in einen parabelförmigen Verlauf über.

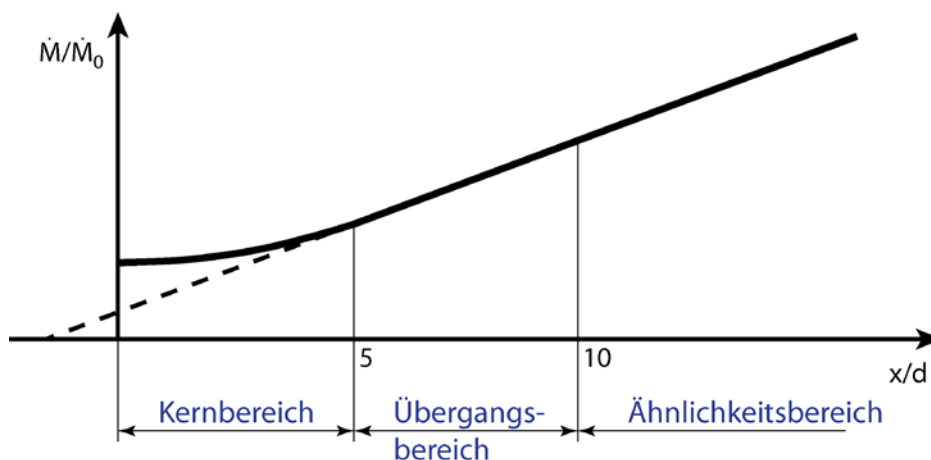


Abbildung 2-16: Massenstromzunahme im Freistrahlsverlauf entlang der Achse (nach Günther [46])

Bei verbrennungstechnischen Anwendungen wird der Strahl aus der Düse selten in die freie Umgebung entspannt, sondern in eine in radialer Richtung begrenzte Brennkammer geleitet. Da von außen kein Medium nachfließen kann, führt die Saugwirkung des Strahls in diesem Fall zur Entstehung von Unterdruck, der unter anderem dazu führt, dass der Öffnungswinkel des eingeschlossenen Freistrahls größer ist als der Freistrahls in der freien Umgebung. Abbildung 2-17 gibt den Fall wieder, bei dem - parallel zum zentralen Brennstoffstrahl - eine gleitende Luftströmung zugegeben wird.

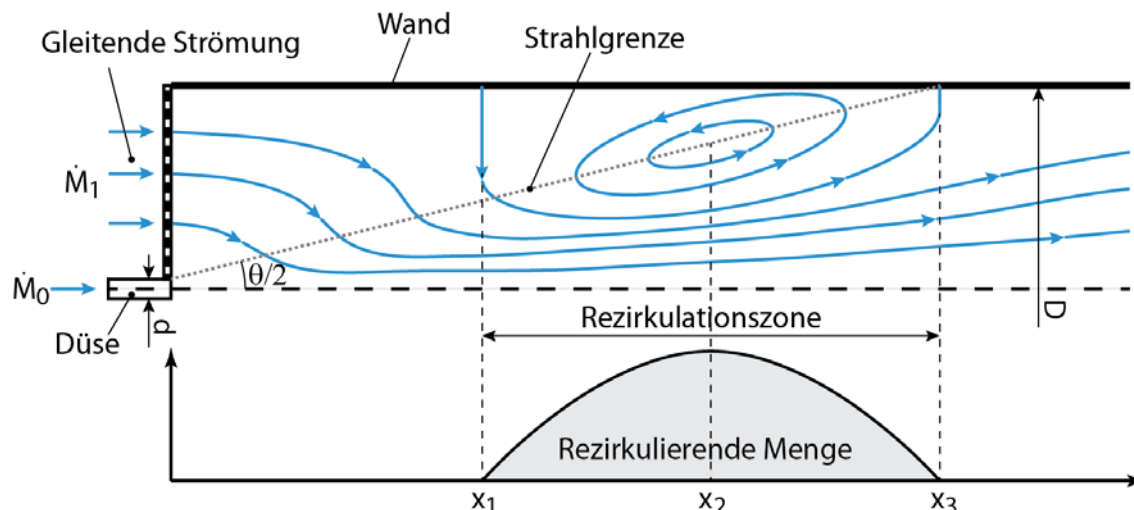


Abbildung 2-17: Reizirkulation im Falle eines eingeschlossenen Strahls (nach Barchilon und Curtet [48])

Im düsennahen Bereich saugt der Brennstoffstrahl Luft aus der gleitenden Luftströmung ein. Sobald die gleitende Strömung komplett abgesaugt und der Strahl noch saugfähig ist, wird Medium angesaugt, welches weiter stromab vom Strahl selbst abzweigt wird. Der so entstandene ringförmige Eckwirbel ist in zwei Unterbereiche unterteilt. Der erste Teil wird durch das Ansaugen des reizirkulierenden Mediums gekennzeichnet und erstreckt sich zwischen den axialen Positionen x_1 und x_2 . Der zweite Teil, zwischen x_2 und x_3 , gibt Medium ab. Dabei liegt x_2 auf der halben Strecke zwischen x_1 und x_3 .

Selbst wenn ein Teil des Strahlimpulses zum Erzeugen des Unterdruckes aufgewendet wird, kann mit Hilfe der Formel (2-72) der Anfang des Wirbels mit guter Genauigkeit bestimmt werden. Dabei wird anstelle von $\dot{M}(x)$ die Summe der beiden zugeführten Massenströme auftreten, um die Position x_1 zu bestimmen:

$$\frac{\dot{M}_0 + \dot{M}_1}{\dot{M}_0} \approx 0,32 \frac{x_1}{d} \sqrt{\frac{\rho_u}{\rho_s}} \quad (2-73)$$

Die axiale Position, an der der Strahl die Wand erreicht und das Reizirkulationsgebiet schließt, berechnet sich nach:

$$x_3 = \frac{D}{2} / \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2-74)$$

Der Öffnungswinkel des Strahls θ hängt dabei von dem von Thring und Newby [49] eingeführten dimensionslosen Ähnlichkeitsparameter ξ ab:

$$\frac{1}{\xi} = \frac{\dot{M}_0}{\dot{M}_0 + \dot{M}_1} \frac{D}{d} \quad (2-75)$$

Dabei entspricht D/d dem Verhältnis des Durchmessers der Brennkammer zum Düsendurchmesser (Expansionsfaktor). Der Öffnungswinkel des Strahls variiert von $\theta = 19^\circ$ für $\xi = 1$ bis $\theta = 22^\circ$ für $\xi \approx 0,3$ [46].

Für die maximal zurückströmende Masse an der Stelle x_2 ergibt sich nach Günther [46]:

$$\dot{M}_{r,max} = \frac{0,32}{4 \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)} \sqrt{\frac{\rho_u}{\rho_s}} (\dot{M}_o + \dot{M}_1) \left(\frac{1}{\xi} - 1\right) \quad (2-76)$$

Durch die Annahme eines konstanten Impulses weicht die maximal rezirkulierende Masse nach der Theorie von Thring und Newby um etwa ein Drittel von den gemessenen Daten ab. Dennoch gibt diese Theorie für praktische Anwendungen gute Übereinstimmung, solange der Durchmesser der Düse 1/10 des Durchmessers der Brennkammer nicht überschreitet [50].

2.6 Zerstäubung von Flüssigkeiten

Neben gasförmigen und festen Brennstoffen werden in der Praxis oft flüssige Brennstoffe eingesetzt, da sie einen hohen Komfort in der Lagerung und beim Transport bieten. Auch wenn der Brennstoff ursprünglich in flüssiger Form vorlag, findet die Verbrennung immer in der Gasphase statt [51]. Um den Brennraum nicht unnötig groß gestalten zu müssen, wird eine möglichst rasche Verdampfung des Brennstoffes angestrebt. Einen Weg zur Erhöhung der Verdampfungsrate bietet die Vergrößerung der zum Phasenübergang zur Verfügung stehenden Oberfläche, zum Beispiel indem die Flüssigkeit in kleine Tropfen zerstäubt wird. Die Oberflächenspannung leistet dieser Oberflächenvergrößerung Widerstand, sodass Zerstäubungsprozesse generell Energiezufuhr von außen benötigen. Die Energie kann in dem zu zerstäubenden Medium selbst oder in einem Hilfsmedium in Form von kinetischer Energie enthalten sein.

Nachfolgend wird das Austreten einer Flüssigkeit aus einem runden Rohr verwendet, um die Zerstäubungsvorgänge zu veranschaulichen. Bei Steigerung der Austrittsgeschwindigkeit und somit auch der kinetischen Energie der Strömung, nimmt der Flüssigkeitsstrahl nach dem Austritt in die Umgebung unterschiedliche Formen an. Bei sehr niedrigen Strahlgeschwindigkeiten läuft die Flüssigkeit ohne jegliche Tropfenbildung aus (Abbildung 2-18 a). Wird der Durchsatz erhöht, kommt es zur Bildung von einzelnen Tropfen (Abbildung 2-18 b). Dieser als Abtropfen bekannte Prozess wurde bereits im Jahr 1878 von Lord Rayleigh untersucht. Er ist zu dem Schluss gekommen, dass die Entstehung und das Ablösung eines jeden Tropfens von der Schwerkraft und von der Oberflächenspannung kontrolliert werden.

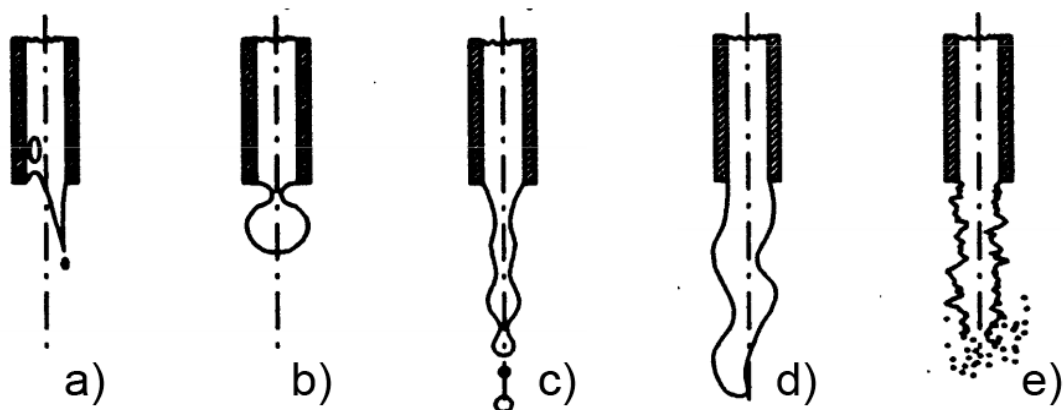


Abbildung 2-18: Zerfallsregime in Abhängigkeit von der Austrittsgeschwindigkeit des Flüssigkeitsstrahls: a) Auslaufen, b) Abtropfen, c) Zertropfen, d) Zerwellen und e) Zerstäuben [52]

Noch höhere Massendurchsätze führen zum Zertropfen (Abbildung 2-18 c). Dieser auch als Rayleigh-Mechanismus bekannte Vorgang wird von den Oberflächenkräften beherrscht. Es bilden sich in einem gewissen Abstand von der Düse rotationssymmetrische Wellen aus. Durch die Einschnürung erhöht sich der Krümmungsdruck an den verengten Stellen, was die Flüssigkeit von dort verdrängt. Infolgedessen erhöhen sich Krümmung und Druck weiter, bis der Strahl schließlich in eine Tropfenkette zerfällt [51]. Das Regime des Zerwellens (Abbildung 2-18 d) tritt bei einer höheren Relativgeschwindigkeit zwischen Flüssigkeitsstrahl und Umgebungsmedium auf und zeichnet sich durch die transversalen Auslenkungen des Strahls aus. Wird die Austrittsgeschwindigkeit des Strahls noch weiter erhöht, werden die Auslenkungen ungleichmäßiger, sodass sich zunächst an den Seiten des Strahls kleinere Tropfen lösen können. Oberhalb einer kritischen Geschwindigkeit findet eine Zerstäubung (Abbildung 2-18 e) im gesamten Querschnitt des Strahls statt. Je höher die Strahlgeschwindigkeit, umso näher an der Düse beginnt die Zerstäubung.

Handelt es sich nicht um einen runden Strahl sondern um einen Flüssigkeitsfilm, tritt nach Dombrowski und John [53] zuerst das Zerwellen ein (Abbildung 2-19). An den Knickstellen reißen die Wellen ab und die sich daraus bildenden Ligamente ziehen sich zu Fäden zusammen. Unter der Wirkung des aerodynamischen Druckes entstehen Einschnürungen in den Fäden, die danach in einzelne Tropfen zerfallen.

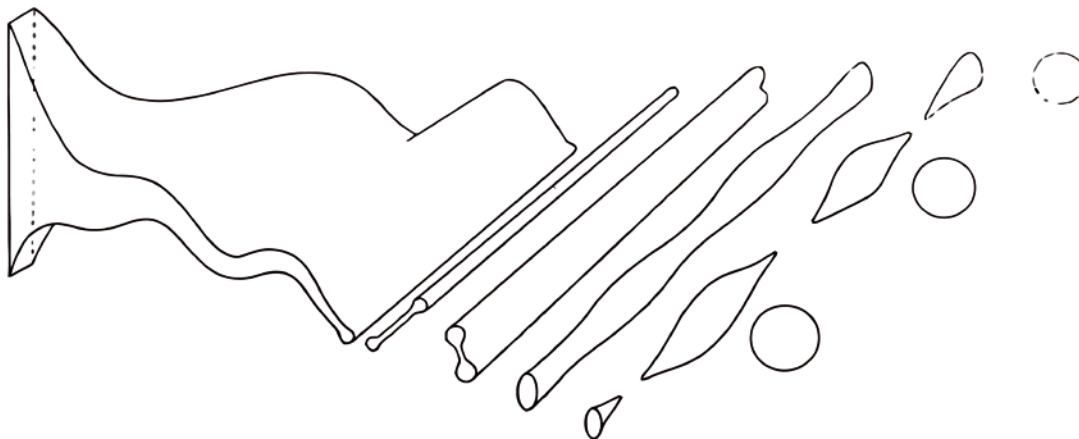


Abbildung 2-19: Zerfall eines Flüssigkeitsfilms (nach Dombrowski und John [53])

Dieser Mechanismus ist laut Horvay [54] auch für die Beschreibung der Zerstäubung aus einem Druckdrallzerstäuber, der auch für die vorliegende Studie eingesetzt wurde, gut geeignet. Bei diesem Zerstäubertyp wird die zu zerstäubende Flüssigkeit in Rotation versetzt und anschließend durch eine kleine Öffnung gepresst (Abbildung 2-20).

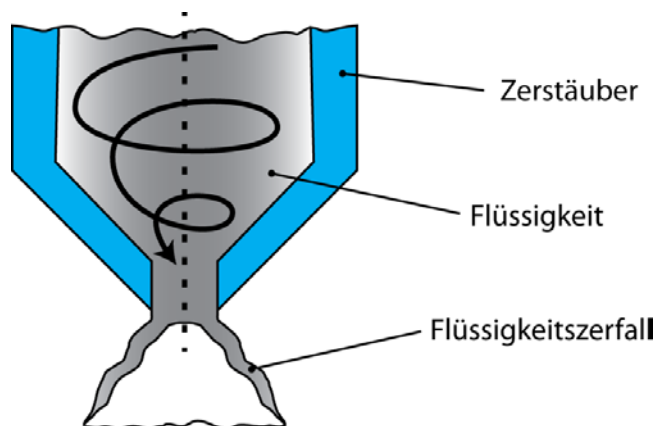


Abbildung 2-20: Aufbau eines Druckdrallzerstäubers (nach Aigner [55])

Aufgrund der Zentrifugalkraft öffnet sich der austretende Strahl in radialer Richtung und bildet einen ringförmigen Film. Stromab wird der Film aufgrund der Kontinuität immer dünner, weil sein Radius und somit auch sein Umfang stets zunehmen, bis der Flüssigkeitsfilm zu kleineren Tropfen zerfällt. Der Fortschritt der Zerstäubung mit der Entfernung zur Düse ist in Abbildung 2-21 zu sehen. Während des Primärzerfalls tritt zuerst Zerwellen der Lamellen ein, gefolgt von deren Zerreißen zu Ligamenten mit anschließendem Zertropfen. Im Sekundärzerfall entstehen aus den für den vorliegenden Strömungszustand zu groben Tropfen kleinere Tropfen.

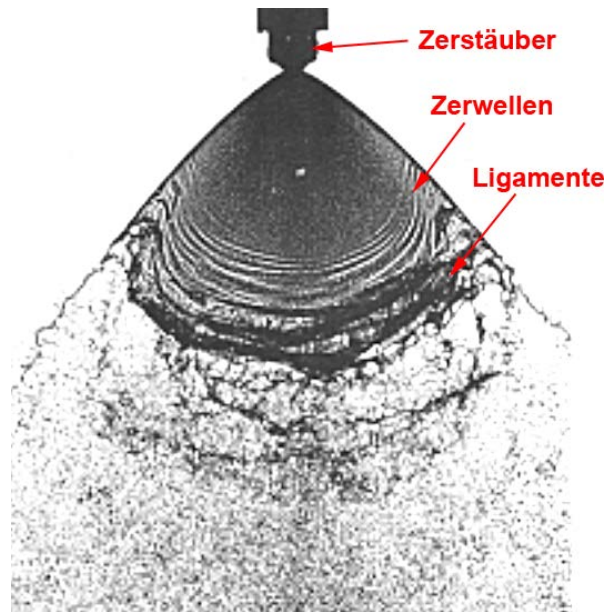


Abbildung 2-21: Aufnahme eines Filmzerfalls [56]

Die Zerfallsmechanismen lassen sich mit Hilfe von dimensionslosen Kennzahlen beschreiben. Weber hat bei seinen theoretischen Überlegungen die nach ihm benannte Weber-Zahl hergeleitet [57]. Sie stellt das Verhältnis der destabilisierenden Kraft des dynamischen Umgebungsdruckes zu der stabilisierenden Kraft der Oberflächenspannung dar:

$$We = \frac{\text{Druckkraft}}{\text{Oberflächenkraft}} = \frac{\rho u_{rel}^2 d}{\sigma} \quad (2-77)$$

Die für den vorliegenden Strömungszustand maximal stabile Größe eines Tropfens kann mit Hilfe der kritischen Weber-Zahl abgeschätzt werden. Ein Tropfen zerfällt, wenn der auf ihn wirkende aerodynamische Druck größer wird als der Innendruck im Tropfen. Für die kritische Weber-Zahl ergibt sich daraus

$$We_{krit} = \frac{8}{c_w}, \quad (2-78)$$

wobei der Widerstandsbeiwert c_w zwischen dem Widerstandsbeiwert einer Kugel und dem einer ebenen Platte liegt [51]. Nach Gleichung (2-78) erhält man für niederviskose Flüssigkeiten eine kritische Weber-Zahl im Bereich von 12. Dieser Wert stimmt gut mit anderen Literaturangaben überein. Merrington und Richardson geben zum Beispiel einen Wert von 10 an [58]. Für den Fall, dass der Tropfen dem Gasmedium plötzlich ausgesetzt wird, gibt Hinze eine kritische Weber-Zahl von 13 an [59]. Die kritische Weber-Zahl ist jedoch keine allgemeingültige Bedingung für den Tropfenzerfall. Ein Tropfen kann auch unterhalb des kritischen Wertes zerfallen, wenn zum Beispiel die bei der Umströmung des Tropfens entstandenen Schwingungen im Bereich der Eigenfrequenz des Tropfens liegen [51].

Bei sehr hohen Weber-Zahlen, in der Größenordnung von mehreren Hundert, gewinnen auch andere Destabilisierungsmechanismen an Bedeutung. Da das umgebende Medium meistens eine andere Dichte hat als die zu zerstäubende Flüssigkeit, treten bei Tropfen, die eine Beschleunigung erfahren, die Rayleigh-Taylor-Instabilitäten auf. Des Weiteren wird an der konvexen Oberfläche des Tropfens stromab vom Staupunkt die Strömung beschleunigt, was eine Druckabnahme zur Folge hat, sodass dadurch Störungen verstärkt werden können. Diese Instabilität ist unter der Bezeichnung Kelvin-Helmholtz-Instabilität bekannt. Beide Mechanismen können zu einem weiteren Zerfall eines Tropfens führen (Abbildung 2-22).

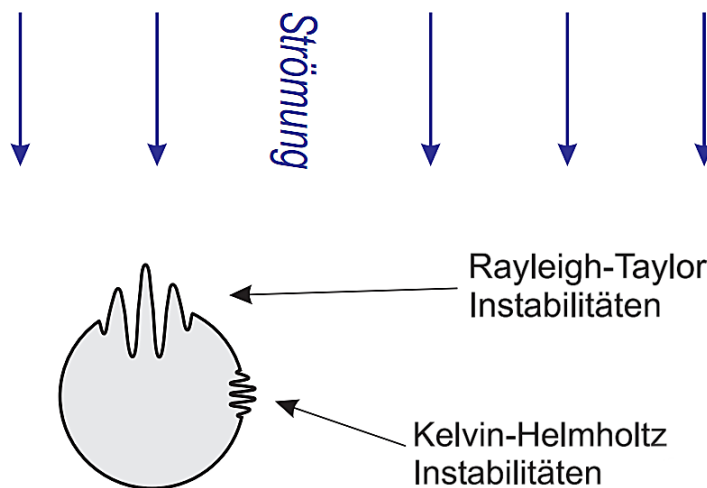


Abbildung 2-22: Strömungsbedingte Instabilitäten bei höheren Weber-Zahlen [60]

Neben der Oberflächenspannung wirken auch die viskosen Kräfte des flüssigen Mediums stabilisierend auf den Tropfen. Um den Einfluss der Viskosität quantitativ zu beschreiben, wird die von Ohnesorge eingeführte dimensionslose Kennzahl eingesetzt [61]:

$$Oh = \frac{\text{Zähigkeitkraft}}{\text{Oberflächenkraft}} = \frac{\sqrt{We}}{Re_{Fl}} = \frac{\mu}{\sqrt{\sigma \rho d}} \quad (2-79)$$

Unter Berücksichtigung der viskosen Effekte ergibt sich die korrigierte kritische Weber-Zahl [62] zu:

$$We_{krit,korr} = We_{krit} + 14 Oh^{1,6} \quad (2-80)$$

In technischen Anwendungen entstehen bei der Zerstäubung keine monodispersen kugelförmigen Tropfen sondern Tropfenkollektive aus Tropfen unterschiedlicher Größe und Form. Zur Charakterisierung des Sprays findet eine Reihe von charakteristischen Größen und Verteilungsfunktionen Anwendung. Der Sauterdurchmesser SMD zum Beispiel ist der Durchmesser eines Tropfens mit demselben Verhältnis des Volumens zu Oberfläche, wie die Gesamtheit aller Tropfen im Spray und lässt sich nach der Formel

$$SMD = \frac{\sum d_i^3}{\sum d_i^2} \quad (2-81)$$

bestimmen. Darin ist i die Laufnummer des Tropfens.

Der Sauterdurchmesser allein genügt jedoch nicht, um das Spray vollständig zu charakterisieren. Wird zum Beispiel die Verdampfungsrate von zwei Sprays mit demselben Sauterdurchmesser, aber mit unterschiedlich breiten Durchmesser-Verteilungen, miteinander verglichen, ist festzustellen, dass das breitere Spray am Anfang durch die schnelle Verdampfung der kleineren Tropfen größere Verdampfungsraten erreicht, braucht dafür aber wegen der größeren Tropfen bis zur vollständigen Verdampfung insgesamt längere Zeit. Zur vollständigen Beschreibung des Sprays werden daher Dichte- und Summenverteilungen eingesetzt. Sehr breite Verwendung hat zum Beispiel die Rosin-Rammler-Verteilung gefunden, die sich nach der Formel

$$Q(d) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{d}{d_{0,632}}\right)^q\right] \quad (2-82)$$

berechnen lässt. Für jeden Durchmesser d liefert die Formel den Anteil an Partikeln, deren Durchmesser kleiner als d ist. Die Verteilung ist nur dann vollständig definiert, wenn q und $d_{0,632}$ bekannt sind. Der Parameter q kann als Breite der Verteilung angesehen werden und ist aus Experimenten zu bestimmen. 63,2 % der Partikel in der Verteilung haben einen kleineren Durchmesser als $d_{0,632}$. Wegen ihrer Einfachheit wird die Rosin-Rammler-Verteilung oft zur Beschreibung von Sprays eingesetzt, obwohl sie für Kohlepartikeln besser geeignet ist [63]. Für Sprays liefert die Wurzel-Normalfunktion eine bessere Übereinstimmung [64]:

$$Q(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\sqrt{d/d_{50}}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\sqrt{d/d_{50}} - 1}{\sigma}\right)^2\right) d(\sqrt{d/d_{50}}) \quad (2-83)$$

Hier gibt die Standardabweichung σ Auskunft über die Breite der Verteilung. Zur Bestimmung der Standardabweichung genügt es, wenn neben dem massebezogenen Mediandurchmesser d_{50} noch ein weiterer charakteristischer Durchmesser der Verteilung, wie etwa der Sauterdurchmesser, bekannt ist.

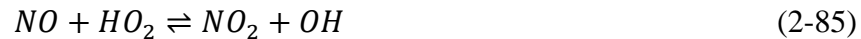
2.7 Bildung von Stickoxiden

In Bezug auf die Stickoxide enthalten die Abgase am Austritt einer Brennkammer hauptsächlich Stickstoffmonoxid. Stickstoffdioxid bildet sich meistens aus dem Stickstoffmonoxid erst nach dem Abkühlen der Rauchgase in der Atmosphäre. Dennoch kann Stickstoffdioxid bereits in der Brennkammer in Bereichen niedriger Temperatur gebildet werden. Dort ist die Konzentration der für die Reaktion notwendigen Peroxid-

Radikale höher. Diese entstehen unter der Mitwirkung eines Stoßpartners M nach der Reaktion:



Die Produktion von NO_2 nach Reaktion (2-85) und der durch Sauerstoff- und Wasserstoffradikale initiierte Zerfall von NO_2 halten sich die Waage. Vor allem in den heißen Bereichen der Brennkammer ist die Konzentration von Sauerstoff- und Wasserstoffradikalen hoch, was die Bildung von NO_2 stark einschränkt.



Die Bildung von Stickoxiden in feuerungstechnischen Anwendungen ist ein sehr komplexer Vorgang, bestehend aus einer Vielzahl einzelner Reaktionen. Mehrere zusammenhängende Reaktionen bilden die sogenannten Reaktionspfade. Die wichtigsten davon sind: 1) Thermischer-NO-Mechanismus, 2) Prompt-NO-Mechanismus, 3) N_2O -Mechanismus, 4) NNH-Mechanismus und 5) NO aus brennstoffeigenem Stickstoff (Abbildung 2-23). Je nach Betriebsbedingungen kann ein bestimmter Reaktionspfad dominieren und für den Hauptanteil der Stickoxidemissionen verantwortlich sein.

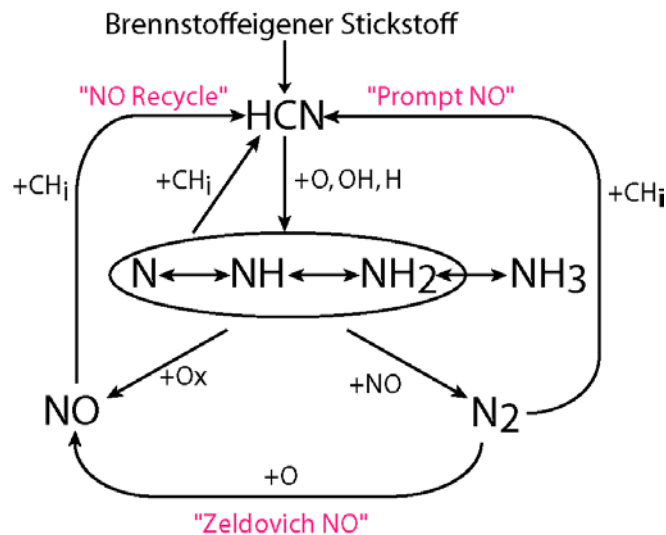


Abbildung 2-23: Bildung und Abbau von Stickstoffmonoxid [65]

In der Abbildung 2-23 ist gut zu erkennen, dass parallel zur Bildung von Stickoxid auch NO-Abbaureaktionen ablaufen. Gezielt eingesetzt können die Abbaureaktionen zur Minderung der Stickoxidemissionen beitragen.

2.7.1 Thermisches-NO

Die Entdeckung dieses Mechanismus wird Zeldovich [66] zugeschrieben, worauf auch die alternative Bezeichnung Zeldovich-NO zurückzuführen ist. Dieser Mechanismus setzt sich aus den folgenden zwei Reaktionen zusammen:



Später wurde der ursprüngliche Mechanismus durch die folgende Reaktion ergänzt:



Die Reaktionsrate der letzten Reaktion und somit auch ihr Beitrag zur gesamten Stickoxidproduktion nach dem thermischen Mechanismus werden als gering eingeschätzt, da alle Edukte Radikale sind und folglich eine verhältnismäßig niedrige Konzentration aufweisen [67]. Die Reaktionen (2-88) bis (2-90) bilden den erweiterten thermischen Mechanismus.

Generell sind die Reaktionsraten aller drei Reaktionen stark von den Konzentrationen der beteiligten Radikale abhängig, die wiederum mit dem Fortschritt der Verbrennungsreaktion zusammenhängen. Große Mengen von thermischem Stickstoffmonoxid bilden sich dennoch erst bei ausreichender Verweilzeit der Edukte im heißen Nachlauf der Flammenfront, wo die schnelle Verbrennungsreaktion bereits abgeschlossen ist. Daher ist nach diesem Mechanismus eine Entkopplung der Chemie der Stickoxidbildung von der Verbrennungsreaktion möglich.

Aufgrund der sehr starken dreifachen chemischen Bindung von Stickstoff ist die Reaktionsrate der Reaktion (2-88) am geringsten. Mehrere Studien haben sich zum Ziel gesetzt, die Geschwindigkeitskonstante dieser Reaktion zu bestimmen. Eingetragen in das Arrhenius-Diagramm weisen die Ergebnisse kaum Streuung auf. Aus Messungen der Geschwindigkeit der Gegenreaktion ermittelten beispielsweise Davidson und Hanson [68] die Geschwindigkeitskonstante zu:

$$k_f^{GL(2-88)} = 1,95 \cdot 10^{14} e^{-\frac{38660}{T}} \left[\frac{cm^3}{mol s} \right] \quad (2-91)$$

Beim Auftragen der Geschwindigkeitskonstante gegenüber der Temperatur wird es deutlich, dass aufgrund der sehr hohen Aktivierungsenergie von 319,05 kJ/mol die Reaktion stark temperaturabhängig ist und erst oberhalb einer Temperatur von 1800 K an Bedeutung gewinnt (Abbildung 2-24).

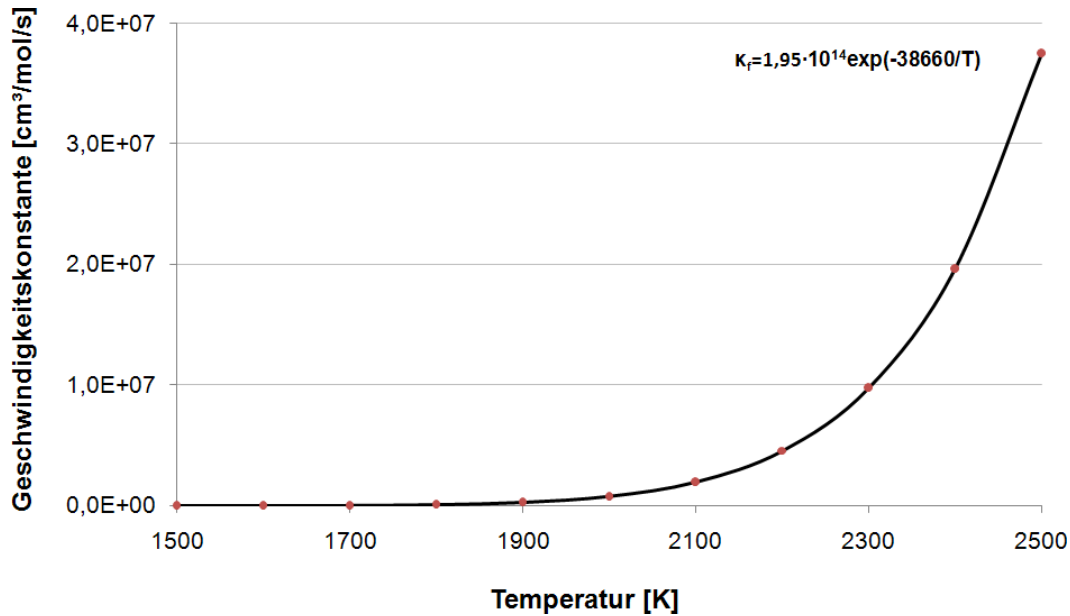


Abbildung 2-24: Temperaturabhängigkeit der Geschwindigkeitskonstante von der Reaktion $N_2 + O \rightleftharpoons NO + N$ nach Gleichung (2-91)

Aufgrund der geringen Reaktionsrate ist bei technischen Anwendungen die Konzentration von Stickoxid, gebildet nach dem thermischen Mechanismus, selbst bei hohen Temperaturen weit von der Gleichgewichtskonzentration entfernt (rote Kurve in Abbildung 2-25).

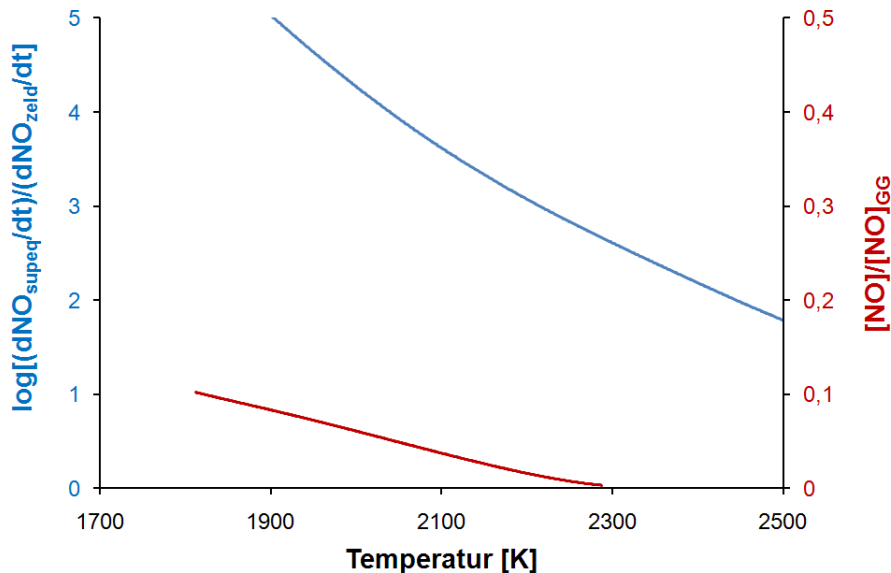


Abbildung 2-25: Verhältnis zwischen tatsächlicher und Gleichgewichtskonzentration (rote Kurve) und Erhöhung der Bildungsrate von Stickoxid aufgrund der Superequilibriumkonzentration von Sauerstoffradikalen (blaue Kurve) (nach Miller et al. [69])

Grund dafür ist die kurze Verweilzeit der Rauchgase im Brennerraum, die sich aus der hohen Anströmgeschwindigkeit ergibt. In Flugtriebwerken beträgt zum Beispiel die Verweilzeit weniger als 10 ms, in stationären Turbinen 10-30 ms. Gleichgewicht wird

dagegen erst nach mehreren 100 ms erreicht [51]. Aus diesem Grund können die Gegenreaktionen in (2-88) bis (2-90) vernachlässigt werden [25]. Die Summenreaktionsrate für den gesamten thermischen Mechanismus lautet somit:

$$\frac{d[NO]}{dt} = k_f^{GL.(2-88)} [N_2] [O] + k_f^{GL.(2-89)} [N] [O_2] \quad (2-92)$$

Reaktion (2-90) wird bei dieser Betrachtung ausgelassen, da ihr Beitrag, wie vorher erwähnt wurde, gering ist. Um die noch unbekannte Konzentration der Stickstoffradikale in Gleichung (2-92) ermitteln zu können, wird - ausgehend von der Aufbau- (2-88) und der Abbaureaktion (2-89) - eine Gleichung für die Reaktionsrate aufgestellt:

$$\frac{d[N]}{dt} = k_f^{GL.(2-88)} [N_2] [O] - k_f^{GL.(2-89)} [N] [O_2] \quad (2-93)$$

Da die Entstehung von Stickstoffradikalen nach der Reaktion (2-88) viel langsamer ist als ihr Abbau nach der Reaktion (2-89) ändert sich nach einer kurzen Aufbauphase die Konzentration der Stickstoffradikale nicht mehr. Der rechte Term in Gleichung (2-93) kann daher gleich null gesetzt werden, woraus sich die Beharrungskonzentration von Stickstoffradikalen $[N]_B$ ermitteln lässt [25]:

$$0 = k_f^{GL.(2-88)} [N_2] [O] - k_f^{GL.(2-89)} [N]_B [O_2] \quad (2-94)$$

$$[N]_B = \frac{k_f^{GL.(2-88)} [N_2] [O]}{k_f^{GL.(2-89)} [O_2]} \quad (2-95)$$

Durch Einsetzen der Beharrungskonzentration aus Gleichung (2-95) in die Beziehung (2-92) für die Bildungsrate von Stickoxid ergibt sich:

$$\frac{d[NO]}{dt} = k_f^{GL.(2-88)} [N_2] [O] + k_f^{GL.(2-89)} \frac{k_f^{GL.(2-88)} [N_2] [O]}{k_f^{GL.(2-89)} [O_2]} [O_2] \quad (2-96)$$

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2k_f^{GL.(2-88)} [N_2] [O] \quad (2-97)$$

In der Zeit, die für die Stickoxidbildung benötigt wird, kann die schnellere Sauerstoffdissoziation $O_2 \rightleftharpoons 2O$ das Gleichgewicht erreichen. Daher kann die Konzentration von Sauerstoffradikalen aus der Gleichgewichtskonstante unter Zuhilfenahme des idealen Gasgesetzes bestimmt werden:

$$K_p = \frac{p_O^2}{p_{O_2} p} = \frac{([O] \mathcal{R} T)^2}{[O_2] \mathcal{R} T p} = \frac{[O]^2 \mathcal{R} T}{[O_2] p} \quad (2-98)$$

$$[O] = \sqrt{[O_2] \frac{K_p p}{\mathcal{R} T}} \quad (2-99)$$

Durch Einsetzen der Gleichung (2-99) in Gleichung (2-97) erhält man die Bildungsrate von thermischem Stickoxid nach dem Zeldovich-Mechanismus:

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2k_f^{Gl.(2-88)} [N_2] \sqrt{[O_2] \frac{K_p p}{\mathcal{R} T}} \quad (2-100)$$

Die Annahme, dass die Dissoziation von Sauerstoffmolekülen zu Sauerstoffradikalen nach der Reaktion $O_2 \rightleftharpoons 2O$ zum Gleichgewicht führt, ist in Zusammenhang mit der parallel ablaufenden Verbrennungsreaktion nicht ganz korrekt. Bedingt durch die Verbrennungsreaktion herrscht eine bis zu tausend Mal höhere Konzentration an Sauerstoffradikalen als es durch die Dissoziation zu erwarten wäre. Dieses Phänomen ist unter dem Namen „Superequilibrium“ bekannt (Abbildung 2-25) und führt zu einem erhöhten Stickoxidausstoß.

2.7.2 Prompt-NO

Fenimore [70] stellte als Erster fest, dass sich Stickoxide auch in brennstoffreichen Regionen der Flamme bilden, wo die Sauerstoffkonzentration, die Verweilzeit und die Temperatur nicht ausreichend wären, um die gemessenen Konzentrationen nach dem thermischen Reaktionspfad erklären zu können (Abbildung 2-26).

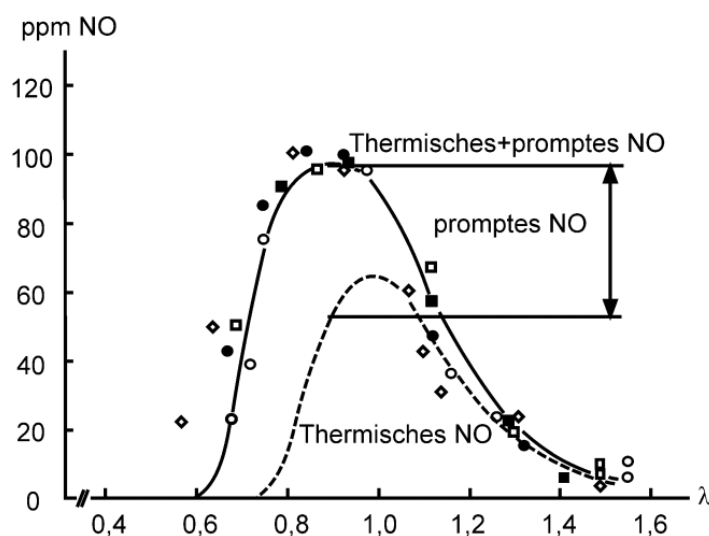


Abbildung 2-26: Beitrag des Prompt-NO zur gesamten Stickoxidproduktion (Differenz zwischen gestrichelter und durchgezogener Kurve) [51]

Nach seiner Theorie wird das Stickstoffmolekül in brennstoffreichen Regionen nicht von Sauerstoffradikalen sondern von CH_i -Radikalen ($i = 1 \div 3$) angegriffen. Der wichtigste Schritt dieses Mechanismus ist die Reaktion:



Die Messdaten der Reaktion (2-101) weisen nach dem Auftragen im Arrhenius-Diagramm zwar höhere Streuung auf (Abbildung 2-27), lassen aber darauf schließen, dass die Reaktion wesentlich schneller ist als der thermische Mechanismus, auf dem die Bezeichnung Prompt-NO beruht.

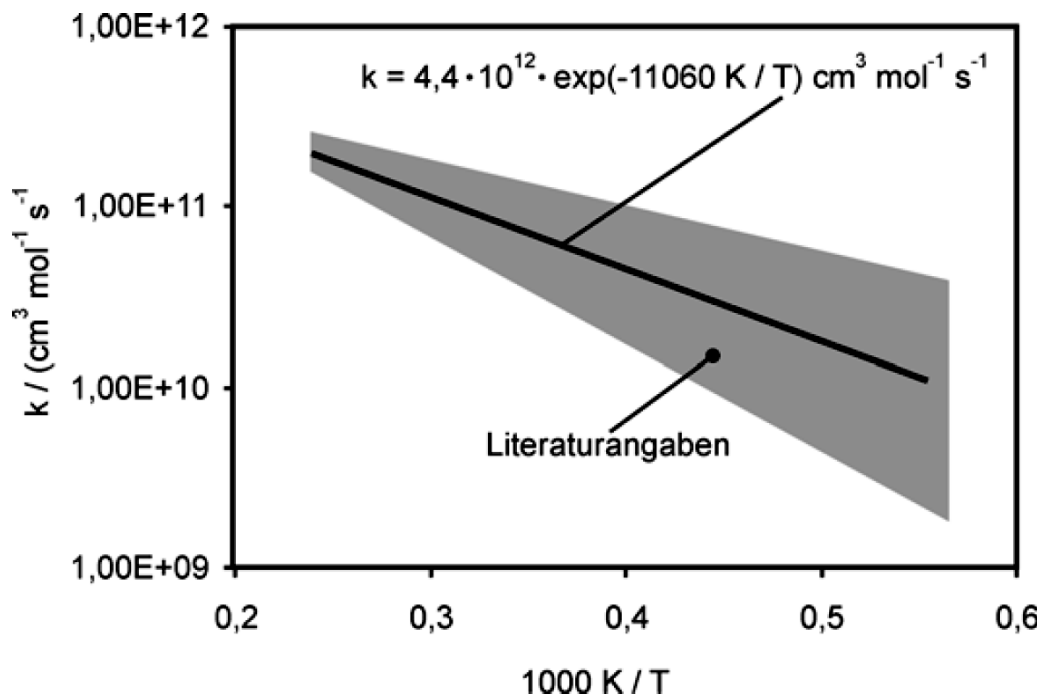


Abbildung 2-27: Unsicherheit bei der Bestimmung der Geschwindigkeitskonstante der Reaktion $N_2 + CH \rightleftharpoons HCN + N$ [51]

Die Methinradikale CH für die Reaktion (2-101) kommen hauptsächlich in brennstoffreichen Zonen vor und werden bei Reaktionen zwischen Wasserstoff- oder Hydroxylradikalen und höheren Kohlenwasserstoff-Radikalen wie etwa Methylen- (CH_2) und Methylradikalen (CH_3), gebildet:



Ist ausreichend Sauerstoff vorhanden, kann das nach Reaktion (2-101) entstandene Stickstoffradikal gemäß Reaktion (2-88) des thermischen Mechanismus direkt in Stickstoffmonoxid umgewandelt werden. Der Cyanwasserstoff kann durch mehrere Zwischenreaktionen ebenfalls in NO verwandelt werden (Abbildung 2-23).

Berechnungen von Rutar und Malte zeigten, dass für Verweilzeiten kürzer als 1 ms der Prompt-NO-Mechanismus selbst bei mageren Gemischen eine dominierende Rolle

spielt (Abbildung 2-28) [71]. Mit zunehmender Verweilzeit verliert er aber an Bedeutung aufgrund der Konzentrationsabnahme der CH_i -Radikale.

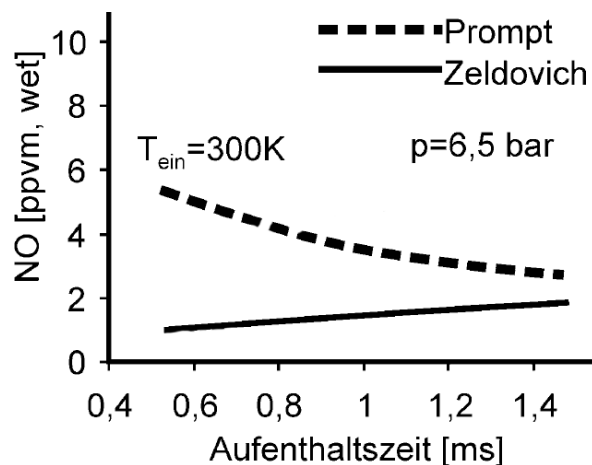


Abbildung 2-28: Ausgewählte NO-Reaktionsmechanismen bei kürzeren Verweilzeiten und unter mageren Bedingungen (nach Joos [51])

Miller et al. berichteten, dass die Chemie des Prompt-NO ab einer Luftzahl kleiner als 0,8 viel komplexer wird und dass die Bildung von Stickoxid unter solchen Bedingungen deutlich langsamer abläuft [69]. Der gebildete Cyanwasserstoff kann dort aufgrund des Sauerstoffmangels nur schwer zu Stickoxid umgesetzt werden.

Selbst das bereits gebildete Stickoxid kann bei niedrigen Luftzahlen durch die hohe Konzentration von CH_i -Radikalen zurück in HCN umgewandelt werden (Abbildung 2-23).

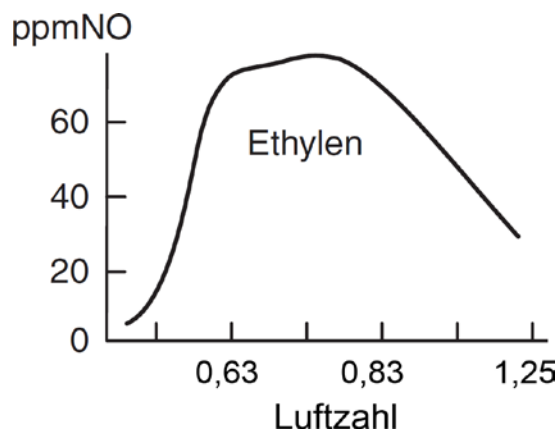


Abbildung 2-29: Abfall der NO-Produktion nach dem Prompt-Mechanismus bei niedrigen Luftzahlen (nach Bachmaier [72])

2.7.3 N_2O -Mechanismus

Um die Stickoxide zu reduzieren, nutzen viele moderne Konzepte das Herabsetzen des mittleren Temperaturniveaus in der Brennkammer durch Abmagern des brennbaren Gemisches. Unter solchen Bedingungen werden häufig Stickoxidkonzentrationen ge-

messen, die allein nach dem thermischen Mechanismus nicht zu erreichen wären. Diese Diskrepanz ist teilweise auf den N_2O -Reaktionsweg zurückzuführen [73, 74]. Das Stickstoffmolekül wird bei diesem Mechanismus von einem Sauerstoffradikal angegriffen, jedoch wird - im Gegensatz zum thermischen Mechanismus - für diese Reaktion ein Stoßpartner M benötigt [3]:



Da die Zusammenstoßhäufigkeit unter anderem stark von der Konzentration des Stoßpartners abhängt, ist die Reaktion dichteabhängig und wird somit von höheren Drücken begünstigt. Das Stickstoffmonoxid wird erst in der Folgereaktion unter der Wirkung von Sauerstoffradikalen gebildet [75]:



Da sich diese Reaktion durch eine verhältnismäßig niedrige Aktivierungsenergie kennzeichnet (97 kJ/mol), ist dieser Reaktionsmechanismus - im Vergleich zum thermischen Stickoxid - weniger von der Temperaturabnahme beim Abmagern des Luft-Brennstoff-Gemisches betroffen.

Simulationen zeigen, dass bei geringen Verweilzeiten der N_2O -Reaktionsweg selbst bei brennstoffreicheren Gemischen eine wichtige Rolle für die gesamten Stickoxidemissionen spielt. Allerdings wird er bei längeren Verweilzeiten schnell vom Prompt-NO und vom thermischen Stickoxid eingeholt (Abbildung 2-30).

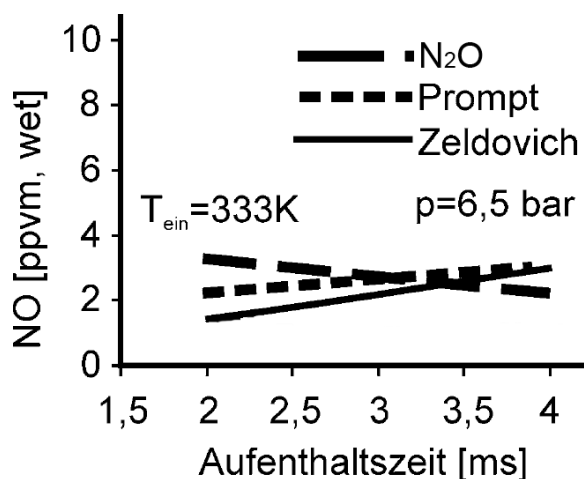


Abbildung 2-30: NO-Reaktionsmechanismen bei einer Temperatur von 1800 K unter mageren Bedingungen als Funktion der Verweilzeit [71]

2.7.4 NNH-Mechanismus

Selbst wenn der Beitrag dieses Mechanismus - gemessen an den anderen Mechanismen - gering ist, sollte er vor allem bei mageren Bedingungen mitberücksichtigt werden [51]. Im Gegensatz zu den bisher aufgeführten NO-Bildungsmechanismen wird hier das

Stickstoffmolekül von einem Wasserstoffradikal angegriffen. Das gebildete NNH wird in der Folgereaktion mit einem Sauerstoffradikal in Stickstoffmonoxid umgewandelt:



Das bei der zweiten Reaktion freigesetzte NH-Radikal kann unter mageren Bedingungen ebenfalls zu NO weiterreagieren (Abbildung 2-23).

Die Entdeckung des NNH-Mechanismus geht auf Bozzelli und Dean zurück [76]. Um die Existenz dieses Mechanismus zu überprüfen, führten Harrington et al. Experimente mit Wasserstoff-Luft-Flammen durch, bei denen die CH_i -Radikale für die Bildung von Prompt-NO fehlen [77]. Da die Experimente unter geringem Druck stattfanden, waren die Kollisionswahrscheinlichkeit und somit auch die Bildung von Stickoxid aus N_2O sehr unwahrscheinlich. Außerdem wurden nur relativ „kalte“ Flammen eingesetzt, um die Produktion von Stickoxid nach dem Zeldovich-Mechanismus zu unterdrücken. Bei den Experimenten wurden Mengen an Stickoxiden nachgewiesen, die mit den aus dem NNH-Mechanismus zu erwartenden gut übereinstimmten.

2.7.5 Stickoxid aus brennstoffeigenem Stickstoff

Der im Brennstoff chemisch gebundene Stickstoff kann bei der Verbrennung in Cyanwasserstoff oder Ammoniak umgesetzt werden. Diese können dann, analog zum Prompt-Mechanismus, zu Stickoxid weiterreagieren [78].

Dieser Mechanismus spielt bei der Kohleverbrennung eine wichtige Rolle, da Kohle im Schnitt ca. 0,2-3,5 % gebundenen Stickstoff enthält [79]. Das in dieser Studie als Brennstoff verwendete Kerosin kann als weitgehend frei von chemisch gebundenem Stickstoff angesehen werden, sodass der Beitrag dieses Mechanismus verschwindend klein ist.

2.8 Strategien zur Minderung der NO_x -Emissionen

Es gibt eine Reihe von Maßnahmen zur Minderung der Schadstoffemissionen, die grundsätzlich in zwei Gruppen unterteilt werden können. Zu den **Sekundärmaßnahmen** zählen alle Maßnahmen, die darauf ausgerichtet sind, die im Brennraum bereits gebildeten Schadstoffe durch entsprechende Nachbehandlung abzubauen. Ein Beispiel dafür sind die in der Autoindustrie eingesetzten Katalysatoren, die die Rauchgase von Stickoxid, Kohlenmonoxid und unverbrannten Kohlenwasserstoffen befreien. Wie im einleitenden Kapitel angedeutet, ist eine Nachbehandlung in industriellen Maßstäben oft schwierig und teuer, in der Luftfahrtindustrie sogar kaum umsetzbar. In der Verbrennungstechnik zählen zu den **Primärmaßnahmen** alle gezielten Modifikationen der Prozessführung, die bereits in der Brennkammer zur Unterdrückung der Entstehung von

Schadstoffen führen. Als Beispiel dafür kann das Eindüsen von Wasser oder Wasserdampf in den Brennraum dienen, mit dem Ziel das mittlere Temperaturniveau in der Brennkammer zu senken (Abbildung 2-31). Ein weiterer Vorteil dieser Technologie ist die erhöhte Leistung der Turbomaschine, die sich aus dem durch die zusätzlich eingebrachte Masse erhöhten Massenstrom ergibt. Negativ fällt die Notwendigkeit einer zusätzlichen Wasserversorgung ins Gewicht.

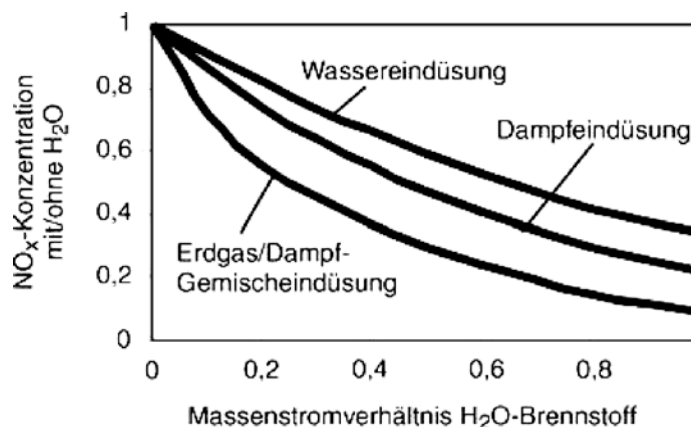


Abbildung 2-31: Reduktion der Stickoxide mittels Eindüsen von Wasser(dampf) [80]

Da das thermische Stickoxid in feuerungstechnischen Anwendungen eine wichtige Quelle von Stickoxiden darstellt, hat eine Vielzahl von NO_x-Reduktionsmaßnahmen die Absenkung der Temperaturspitzen in der Flamme zum Ziel. Außerdem lässt sich durch passende Gestaltung der Brennkammer die Verweilzeit der zur NO_x-Produktion notwendigen Radikale in heißen Regionen effektiv verkürzen.

Im Nachfolgenden sind einige der Möglichkeiten zur Minderung der Stickoxidemissionen aufgeführt.

2.8.1 Fett-Mager-Verbrennungsführung

Das Funktionsprinzip des Fett-Mager-Verbrennungskonzepts (RQL²) lässt sich anhand der Abbildung 2-32 veranschaulichen. Die RQL-Brennkammer besteht aus zwei Abschnitten. Im ersten Abschnitt wird ein stark unterstöchiometrisches Gemisch verbrannt. Auf diese Weise wird eine stabile Verbrennung sichergestellt, die zudem weit genug vom NO_x-reichen nahestöchiometrischen Bereich entfernt ist (in Abbildung 2-32 steigt die NO_x-Konzentration von Punkt 0 auf Punkt 1 an). Die noch brennbaren Produkte im Abgas werden anschließend möglichst schnell mit zusätzlichem Oxidator homogen vermischt, um ein mageres Gemisch herzustellen, noch bevor es aufgrund der hohen Umgebungstemperatur zünden kann (Übergang Punkt 1 zu Punkt 2). Der letzte Schritt ist eine Verbrennung unter starkem Luftüberschuss, die ebenfalls wenig Stickoxide produziert (NO_x Anstieg von Punkt 2 auf Punkt 3).

² Englisch: Rich Burn / Quick Quench / Lean Burn

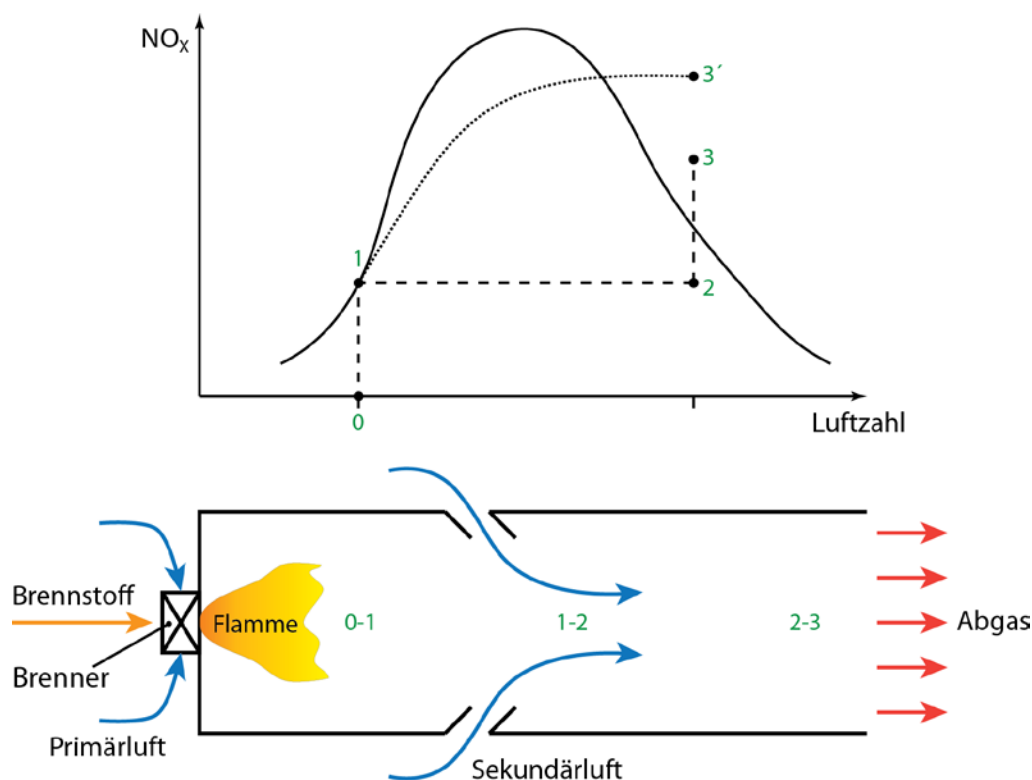


Abbildung 2-32: Prinzip der Fett-Mager-Verbrennung (oben, nach Turns [25]) und schematischer Aufbau einer RQL-Brennkammer (unten)

Ausschlaggebend für die optimale Funktion dieses Konzeptes ist die schnelle Mischung der Produkte der brennstoffreichen Verbrennung mit der sekundären Luft. Ist das nicht erfüllt, können stellenweise Bereiche stöchiometrischer Zusammensetzung entstehen, die das NO_x -Niveau erhöhen werden (Übergang von Punkt 1 nach Punkt 3'). Die Anforderung nach einer schnellen Mischung im fett-mageren Übergangsbereich stellt sich als technisch schwer realisierbar heraus und verhindert die breitere Anwendung dieses Konzeptes. Und dennoch ist der Aufbau vieler der in modernen Fluggasturbinen zu findenden Brennkammern an dieses Konzept angelehnt. Um eine stabile Verbrennung zu gewährleisten, werden ihre Düsen unterstöchiometrisch betrieben. Weiter stromab wird ausreichend sekundäre Luft dazugegeben, um die Produkte der unvollständigen Verbrennung komplett abreagieren zu lassen. Die Zugabe von tertiärer Luft sorgt dann für zusätzliche Abkühlung der Rauchgase, sodass die empfindlichen Bauteile der Brennkammer keine Schäden nehmen.

2.8.2 Magere Vormischverbrennung

Die Idee hinter der mageren Vormischverbrennung (LP^3) und der mageren Vormischverbrennung mit Vorverdampfung (LPP^4) ist, der Flammenfront ein auf molekularer

³ Englisch: Lean-Premixed

⁴ Englisch: Lean-Premixed-Prevaporized

Ebene homogenes Luft-Brennstoff-Gemisch zur Verfügung zu stellen. Die Abwesenheit von lokalen Konzentrationsgradienten führt zu einer sehr gleichmäßigen Temperaturverteilung in der Flamme, ohne dass sich stellenweise die für inhomogene Gemische typischen Temperaturspitzen einstellen (Kapitel 4.4). Damit lassen sich bei luftreichen Gemischen sehr niedrige NO_x -Konzentration erreichen.

Das homogene Luft-Brennstoff-Gemisch wird meistens durch das Vorschalten einer Vormischstrecke stromauf vom Brenner hergestellt (Abbildung 2-33).

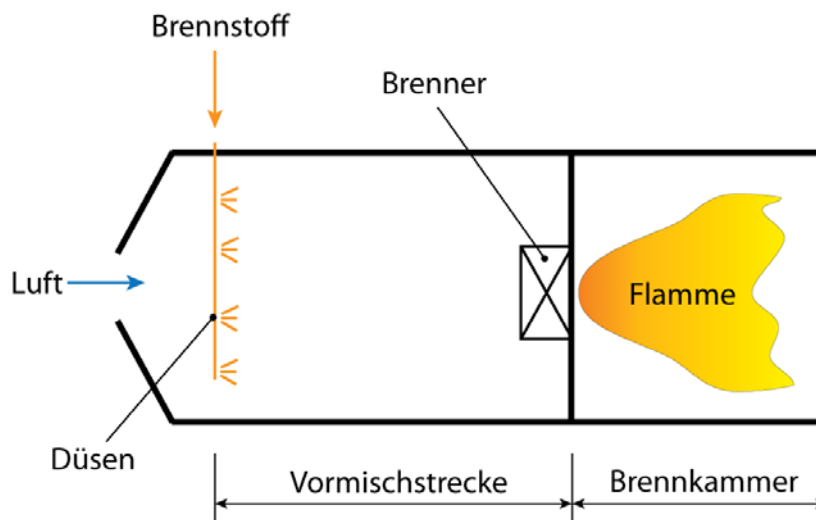


Abbildung 2-33: Aufbau einer Brennkammer nach dem LP-Prinzip

Vorteilhaft bei der mageren Vormischverbrennung ist, dass bei Verbrennungstemperaturen kleiner als 1900 K etliche Betriebsparameter wie etwa Betriebsdruck, Verweilzeit und Verbrennungslufttemperatur kaum mehr einen Einfluss auf die Stickoxidemissionen haben [81, 82].

Die insgesamt niedrige Verbrennungstemperatur bei der mageren Vormischverbrennung beeinträchtigt jedoch die Flammenstabilität, da die Brennkammer häufig sehr nah an den mageren Verlöschgrenzen betrieben wird, um das NO_x -Minderungspotenzial voll ausnutzen zu können. Um mögliche Ausfälle zu vermeiden, besitzen die meisten LPP-Brennkammern eine nicht-vorgemischte Pilotflamme [83]. Es wird zurzeit intensiv nach Alternativen zur Pilotflamme geforscht, da diese bei der mageren Vormischverbrennung einen wesentlichen Beitrag zu der Gesamtemission von Stickoxiden leistet [84]. Zu den Nachteilen der Vormischverbrennung zählt auch die Gefahr eines Flammenrückschlages. Als Flammenrückschlag wird in diesem Fall das unerwünschte Wandern der Flamme stromauf in die Vormischstrecke hinein bezeichnet, was zum Zerstören der Strecke führen könnte. Vor allem bei Syngasen mit hohem Wasserstoffgehalt ist aufgrund der hohen Brenngeschwindigkeit die Gefahr eines Rückschlages besonders hoch. Aus denselben Gründen würde bei realen Turbomaschinen eine Steigerung des Betriebsdruckes aufgrund der daraus resultierenden Erhöhung des Temperaturniveaus das

Rückschlagsrisiko verschärfen [85]. Ein weiterer Nachteil der Vormischverbrennung ist die Neigung zu thermoakustischen Instabilitäten. Dabei verursachen Fluktuationen im Massenstrom des Frischgases zeitverzögert Schwankungen in der Wärmefreisetzung der Flamme. Die daraus resultierenden Druckschwankungen breiten sich in alle Richtungen aus, erreichen auch den Brenner und modulieren dort den Durchsatz des Frischgases. Stimmt die Frequenz dieser Rückkopplung mit der Eigenfrequenz der Brennkammer überein, kann es zur Verstärkung der Störung kommen. Die thermoakustischen Oszillationen können Amplituden von mehreren Hundert Millibar erreichen und dabei Turbinenkomponenten schwer beschädigen.

2.9 Abgehobene Flammen

In Bezug auf den Grad der Vormischung des Luft-Brennstoff-Gemisches wird generell zwischen zwei Grenzfällen unterschieden. Die Besonderheiten der Vormischverbrennung wurden im vorigen Kapitel bereits erläutert. Werden hingegen Oxidator und Brennstoff separat dem Brenner zugeführt, ist von einer Diffusionsverbrennung die Rede. Dabei beginnen die zwei Stoffströme sich erst in der Brennkammer durch molekularen und meistens auch turbulenten Austausch zu vermischen. Nach dem Zündvorgang findet die Verbrennungsreaktion an der Stelle statt, wo sich ein stöchiometrisches Gemisch einstellt. Die Produkte der Reaktion diffundieren sowohl zur Brennstoff- als auch zur Oxidatorseite hin (Abbildung 2-34).

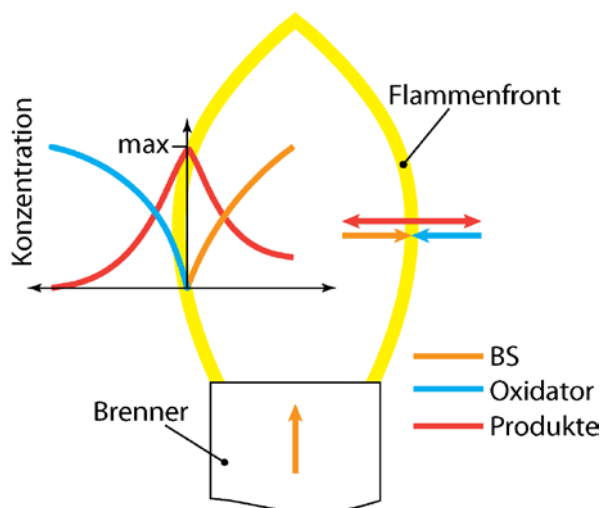


Abbildung 2-34: Schematische Darstellung einer Diffusionsflamme

Die Gesamtlänge der Diffusionsflamme wird durch die im Vergleich zur chemischen Reaktion langsamere Diffusion kontrolliert und ist bei sonst gleichen Randbedingungen größer als die Länge einer Vormischflamme. Die entscheidende Rolle der Diffusion für den Ablauf wird oft durch die Bezeichnung „gemischt ist gleich verbrannt“ angedeutet. Hauptvorteile der Diffusionsverbrennung sind die verbesserte Flammenstabilität und die erhöhte Sicherheit gegenüber Flammenrückschlag. Diesen Vorteilen stehen jedoch eine

größere Flammenlänge und eine niedrigere Gemischhomogenität, die unter bestimmten Bedingungen zu einer erhöhten Schadstoffproduktion führen würde, gegenüber.

Zwischen den beiden Grenzfällen Vormisch- und Diffusionsverbrennung ist die Gruppe der teilvorgemischten Flammen einzuordnen. Ein repräsentatives Mitglied dieser Gruppe ist die in dieser Arbeit untersuchte abgehobene Flamme, bei der Brennstoff und Oxidationsmittel analog zur Diffusionsflamme erst in der Brennkammer in Kontakt treten. Aufgrund der gezielt modifizierten Eigenschaften der Strömung setzt die Verbrennungsreaktion jedoch nicht gleich am Düsenaustritt ein sondern erst eine gewisse Distanz weiter stromab. In der reaktionsfreien Strecke vermischen sich Brennstoff und Oxidator untereinander, ohne dabei den komplett vorgemischten Zustand erreichen zu können. Vereinfacht lässt sich die Struktur dieser Sonderform der teilvorgemischten Verbrennung anhand eines Brennstoffstrahls veranschaulichen, der mit einer hohen Geschwindigkeit aus einer Düse in die ruhende Umgebung austritt. Bei niedriger Austrittsgeschwindigkeit des Brennstoffes aus der Düse stabilisiert sich die Flamme direkt am Brenneraustritt in Form einer reinen Diffusionsflamme. Beim Erhöhen der Austrittsgeschwindigkeit des Brennstoffes wird die diffusive Flammenfront zunächst gekrümmt und gestreckt, sodass oberhalb einer sogenannten Abhebegeschwindigkeit u_{ab} keine Flammenstabilisierung am Brennerkopf mehr möglich ist. Ist das Brennersystem zur Unterstützung einer abgehobenen Verbrennung nicht geeignet, wird die Flamme abgeblasen. Andernfalls hebt die Flamme ab und stabilisiert sich stromab in Bereichen niedriger Strömungsgeschwindigkeit. Der Abstand zwischen dem Brenneraustritt und der der Düse nächsten Stelle der Flammenfront wird als Abhebehöhe bezeichnet (Abbildung 2-35).

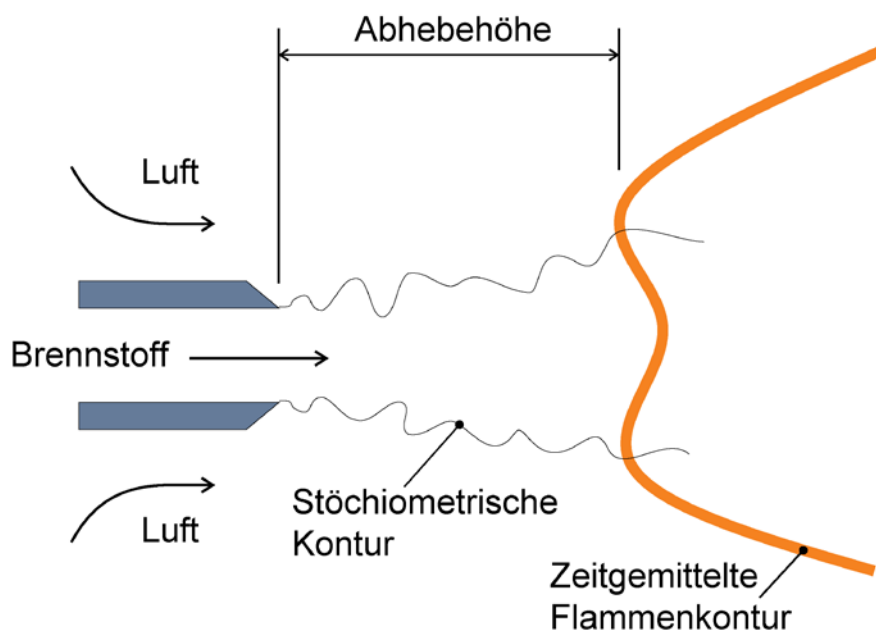


Abbildung 2-35: Prinzip der abgehobenen teilvorgemischten Diffusionsflamme (nach Peters [86])

Je nach Strahlgeschwindigkeit und Länge der Abhebezone saugt der Brennstoffstrahl vor dem Erreichen der Reaktionszone gemäß der Freistrahtheorie eine gewisse Menge an Luft ein (Kapitel 2.5). Die angesaugte Luft vermischt sich in dieser Zeit teilweise mit dem Brennstoff und die daraus resultierende Erhöhung des Vormischgrades nimmt durch die Verminderung von starken lokalen Konzentrationsgradienten Einfluss auf die Temperaturverteilung in der Flamme. Bei weiterem Erhöhen der Austrittsgeschwindigkeit nimmt die Abhebehöhe in der Regel zu. Sie ist nach oben durch die kritische Abhebehöhe l_{krit} begrenzt, bei der die abgehobene Flamme abgeblasen wird. Wird vor dem Eintreten des Verlöschens die Strömungsgeschwindigkeit ausreichend reduziert, kommt es zum erneuten Aufsetzen der Flamme am Brennerkopf. Dabei ist die charakteristische Aufsitzgeschwindigkeit der Strömung u_{as} kleiner als die Abhebegeschwindigkeit u_{ab} [87, 88]. Die Spanne zwischen den beiden Geschwindigkeiten wird Hysterese genannt.

Die ersten publizierten Untersuchungsergebnisse zum Thema abgehobene Verbrennung datieren aus der Mitte des 20. Jahrhunderts und lösten eine ganze Reihe von Arbeiten auf diesem interessanten Gebiet aus. Es gibt auch einige Veröffentlichungen, deren Hauptziel das Bündeln von Erkenntnissen aus bereits abgeschlossenen Studien war [86, 87, 89]. Der erste bedeutsame Beitrag zum Thema abgehobene Flammen geht auf Wohl et al. zurück [90]. Die Autoren haben erkannt, dass es zum Abheben kommt, wenn der mittlere Geschwindigkeitsgradient am Rande des Brenners einen kritischen Wert überschritten hat. Nachdem das Abheben stattgefunden hat, wird sich nach dieser Theorie die Flamme an der Stelle stabilisieren, wo die mittlere Anströmgeschwindigkeit gleich der Brenngeschwindigkeit ist. Vanquickenborne und van Tiggelen wird die Einführung der sogenannten Vormischtheorie zugeschrieben [91]. Basierend auf ausführlichen experimentellen Messungen an Methan-Luft-Flammen kommen sie zu dem Schluss, dass an der Flammenbasis eine komplette Vormischung des Frischgases vorliegen sollte. Sie berichten außerdem, dass die abgehobene Flamme sich an der Stelle stabilisiert, wo im Mittel stöchiometrische Bedingungen herrschen und die entsprechende turbulente Brenngeschwindigkeit am Stabilisierungspunkt der mittleren lokalen Strömungsgeschwindigkeit entspricht. Eickhoff et al. führten zeitgemittelte Geschwindigkeits-, Konzentration- und Temperaturmessungen an abgehobenen Methan-Flammen durch [92]. Dabei fokussierten sich die Untersuchungen auf den radialen Verlauf der Messgrößen unmittelbar stromauf und stromab vom Stabilisierungspunkt der Flamme. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass der Jet bereits vor dem Einsetzen der Verbrennungsreaktion eine beträchtliche Menge Luft angesaugt haben muss. Die Autoren stellten fest, dass circa 40 bis 50 % des Brennstoffes innerhalb einer sehr kurzen Zeit abreagieren, was bei einer reinen Diffusionsflamme nicht möglich wäre, und bekräftigten somit die Vormischtheorie von Vanquickenborne und van Tiggelen. Auch Kalghatgi äußert im Einklang mit der Vormischtheorie, dass sich die Flamme im vorgemischten Bereich am

äußeren turbulenten Rand des Jets stabilisieren wird, und dass dafür eine Gleichheit zwischen mittlerer Strömungsgeschwindigkeit und lokaler turbulenter Brenngeschwindigkeit vorauszusetzen ist [93]. Muñiz und Mungal hoben ebenfalls hervor, dass die abgehobene Flamme Bereiche niedriger Strömungsgeschwindigkeit zur Stabilisierung bevorzugt und dass dort die Strömungsgeschwindigkeit vergleichbar mit der Brenngeschwindigkeit sein muss [94]. Schefer und Goix setzten berührungslose Messtechniken zur Untersuchung von abgehobenen CH₄-Luft-Flammen für Reynolds-Zahlen zwischen 7000 und 19500 ein [95]. Anhand der Ergebnisse schlossen sie, dass zur Stabilisierung der abgehobenen Flamme eine ausreichend niedrige lokale Strömungsgeschwindigkeit und eine Vormischung des brennbaren Gemisches erforderlich sind. Kombinierte CH-PLIF und PIV wurden von Watson et al. zur Untersuchung von abgehobenen Methan-Luft-Flammen eingesetzt [96]. Am Punkt der Flammenstabilisierung beobachteten sie - je nach Reynolds-Zahl - Schwankungsbewegungen von unterschiedlichem Frequenzmuster. Dieses Phänomen erklärten die Autoren, unter Verweis auf eine frühere Arbeit von Watson et al. [97], durch den unterschiedlichen Vormischgrad des Frischgases unmittelbar vor der Reaktionszone. Eine abgehobene turbulente Methan-Luft-Flamme war auch Gegenstand der Untersuchungen von Kelman et al. [98]. Die Forscher setzten gleichzeitig Raman-Streuung, Rayleigh-Streuung und OH-LIF ein, um Mischungsbruch und Temperatur zu bestimmen. Genau wie Watson et al. beobachteten sie Schwankungen in der Position der Stabilisierungszone der Flamme und kamen zu dem Erkenntnis, dass neben dem Vormischgrad auch die Wechselwirkung mit den turbulenten Strukturen der Strömung für die Flammenstabilisierung relevant ist. Su et al. haben mit Hilfe von planaren Messtechniken die Molenbrüche und Geschwindigkeitsfelder von turbulenten abgehobenen Flammen für Reynolds-Zahlen zwischen 4400 und 10700 vermessen und hielten ebenfalls die Vormischtheorie - in Kombination mit Chemie-Turbulenz-Interaktionen - als am besten geeignet zur Erklärung der Stabilität der untersuchten Flammen [99]. Zu einem ähnlichen Erkenntnis kamen Schefer et al. [100]. Auch in dieser Studie wurde eine turbulente abgehobene CH₄-Luft-Flamme in einem breiten Bereich der Reynolds-Zahlen untersucht. Die eingesetzte planare optische Messtechnik ermöglichte das zeitgleiche Aufnehmen von Konzentrationen wichtiger Radikale und Temperaturen. Die Autoren schlussfolgerten, dass sich die Konzentration von Methan am Stabilisierungspunkt aufgrund der Vormischung innerhalb der Zündgrenzen befand. Auch hier wurde auf die wichtige Rolle turbulenter Strukturen für die Stabilisierung von abgehobenen Flammen hingewiesen. Das Wechselspiel zwischen Reaktionszone und turbulenten Wirbeln aus der Strömung bildet die Grundlage einer anderen Theorie zur Stabilisierung abgehobener Flammen, die später in diesem Kapitel dargestellt wird.

Peters und Williams argumentierten dagegen, dass die Verweilzeit des Frischgases in der reaktionsfreien Abhebezone nicht zum Erreichen einer deutlichen Gemischhomogenität ausreichen würde [101]. Nach Ansicht der Autoren führt eine starke skalare Dissi-

pationsrate zum lokalen Quenchen der Verbrennungsreaktion und somit zu Fehlstellen in der Flammenfront. Nach dieser Theorie kommt es zum Abheben, sobald der Anteil der Fehlstellen in der Flammenfront einen Schwellenwert überschritten hat. Im gleichen Zusammenhang leiteten Janicka und Peters durch Implementierung der PDF⁵-Transportgleichung ein Modell für die konditionierte skalare Dissipationsrate ab [102]. Sie verglichen die Rechenergebnisse des Modells mit Daten aus der Dissertation von Horch [103] und stellten eine gute Übereinstimmung bei kleineren Abhebehöhen fest, jedoch wesentliche Abweichungen für größere Abhebehöhen. Die Autoren kamen zu dem Schluss, dass nicht die mittlere lokale Dissipationsrate, sondern zufällige Ereignisse zum Quenchen der laminaren Flamelets führen. Die Auswirkungen der Dissipationsrate auf die Reaktionszone waren Gegenstand vieler nachfolgender Untersuchungen. In ihrer Veröffentlichung wiesen Schefer et al. darauf hin, dass die gemessene skalare Dissipationsrate deutlich unterhalb der für das Verlöschen notwendigen lag und daher keine nennenswerte Rolle im Stabilisierungsmechanismus der untersuchten Flamme spielen könnte [100]. Zu einem ähnlichen Ergebnis kamen Brockhinke et al. anhand einer H₂-O₂-Flamme [104]. Im Gegensatz zu anderen vergleichbaren Studien ist es der Forschergruppe gelungen, mittels Raman/Rayleigh-Streuung Konzentrationen aller wichtigen Spezies und Temperaturen nicht nur punktuell sondern auch entlang einer Linie zu bestimmen. Die daraus berechnete radiale Komponente der skalaren Dissipationsrate ist nach Aussagen der Autoren deutlich geringer als die für das lokale Verlöschen der Flammenfront Nötige. Die Messergebnisse von Su et al. lieferten eine Dissipationsrate von weniger als 1 s⁻¹ [99], die um ein Vielfaches den nach Chelliah et al. [105] im konkreten Fall zum Quenchen der Verbrennungsreaktion geforderten Wert von 18 s⁻¹ unterschreitet. Daher wird aktuell die Verlöschtheorie praktisch nicht mehr zur Erklärung des Stabilisierungsmechanismus der abgehobenen Verbrennung herangezogen.

Die Ergebnisse mehrerer Untersuchungen deuten jedoch darauf hin, dass das lokale Verlöschen sehr wohl eine Rolle beim Übergang von einer am Brenneraustritt verankerten Flamme zu einer abgehobenen Flammenform spielen könnte. Beispielsweise berichteten Takahashi und Goss, dass sie während der Untersuchungen an am Düsenaustritt verankerten turbulenten diffusionskontrollierten Methanflammen lokales Flammenverlöschen mit anschließendem Abheben beobachteten [106]. Es wurde festgestellt, dass das lokale Verlöschen auf das Zusammenspiel mehrerer Effekte zurückzuführen ist. Nach Ansicht der Autoren wird der Übergang zu einer abgehobenen Verbrennung von Wirbeln aus dem Brennstoffkern des Jets eingeleitet, die die Flammenfront strecken und gleichzeitig das zündfähige Gemisch verdrängen. In der Arbeit von Yamashita et al. wurde eine diffusionskontrollierte Strahlflamme mit Hilfe von vereinfachter Einschrinkinetik numerisch untersucht [107]. Dabei wurde die Reynolds-Zahl konstant gehalten und die Damköhler-Zahl reduziert. Es stellte sich heraus, dass es - beim Überschreiten

⁵ Englisch: Probability Density Function

eines bestimmten Wertes der lokalen skalaren Dissipationsrate - an der Position des weiter stromab stattfindenden laminar-turbulenten Übergangs stellenweise zum Verlöschen der Flammenfront kommt. Wird die Damköhler-Zahl noch weiter herabgesetzt, treten immer häufiger Reaktionsabbrüche auf, bis es letztendlich zum Abheben der Flamme kommt. Auch in experimentellen Studien wurde lokales Verlöschen an der Stelle des laminar-turbulenten Übergangs beobachtet. So berichteten Takeno und Kotani, dass der turbulente Teil der Flamme komplett abgeblasen wird, während der sich stromauf befindende laminare Teil der Flamme weiter stabil brennt [108].

Die bereits angesprochene Auswirkung der turbulenten Strukturen auf die Flammenfront dient als Grundlage für die Wirbeltheorie zur Erklärung des Stabilisierungsmechanismus der abgehobenen Verbrennung. Nach Aussagen von Broadwell et al. wird das Zünden des Frischgemisches durch großskalige Wirbel aufrechterhalten, die auf der Seite der heißen Produkte ausgeschleudert werden und stromauf vor der Flammenfront wieder in den kalten Strahl eindringen und ihn aufheizen [109]. Die Ergebnisse der Forschergruppe sprechen dafür, dass die Stabilität der Flamme von einem einzigen Parameter abhängig ist, der das Verhältnis des reaktions-chemischen Zeitmaßes zur Mischzeit der zurückgeführten Produkte wiedergibt. In vielen daraufhin erschienenen Publikationen finden sich Beweise für die Bedeutung der großskaligen turbulenten Strukturen in Bezug auf die Flammenstabilität. Bei ihren Untersuchungen setzten Miake-Lye und Hammer Methan, Ethylen und Erdgas ein [110]. Als Versuchsobjekt dienten dabei turbulente abgehobene Strahlflammen. Durch Zugabe von Luft im Düsenzulauf konnte eine bestimmte Verdünnung des Brennstoffstrahls eingestellt werden. Bei den Experimenten wurden Schwankungen in der Abhebehöhe festgestellt, die in der Größenordnung des Strahldurchmessers waren. Die Autoren schlossen daraus, dass sich die Flamme durch sprunghafte Übergänge von einer turbulenten Struktur auf die benachbarte fortbewegt. Die von Kaplan et al. durchgeführten numerischen Simulationen an einem brennenden Methanstrahl zeigten auch, wie sich die Flammenfront durch Transfer von einem Wirbel auf den anderen in der zur Strömung entgegengesetzten Richtung bewegt, was als Schwankung der Abhebehöhe wahrgenommen werden kann [111]. Schefer et al. berichteten auch, dass sie ebenfalls Schwankungen in der Position des Stabilisierungspunktes feststellten und konnten diese auch quantifizieren [100, 112]. In axialer Richtung waren die Schwankungen der Abhebehöhe, analog zu den Erkenntnissen von Miake-Lye und Hammer, vergleichbar mit dem lokalen Strahldurchmesser. In radialer Richtung schwankte die Position der Flammenbasis in der Größenordnung der am Rande des Strahls vorkommenden turbulenten Wirbel. Es wurde gefolgert, dass die Flamme durch die Einwirkung von turbulenten Strukturen kurzzeitig verlöscht und von der Strömung stromabwärts abgetragen wird. Nach dem Wiederzünden des Gemisches pflanzt sich die Flammenfront stromaufwärts fort und der Vorgang wiederholt sich. Durch den Einsatz von simultaner Raman/Rayleigh/PLIF-Spektroskopie auf eine abgehobene Wasserstoff-

Diffusionsflamme mit und ohne Verdünnung entdeckten Tacke et al. Konzentrationen von Produkten der Verbrennungsreaktion stromauf vom Stabilisierungspunkt und folgerten daraus, dass diese durch großskalige Turbulenzstrukturen dort eingebracht wurden [113]. In Verbindung mit der beobachteten Unempfindlichkeit der Lage der Stabilitätszone von der Stöchiometrie setzten sich die Autoren für die Wirbeltheorie als Hauptstabilisierungsfaktor bei der untersuchten abgehobenen Flamme ein. Schwerpunkt der Untersuchungen von Cessou et al. war das Verhalten von nicht eingeschlossenen abgehobenen Flammen unter Variation des Düsendurchmessers und der Brennstoffart [114]. Als Brennstoffe setzten sie Methan, Propan und Ethylen ein. Die statistische Auswertung der mit planarer laserinduzierter Fluoreszenz aufgenommenen Bilder lieferte sowohl die mittlere Position der Stabilisierungszone als auch ihre Schwankungen. Die Forscher bestätigten eine gute Korrelation zwischen der Größe der lokalen turbulenten Wirbel und der Schwankungsamplitude, was von der Bedeutung der Turbulenzstrukturen für die Flammenstabilisierung zeugt.

Parallel zu den anderen Theorien wurde die Rolle der sogenannten Triple-Flamme für die Stabilisierung von abgehobenen Flammen untersucht. Diese Art von Flammen entsteht zum Beispiel, wenn ein Brennstoffstrahl mit Luft in Kontakt kommt, und wenn sich nach einer gewissen Lauflänge durch die Austauschprozesse ein Konzentrationsgradient einstellt, der sich von brennstoffreich über stöchiometrisch bis hin zu luftreich erstreckt. Am Kopf der Triple-Flamme befindet sich der sogenannte Triple-Punkt (Abbildung 2-36).

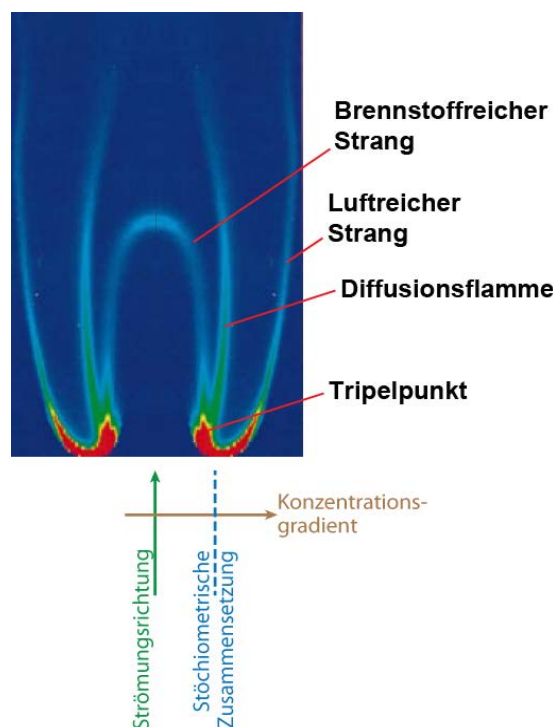


Abbildung 2-36: Charakteristische Bereiche einer Triple-Flamme, dargestellt auf der Basis der Wärmefreisetzungsrate (nach Plessing et al. [115])

Seine radiale Lage stimmt ungefähr mit der Position des stöchiometrischen Gemisches überein. Auf beiden Seiten des Triple-Punktes befinden sich zwei Vormischstränge, ein brennstoffreicher und ein luftreicher, die sich mit geringerer Geschwindigkeit als der Triple-Punkt in das Frischgas ausbreiten. Die Produkte unvollständiger Verbrennung aus dem brennstoffreichen Strang einerseits und der übrig gebliebene Oxidator aus dem luftreichen Strang andererseits treffen hinter dem Triple-Punkt aufeinander und lassen dort eine Diffusionsflamme entstehen.

Im Jahr 1994 veröffentlichten Veynante et al. die Ergebnisse ihrer numerischen Untersuchung [116]. Im Brenner sind die kalten Luft- und Brennstoffströme durch eine Platte voneinander getrennt und treten erst weiter stromab miteinander in Kontakt. Je nach Randbedingungen ergab die Simulation der laminaren Strömung zwei Fälle der Flammenstabilisierung: eine an der Kante der Trennplatte verankerte Flamme und eine abgehobene Flamme. Die abgehobene Flamme nahm dabei die Form einer Triple-Flamme an. Lee und Chung haben anhand eines Rechenmodells die Stabilität von abgehobenen laminaren Flammen untersucht [117]. Dabei wurde der Triple-Punkt gezielt einer Störung ausgesetzt und beobachtet, ob er nach einer gewissen Zeit zu dem ursprünglichen Zustand zurückkehren oder sich die Störung weiter verstärken wird. Nach Erkenntnis der Autoren ist die Antwort des Triple-Punktes auf die Störung von der Schmidt-Zahl abhängig. Bei $Sc > 1$ (z. B. Propan) kehrt der Triple-Punkt schnell zur ursprünglichen Position zurück, während bei $0,5 < Sc < 1$ (z. B. Methan, Ethan) sich die Störung weiter verstärkt. Es wird gefolgert, dass eine stabile abgehobene laminare Flamme nur bei $Sc > 1$ möglich ist. Kommen hingegen Brennstoffe mit einer Schmidt-Zahl kleiner eins zum Einsatz, wird die zunächst direkt am Brenner brennende Flamme beim Erhöhen der Strahlgeschwindigkeit ohne Abheben abgeblasen. Als weiteres wichtiges Ergebnis der bereits erwähnten numerischen Studie von Veynante et al. ist das Verhalten der Triple-Flamme unter der Einwirkung von turbulenten Strukturen zu nennen [116]. Da die Triple-Flamme unterschiedliche Verbrennungsarten vereint, ist sie wesentlich robuster im Vergleich zu einer reinen Diffusionsflamme. Selbst wenn ein Teil der Stränge unter der Wirkung der turbulenten Wirbel erlischt, kann unter Umständen der Rest der Flamme die Verbrennung weiter aufrechterhalten. Lockett et al. befassten sich mit der experimentellen Untersuchung von laminaren Methan-Luft-Triple-Flammen mittels OH-PLIF [118]. Sie erstellten ein Stabilitätsdiagramm, aus dem ersichtlich wird, dass bei höheren Streckungsraten die Diffusionsflamme hinter dem Triple-Punkt komplett verschwinden kann. Die Triple-Flamme wandelt sich in eine Doppelflamme um. In der Literatur findet daher anstatt „Triple-Flamme“ immer häufiger der Begriff „Eckflamme“⁶ Verwendung, dessen Einführung Buckmaster und Weber zugeschrieben wird [119]. Nach Upatnieks et al. richtet sich die Reaktionszone der Eckflamme fast parallel zu den Stromlinien der Hauptströmung aus (Abbildung 2-37) [120]. Letztere werden durch die sich näherungs-

⁶ Englisch: edge flame

weise normal zur Oberfläche der Reaktionszone ausbreitenden Produkte der Reaktion abgelenkt. Die dadurch hervorgerufene Divergenz der Stromlinien wird als Schlüsselement in der Theorie der Eckflamme betrachtet, denn das Absenken der effektiven Strömungsgeschwindigkeit direkt vor dem Stabilisierungspunkt der Flamme ermöglicht es, dass sich die Flamme auch in Bereichen höherer Geschwindigkeit der Hauptströmung stabilisiert.

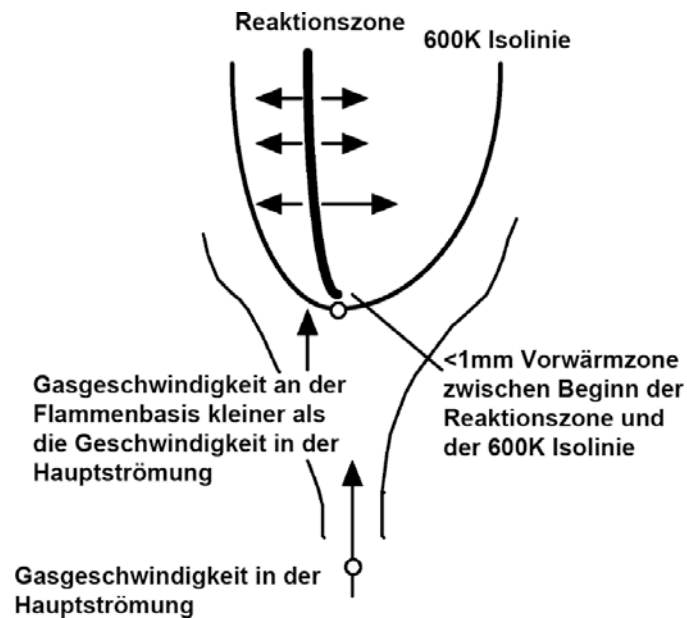


Abbildung 2-37: Schematische Darstellung der Struktur einer Eckflamme (nach Upatnieks et al. [120])

3 Versuchsaufbau und Messtechnik

Dieses Kapitel widmet sich den technischen Besonderheiten der Versuchsanlagen und der eingesetzten Messtechnik. Im ersten Abschnitt wird der Aufbau der untersuchten Düse erläutert und ihre wichtigsten Kenndaten tabellarisch aufgelistet. Anschließend wird die Anlage mit dem Schwerpunkt der Abgasanalyse gemeinsam mit dem verwendeten System zur Konzentrationsmessung im Abgas vorgestellt. Im darauffolgenden Abschnitt wird die optisch zugängliche Anlage erläutert. Einige Details aus der Entwurfsphase sowie die neu entwickelte Steuerungssoftware werden ebenfalls vorgestellt. Danach werden die eingesetzten Messtechniken, in diesem Fall Particle Image Velocimetry und Chemilumineszenz, erklärt. Als letzter Punkt wird die für die präzise Positionierung der optischen Komponenten erforderliche Traversiereinheit dargestellt.

3.1 Düsenaufbau

Für diese Studie wurde eine Düse eingesetzt, die nach dem Airblast-Prinzip arbeitet. Airblast-Düsen werden aufgrund ihrer kompakten Bauweise und der hervorragenden Flammenstabilität häufig in thermischen Turbomaschinen verwendet. Um eine abgehobene Flamme erzeugen zu können, wurde die ursprüngliche Düsengeometrie gezielt verändert [121]. Das allgemeine Funktionsprinzip bleibt dabei unverändert. Eine Airblast-Düse besteht im Wesentlichen aus einer Arretierung für die Brennstoffleitung, einem oder mehreren Drallerzeugern und einem Diffusor (Abbildung 3-1).

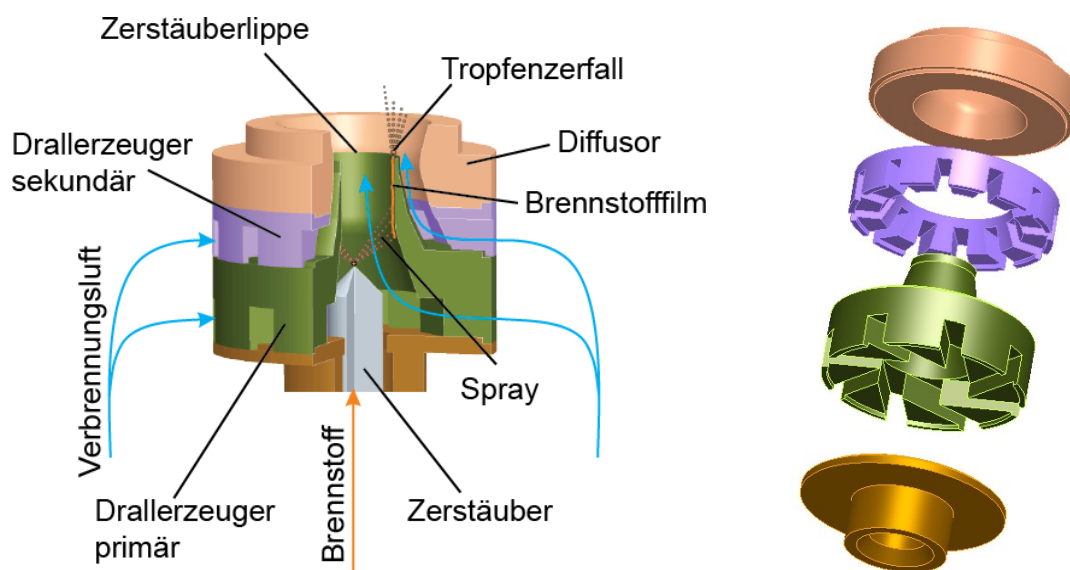


Abbildung 3-1: Funktionsprinzip und Explosionsansicht der eingesetzten Airblast-Düse



Abbildung 3-2: Fotografische Aufnahme der eingesetzten Düsen

In die Drallerzeuger werden Nuten eingefräst, die im zusammengebauten Zustand die Luftkanäle bilden. In Bezug auf die Düsenachse weisen die Luftkanäle meistens eine gewisse Exzentrizität auf und versetzen dadurch die durchfließende Luftströmung in eine Rotationsbewegung. Bei Düsen mit zwei oder mehreren Drallerzeugern wird - je nach Drehrichtung der Strömung aus den einzelnen Drallerzeugern - zwischen gleich- und gegensinniger Verdrallung unterschieden.

Am Ende der Brennstoffleitung befindet sich der Druckdrallzerstäuber. Für alle nachfolgend dargestellten Messungen wurde ein Zerstäuber der Firma Delavan mit einem Öffnungswinkel von 70° und einer Flow Number von $4,0 \text{ kg/h}/\sqrt{\text{bar}}$ eingesetzt. Die Flow Number berechnet sich nach der Formel:

$$FN = \frac{\dot{M}}{\sqrt{\Delta p}} \quad (3-1)$$

Die axiale Position des Zerstäubers wird so gewählt, dass das in Form eines Hohlkegels erzeugte Brennstoffspray auf die Innenwand des primären Drallerzeugers trifft. Sehr feine Tropfen können direkt von der schnellen Querströmung der Luft mitgerissen werden und erreichen die Wand nicht. Die übrigen Tropfen kollidieren mit der Wand, bilden an ihrer Oberfläche einen dünnen Brennstofffilm und werden von der vorbeiströmenden Luft durch Scherung zur Zerstäuberlippe getragen (Abbildung 3-1). Dort angekommen, ist der Brennstofffilm den starken Scherkräften zwischen primärer- und sekundärer Luftströmung ausgesetzt und zerfällt zu einem feinen Nebel.

Die Rolle des Diffusors besteht darin, zum einen den Ringspaltkanal für die sekundäre Verbrennungsluft zu gestalten, und zum anderen durch den nach außen gerichteten Auslass bereits in der Düse die radiale Aufweitung der Strömung einzuleiten und somit die Entstehung der inneren Rezirkulationszone zu begünstigen [122].

Die charakteristischen Daten der vermessenen Düsen sind in Tabelle 2 zusammengetragen. Es fällt auf, dass bei allen Düsen die tatsächlich gemessene effektive Fläche $A_{eff, meas}$ etwas kleiner ist als die theoretisch berechnete. Grund dafür ist die innere Rezirkulationszone, die in das Innere der Düse eindringt (Kapitel 4.2) und als starres Hindernis, das einen Teil des freien Querschnittes versperrt, anzusehen ist.

Tabelle 2: Kenndaten der eingesetzten Düsen

Düsennummer (gemäß Abbildung 3-2)	1	2	3	4
$A_{eff,th}$ gesamt [mm ²]	107,14	158,99	242,98	371,31
$A_{eff,meas}$ gesamt $\pm \sigma$ [mm ²]	97 \pm 4	142 \pm 4	212 \pm 5	319 \pm 7
Anzahl Kanäle primär	8	8	8	8
Höhe Kanäle primär [mm]	3,58	4,33	5,32	6,65
Breite Kanäle primär [mm]	2,73	3,38	4,16	5,20
Exzentrizität Kanäle primär [mm]	4,82	5,83	7,17	8,96
$S_{th,prim}$ [-]	0,76	0,76	0,76	0,76
$A_{eff,th,prim}$ [mm ²]	32,23	47,58	71,93	112,41
Anzahl Kanäle sekundär	12	12	12	12
Höhe Kanäle sekundär [mm]	3,01	3,64	4,48	5,60
Breite Kanäle sekundär [mm]	2,10	2,54	3,12	3,90
Exzentrizität Kanäle sekundär [mm]	0,00	0,00	0,00	0,00
$S_{th,sek}$ [-]	0,00	0,00	0,00	0,00
$A_{eff,th,sek}$ [mm ²]	74,91	111,41	171,05	258,90
Innen-DM Diffusor (engste Stelle) [mm]	13,00	15,72	19,34	24,17
Expansionsfaktor (Brennkammerdurchmesser zu Diffusordurchmesser) [-]	7,69	6,36	5,17	4,14

3.2 Anlage mit dem Schwerpunkt der Abgasanalyse

3.2.1 Aufbau der Anlage

Um einen detaillierten Einblick in die Eigenschaften der abgehobenen Flammen zu gewinnen, wurden für diese Studie zwei Verbrennungsanlagen, die auf unterschiedliche Messverfahren abgestimmt wurden, entworfen und gefertigt. Die in Abbildung 3-3 dargestellte Verbrennungsanlage eignet sich gut für Konzentrationsmessungen im Abgas und für die Bestimmung der Flammenstabilitätsgrenzen.

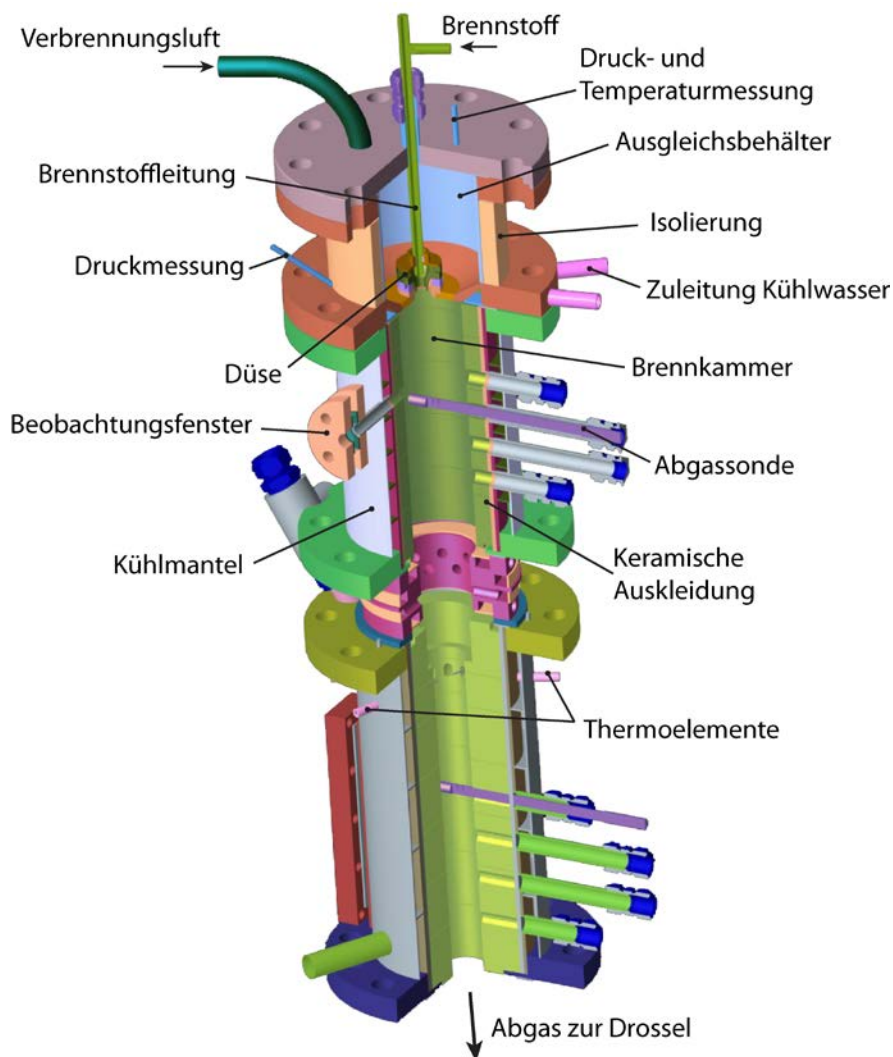


Abbildung 3-3: Aufbau der Anlage für Emissionsmessungen

Die Düse sitzt im sogenannten Ausgleichsbehälter, dessen Hauptfunktion die gleichmäßige Versorgung aller Düsenkanäle mit Luft ist. Dazu tragen auch die quer zur Fließrichtung der Luft eingebauten Lochbleche (im Bild nicht dargestellt) bei. Aufgrund des großen Hohlraumvolumens des Ausgleichsbehälters ist er in der Lage, kleine Schwankungen im Luftdurchsatz abzufangen und sorgt dadurch für einen konstanten Volumenstrom durch die Düse. Der Ausgleichsbehälter ist von außen mit einer Dämmungsmatte isoliert, um die Wärmeverluste zu reduzieren.

In der Versorgungsleitung für die Verbrennungsluft wird der Druck konstant gehalten, um das Einstellen des gewünschten Luftdurchsatzes zu erleichtern. Die Druckregelung ist redundant ausgeführt. Eine hohe Genauigkeit des Vordruckes wird durch das Einsetzen eines PID⁷ Reglers erreicht. Im Falle eines Ausfalls der Hilfsenergie wird die Regelung automatisch von einem mechanischen Druckminderer übernommen. Gemessen wird der Luftdurchsatz mit Hilfe einer Messblende.

⁷ Proportional Integral Differenzial

Die Kerosinmenge wird mittels eines Coriolis-Durchflussmessgerätes der Firma Krohne (Typ MFM 7150 K) ermittelt. Das Kerosin erreicht den Zerstäuber über eine Leitung, die als Brennstofflanze bezeichnet wird. Die Lanze befindet sich in der heißen Umgebung der vorgewärmten Verbrennungsluft und muss daher wassergekühlt sein. Zum einen verhindert die Kühlung das thermische Zersetzen des Brennstoffes und das potenzielle Verstopfen des Zerstäubers durch die gebildeten Kohlenstoffpartikel. Zum anderen ist es wichtig, dass der Brennstoff immer mit konstanter Temperatur den Zerstäuber erreicht, denn die Tropfengröße im Spray hängt von Oberflächenspannung und Viskosität des flüssigen Brennstoffes ab [62], die mit steigender Temperatur abnehmen.

Die Verbrennung findet in der Brennkammer mit einer Gesamtlänge von 300 mm und einem Innendurchmesser von 100 mm statt. Die Brennkammer ist mit Keramik ausgekleidet, um die Wärmeverluste gering zu halten. Die Integrität der Anlage wird durch die zusätzliche Wasserkühlung gewährleistet. Alle Bauteile der Anlage sind für einen Betriebsdruck von 25 bar ausgelegt. Im Abstand von 95 mm vom Düsenaustritt befindet sich ein Beobachtungsfenster, um den Zündvorgang und die Flamme im Betrieb beobachten zu können. Die Anlage verfügt über vier seitlich angeordneten Stutzen, die Zugang zum Innenraum der Brennkammer bieten. Der erste befindet sich in einem Abstand von 90 mm vom Düsenaustritt. Alle anderen sind jeweils 40 mm voneinander entfernt. Bei allen in dieser Arbeit dargestellten Messungen befand sich die Abgassonde im untersten Stutzen, in 210 mm Entfernung von der Düse.

In ausreichender Entfernung stromab von der Abgassonde wird enthärtetes Wasser über vier gleichmäßig im Umfang angeordnete Düsen in das Rauchgas eingesprüht. Die Wassermenge wird so geregelt, damit sich eine Endtemperatur von weniger als 673 K einstellt. Auf diese Weise wird die ausfallfreie Arbeit der Drossel, die zum Einstellen des Druckes in der Anlage eingesetzt wird, garantiert.

3.2.2 Analysenmesstechnik für Konzentrationsmessungen

Die Messsonde zur Probeentnahme wird radial in den Brennerraum eingeführt (Abbildung 3-3) und saugt über fünf Öffnungen, die in einem Abstand von 7,5 mm voneinander stehen, Abgas an. Dadurch wird gewährleistet, dass die Messung auch Konzentrationsgradienten in radialer Richtung berücksichtigt und einen integralen Wert ermittelt. Um die Sonde vor den hohen Temperaturen zu schützen, wird sie mittels eines Öl-Thermostaten auf 433 K temperiert. Die Temperatur ist tief genug, damit die Reaktionen einfrieren und keine weiteren Stickoxide in der Absaugleitung gebildet werden. Andererseits ist die Temperatur hoch genug, um selbst bei höheren Betriebsdrücken kein Auskondensieren des im Abgas enthaltenen Wassers zuzulassen. Nach der Entnahmesonde wird das Messgas nach einer Feinfiltration über eine Leitung (beheizt auf 433 K) der Analyseeinheit zugeführt. Die Länge der beheizten Leitung ist den räumlichen Gegebenheiten entsprechend möglichst kurz gewählt, um die Reaktionszeit des

Messsystems zu verbessern. Aus der beheizten Leitung wird ein Teil der entnommenen Probe in den Messgaskühler (EGK-4, Firma Bühler, Taupunkt 278 ± 1 K) geleitet. Dort wird das im Messgas enthaltene Wasser praktisch vollständig entfernt, bevor die Gasprobe an die Messgeräte weitergeleitet wird. Einzig der Flammenionisationsdetektor wird über eine zweite beheizte Leitung mit feuchtem Gas versorgt.

Tabelle 3: Analysegeräte für Emissionsmessung

Messgas	Gerät	Messprinzip
CO, CO ₂	Binos	Infrarotabsorption
O ₂	Oxynos 100	Paramagnetismus
Unverbrannte Kohlenwasserstoffe	Multi-FID 14	Flammenionisation
NO, NO ₂	CLD 700 EL ht	Chemilumineszenz

Die Messwerte der Analysegeräte werden über Datenkabel an einen Messschreiber (Yokogawa HR 2500 E) übertragen und von dort aus über eine GPIB-Leitung an den Messrechner weitergeleitet. Sie werden unter anderem genutzt, um das Luft-zu-Brennstoff-Verhältnis aus der Abgaskonzentration zu bestimmen. Es dient als Vergleichswert zum aus den Massenströmen ermittelten LBV. Zeitgleich werden die Konzentrationswerte und auch eine Vielzahl anderer wichtiger Betriebsparameter in einer Logdatei abgelegt.

3.3 Anlage mit optischer Zugänglichkeit

3.3.1 Aufbau der Anlage

Der Ausgleichsbehälter der optisch zugänglichen Anlage ist analog aufgebaut wie der der Anlage für die Abgasanalyse. Ein wichtiger Unterschied ist, dass die Luftzuleitung nicht parallel zur Symmetrieachse in den Behälter mündet (vgl. Abbildung 3-3) sondern radial angebracht ist (Abbildung 3-4). Da bei dieser Anlage der Quarzglaszylinder als Brennkammer starkem Verschleiß unterliegt, muss er nach jeder Messung zur Inspektion ausgebaut werden. Um beim Öffnen der Anlage möglichst wenige Verbindungen lösen zu müssen, wurde auf eine Befestigung der Zuleitung für die Verbrennungsluft am Deckel verzichtet. Durch das seitliche Einströmen der Luft besteht jedoch die Gefahr, dass aufgrund der Vorzugsrichtung der Luftströmung die Luftkanäle der Düse nicht gleichmäßig mit Luft versorgt werden. Daher wurde im Ausgleichsbehälter, neben dem doppellagigen Lochblech, ein spezieller Strömungsvergleichmäßiger (nicht dargestellt) eingebaut, bestehend aus einem breiten Verteilerkanal und einem nachgeschalteten engen Spalt.

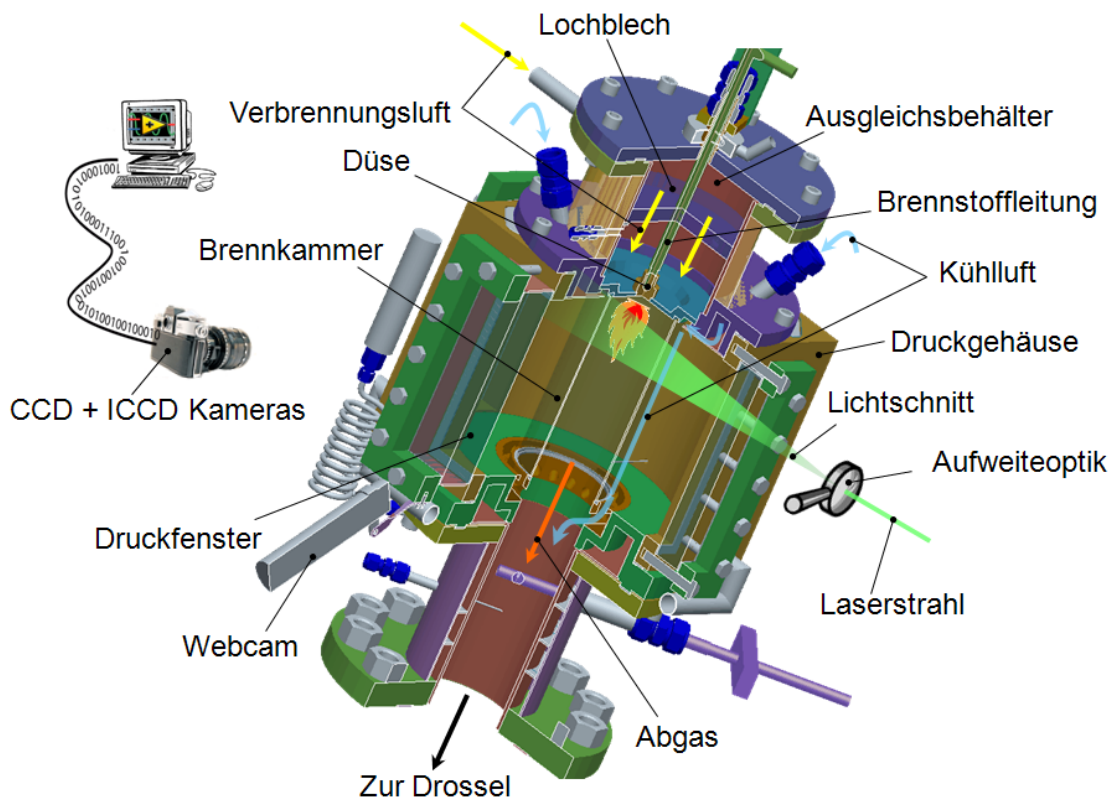


Abbildung 3-4: Aufbau der optisch zugänglichen Anlage

Der Brennerraum wird vom Rest der Anlage mittels eines Quarzglasrohres aus dem Material SILUX (Sico Technology GmbH) mit einem Außendurchmesser von 100 mm und einer Wandstärke von 2,5 mm abgegrenzt. Das Quarzglas zeichnet sich aus durch eine hohe Transmissivität bei den für diese Studie relevanten Wellenlängen von 306 / 430 / 532 nm (Abbildung 3-5), eine geringe Wärmeausdehnung ($0,55 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) und eine sehr hohe Dauereinsatztemperatur (je nach Qualität der eingesetzten Glassorte bis zu 1423 K).

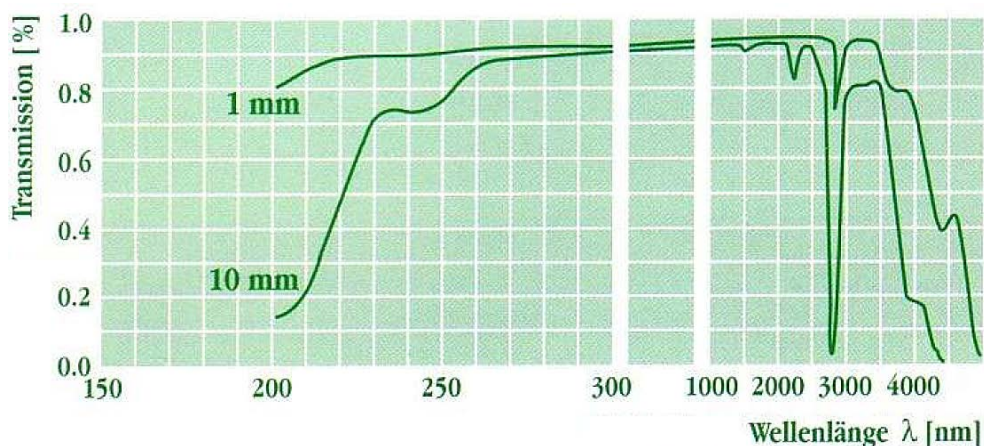


Abbildung 3-5: Optische Transmissivität der Quarzglassorte SILUX je nach Dicke [123]

Die Wahl eines Glaszylinders und nicht eines rechteckigen Kanals als Brennkammer beruht auf der Bestrebung, eine bessere Vergleichbarkeit mit den Ergebnissen aus der Abgasanalyse (dort kam ebenfalls eine runde Brennkammer zum Einsatz) zu gewährleisten. Außerdem kann dadurch von einer Rotationssymmetrie der Flamme ausgegangen werden, was als Grundvoraussetzung für das Anwenden der Abel-Inversion gilt (Kapitel 3.3.2.2).

Aufgrund der großen Wandstärke der Druck tragenden planaren Quarzglasfenster (bis zu 35 mm dick) sind sie aus synthetischem Quarzglas SQ1 (Sico Technology GmbH) gefertigt. Diese Glassorte bietet über einen breiteren spektralen Bereich eine noch höhere Transmissivität als SILUX und weist zudem eine noch höhere Reinheit auf. Der geringe Anteil an Einschlüssen im Glas wirkt sich auch auf die mechanische Stabilität des Glases positiv aus.

Trotz der exzellenten Temperaturbeständigkeit des Quarzglases ist seine Anwendung für die Untersuchung von Verbrennungsvorgängen unter Druck nur mit zusätzlicher Kühlung möglich. Daher wird die Außenwand des runden Quarzglaszylinders mit kalter Luft gespült. Eine wirkungsvolle Kühlung ist nur bei hoher Strömungsgeschwindigkeit der Kühlluft möglich. Um die hohe Strömungsgeschwindigkeit zu erzwingen, kann bei Bedarf durch einen zweiten konzentrischen Glaszylinder ein enger Ringspalt geschaffen werden. Um bereits in der Entwicklungsphase ermitteln zu können, wie sich die Strömung der Kühlluft im relativ breiten Kanal zwischen Brennkammer und Druckmantel ausbilden wird, wurde auf CFD-Rechnungen zurückgegriffen. Aufgrund des Coandä-Effekts strömt der Hauptanteil der Kühlluft mit hoher Geschwindigkeit nah an der Brennkammeraußenwand, während sich im Rest des Kanals eine Rückströmzone ausbildet (Abbildung 3-6). Aus diesem Grund wurde auf den zweiten konzentrischen Glaszylinder verzichtet.

Nachdem die Verbrennung komplett abgeschlossen ist, mischt sich am unteren Ende der Brennkammer die Kühlluft mit dem Rauchgas. Auf diese Weise wird zum einen die Gastemperatur reduziert, sodass das Eindüsen von enthartetem Kühlwasser nur in Ausnahmefällen notwendig ist. Zum anderen wird dadurch automatisch und ohne aufwendige Regelung ein Abgleich des Druckes innerhalb und außerhalb des Quarzglaszylinders erreicht. Dieser Druckabgleich macht es möglich, die Wandstärke des Quarzzyllinders gering zu halten.

In der Entwicklungsphase wurde besonderes Augenmerk auf den modularen Aufbau der Anlage gelegt. So lässt sich beispielsweise durch Anpassen bzw. Ersetzen nur weniger Bauteile der Einsatz von Glaszylindern anderer Durchmesser oder sogar von rechteckigen Quarzglasbrennkammern realisieren.

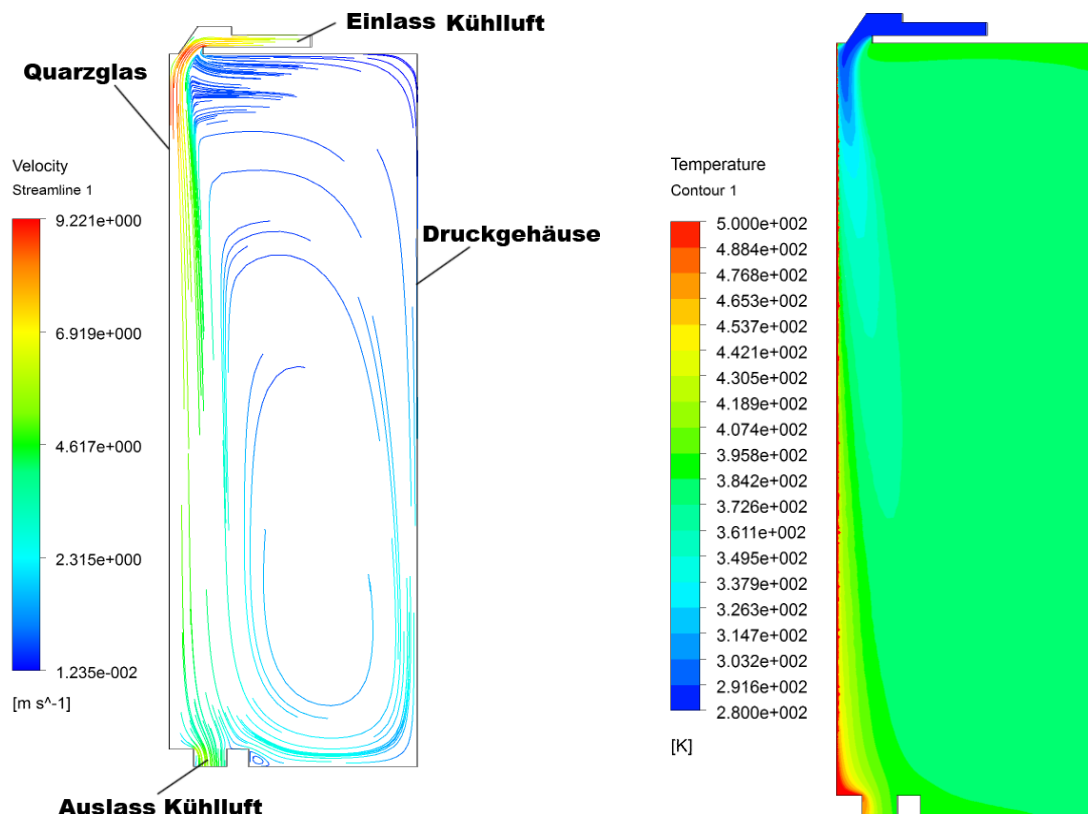


Abbildung 3-6: Stromlinien und Temperaturverteilung der Kühlluft im Raum zwischen der Glaszylinderaußenwand und dem Druckgehäuse aus Stahl

Ferner muss gewährleistet werden, dass die den hohen Temperaturen ausgesetzten Bauteile selbst nach längerem Einsatz noch problemlos demontierbar sind. Um die richtigen Passungen ermitteln zu können, wurde die maximale thermische Ausdehnung der betroffenen Bauteile mittels FEM-Analyse berechnet (Abbildung 3-7).

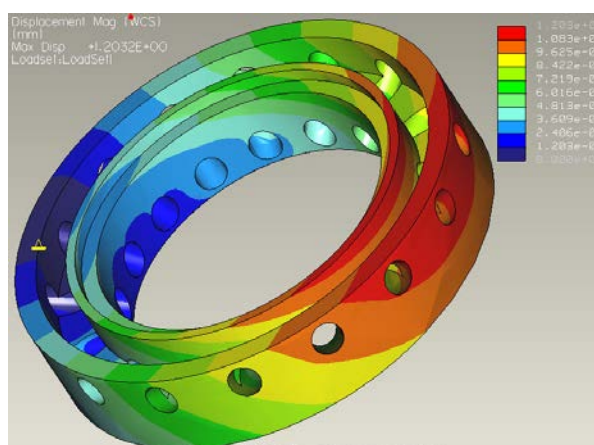


Abbildung 3-7: Berechnete thermische Ausdehnung eines Bauteils (am Beispiel des Mischers für Kühlluft und Rauchgas)

Im Gegensatz zu der Anlage für Abgasmessungen, bei der die Zündung mittels einer Wasserstoffflamme über den düsen nächsten seitlichen Stützen problemlos möglich ist,

besteht diese Möglichkeit bei der optisch zugänglichen Anlage nicht. Eine Reihe von Vorversuchen zeigte jedoch, dass die Zündung durch eine stromauf von der Düse im Ausgleichsbehälter passend platzierten Wasserstofffackel initiiert werden kann. Die Zündung der Fackel erfolgt mit Hilfe einer Hochspannungszündkerze.

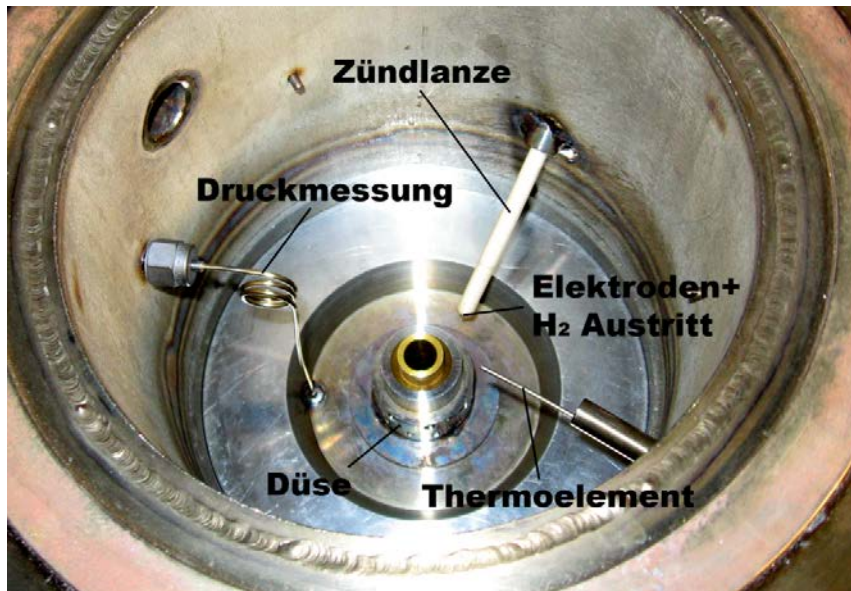


Abbildung 3-8: Position der Zündlanze in dem Ausgleichsbehälter (Deckel, Lochbleche und Luftverteiler wurden entfernt)

Die Wasserstoffflamme wird dabei von der Verbrennungsluft mitgerissen, fließt in die Luftkanäle und strömt am Düsenaustritt wieder aus. Nach der Freigabe des Kerosins erfolgt sofort die Zündung der Hauptflamme. Anschließend wird die Fackel abgestellt und vor dem Erhöhen des Druckes komplett herausgenommen, um die Luftströmung im Ausgleichsbehälter nicht zu stören. Bei Bedarf kann während des Hochfahrens der Anlage über die Leitung für die Druckmessung (Abbildung 3-8) eine geringe Menge an Wasserstoff zugegeben werden, um die Hauptflamme zu stabilisieren. Die Wasserstoffflamme wird spätestens vor Beginn der Messungen abgestellt.

Auch für diese Anlage wurde eine Steuerungssoftware entwickelt, deren grafische Oberfläche in Abbildung 3-9 dargestellt ist. Zum besseren Verständnis sind einige wichtige Kontroll- und Anzeigeelemente durch rote Zahlen wie folgt gekennzeichnet: 1) Vorwärmtemperatur der Verbrennungsluft, 2) Druckverlust über die Düse, 3) aus den Betriebsbedingungen errechnete adiabate Verbrennungstemperatur, 4) Betriebsdruck, 5) gemessene Temperatur der Rauchgase auf der Achse der Brennkammer, 6) Position der Kamera (digitales Signal aus Drehgebern, Kapitel 3.3.2.3), 7) berechnetes LBV (wahlweise aus Massenströmen oder nach der gasdynamischen Beziehung), 8) Menge Verbrennungsluft, 9) Menge Brennstoff und 10) Echtzeit Aufnahmen aus der Webcam. Letztere sind notwendig, um etwa Flammenverlöschungen rechtzeitig erkennen zu können, da der Bediener aus Sicherheitsgründen keinen direkten Blickkontakt zur Flamme hat.

Die Intensitätsinformation aus den Webcam-Aufnahmen wird vom Messrechner kontinuierlich überwacht und zusammen mit abrupten Temperatur- und Druckabnahmen als Zeichen für das Verlöschen der Flamme interpretiert. In solchen Fällen wird der Bediener per Funk akustisch alarmiert. Erfolgt keine Reaktion seitens des Bedieners, greift das System nach kurzer Zeit automatisch ein und unterbindet die Brennstoffzufuhr, um eine Verpuffung des brennbaren Gemisches in der Anlage zu verhindern.

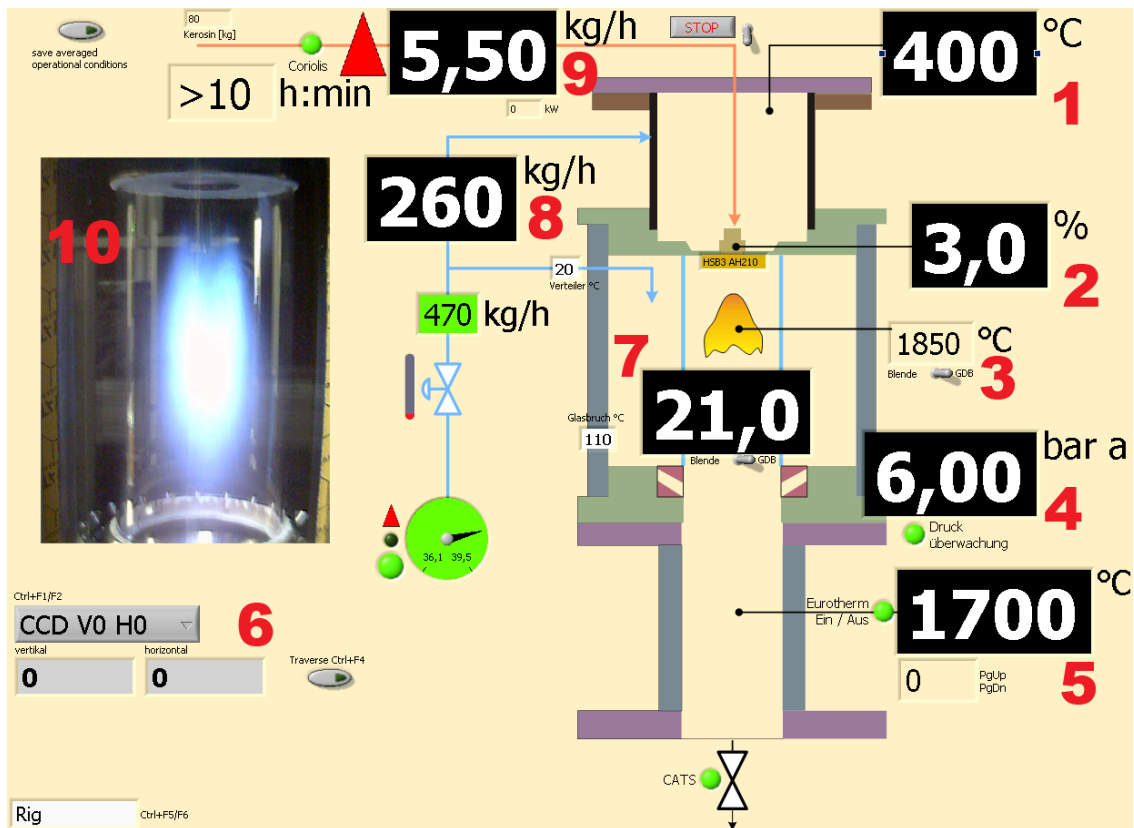


Abbildung 3-9: Grafische Oberfläche der Steuerungssoftware der optischen Anlage

Analog zu der Anlage mit dem Schwerpunkt der Abgasanalyse erfolgt die Bestimmung der Luft- und Brennstoffmassenströme über zwei Messblenden (Kühl- und Verbrennungsluft) und einen Coriolis-Zähler (Brennstoffstrang). Die Kalibrierung der Messblenden wurde mit Hilfe einer Wirbelfadendüse realisiert, die an ein Fass größeren Durchmessers montiert ist [124]. Aus dem gemessenen (Messblende) und dem tatsächlichen (Messfass) Mengenstrom wurde eine Kalibrierkurve für die Messblende erstellt, die in der Steuerungssoftware zur Echtzeitkorrektur der gemessenen Werte hinterlegt wurde. Nach der Kalibrierung beträgt die Ungenauigkeit der Messblenden maximal 0,25 % vom aktuellen Messwert. Gemäß dem mitgelieferten Zertifikat ist der maximale Fehler des Coriolis-Messgerätes ebenfalls maximal 0,25 % vom Messwert, was nach den Regeln der Fehlerfortpflanzung zu einer Genauigkeit in der Bestimmung des Luft-zu-Brennstoff-Verhältnisses von maximal 0,5 % führt.

3.3.2 Optisch basierte Messtechnik

3.3.2.1 Particle Image Velocimetry und Sprayvisualisierung

Trotz des erhöhten Aufwands haben laserbasierte Messtechniken den Vorteil, dass sie berührungslos arbeiten. Das heißt, der zu untersuchende Vorgang wird nicht durch das Einbringen von Messfühlern im Versuchsraum gestört, was zur Verfälschung der Ergebnisse führen könnte.

Zur Ermittlung der Geschwindigkeitskomponenten (zweidimensional) und der daraus abzuleitenden geschwindigkeitsbezogenen Größen wurde in dieser Studie die Particle Image Velocimetry, kurz PIV, eingesetzt. Bei dieser Messtechnik wird nicht direkt die Geschwindigkeit der Strömung gemessen, sondern die Geschwindigkeit kleiner Partikeln (auch Seeding genannt), die der Strömung beigemischt wurden und von ihr mitgetragen werden. Um einen Fehler wegen Schlupf zu vermeiden, müssen die Partikeln klein genug sein, um der Strömung nahezu trägheitslos zu folgen, und dennoch müssen sie groß genug sein, um ausreichend Licht für die Kameras reflektieren zu können. Für die vorliegenden Untersuchungen kamen feine Tropfen aus DEHS als Seeding zum Einsatz. DEHS zeichnet sich selbst bei erhöhten Temperaturen durch lange Standzeiten (Siedetemperatur 529 K, Dampfdruck 1,9 μPa bei 293 K [125]) aus, was für Messungen mit vorgeheizter Luft entscheidend ist. Erzeugt wurden die DEHS-Tropfen mit dem kommerziellen Flüssigkeitszerstäuber AGF10.0D von Firma Palas, der bis 10 bar druckbeständig ist [126]. Trotz der guten Tropfenstabilität ist es notwendig, die in der heißen Umgebung zurückzulegende Strecke bis zur Messstelle so kurz wie möglich zu halten. Aus diesem Grund wurde eine neue Kerosinlanze entwickelt, die das DEHS-Aerosol schützt und erst kurz vor der Düse ausbläst. Damit die Tropfen nicht mit heißen metallischen Bauteilen in Berührung kommen, wurde die optimale Position und Neigung der Austrittsöffnungen unter Zuhilfenahme von CFD-Rechnungen bestimmt.

Um die Geschwindigkeit der der Strömung zugegebenen Partikeln bestimmen zu können, müssen sie zunächst sichtbar gemacht werden. Aufgrund der geringen Abmessungen der Partikel (der mittlere Durchmesser beträgt nur wenige Mikrometer) und der damit verbundenen geringen Intensitäten des gestreuten Lichtes sind herkömmliche Lichtquellen für diesen Zweck ungeeignet. Daher bedient sich die Particle Image Velocimetry der Laser als Lichtquelle. Für diese Studie wurde ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (Quantel Brilliant) eingesetzt. Dieser Laser emittiert Licht mit einer Wellenlänge von 532 nm (grünes Licht), was im Bereich der maximalen Empfindlichkeit der für die Aufnahmen eingesetzten CCD-Kamera liegt. Ein weiterer Vorteil dieser Wellenlänge ist, dass sich Justierarbeiten mit sichtbarem Licht viel schneller und sicherer erledigen lassen. Der eingesetzte Laser produziert sehr kurze Pulse (4 ns) mit sehr hoher Energie (bis 155 mJ) [127]. Durch die sehr kurze Belichtungszeit werden selbst schnelle Partikeln auf dem Bild „eingefroren“, was eine Grundvoraussetzung für die

erfolgreiche Auswertung der Ergebnisse ist. Der runde Laserstrahl mit einem Durchmesser von ungefähr 6 mm wird, wie in Abbildung 3-4 angedeutet, mittels einer Aufweitereoptik (80X70, Dantec) zu einem flachen Lichtblatt aufgespannt. Am Messort hat das Lichtblatt eine Dicke von ca. 600 μm . Vor allem bei verdrallten Strömungen ist es wichtig ein dickeres Lichtblatt einzusetzen, um dem Verlust von Seeding durch die zur Lichtebene senkrechte Geschwindigkeitskomponente entgegenzuwirken [128]. Befinden sich im Lichtblatt Tropfen, wird - je nach Randbedingungen, wie beispielsweise Wellenlänge des einfallenden Lichtes, Brechungsindex, Tropfendurchmesser usw. - Licht in alle Raumrichtungen gestreut. Abbildung 3-10 zeigt ein Beispiel dafür, wie sich die Intensität des gestreuten Lichtes im Raum verteilt.

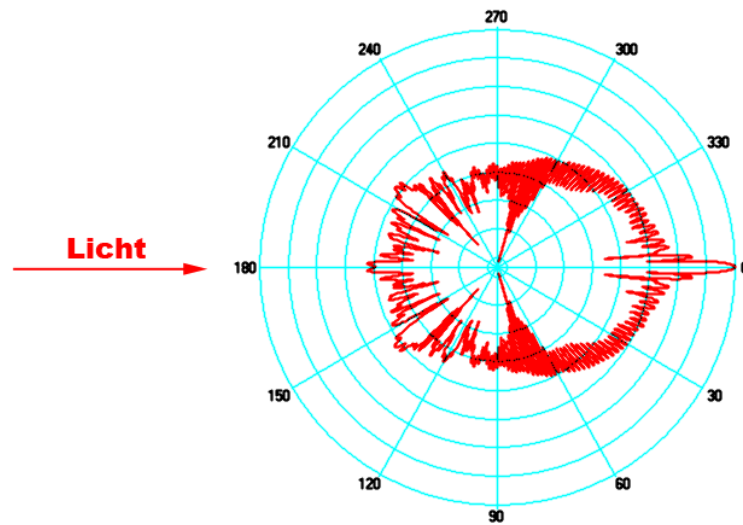


Abbildung 3-10: Polar-Diagramm in logarithmischer Auftragung von der Lichtstreuung eines 10 μm großen Wassertropfens bestrahlt mit rotem Licht (650 nm) [Quelle: MiePlot]

Das gestreute Licht wird mittels einer 80C60 HiSence PIV/PLIF CCD-Kamera von Dantec aufgenommen. Die maximale Auflösung der Kamera beträgt 1280 x 1024 Pixel² [129]. Die Kamera ist mit einem Kiron Makro-Objektiv mit einer Brennweite von 105 mm und einer Lichtstärke von 1 : 2,8 ausgestattet [130]. Bei einer Entfernung zwischen Objektebene und Kamera von 620 mm, wie in dieser Studie, wird mit dieser Konfiguration ein Ausschnitt des Objektes in der Größe 35,9 x 28,8 mm² auf dem Chip der Kamera abgebildet.

Um die Geschwindigkeit der Partikeln ermitteln zu können, werden in sehr kurzer Zeit zwei Bilder aufgenommen. In technischen Anwendungen beträgt dieses Zeitintervall nur wenige Mikrosekunden. Selbst moderne Kameras sind nicht in der Lage, in dieser kurzen Zeit das erste Bild vom Chip in den Kameraspeicher zu übertragen und rechtzeitig das nächste Bild aufzunehmen. Deswegen enthält der Chip der speziellen PIV-Kamera doppelt so viele Pixeln wie die Auflösung der Kamera, wobei aber nur die eine Hälfte davon lichtempfindlich ist. Neben jedem lichtempfindlichen Pixel befindet sich eine Speicherzelle. Zwischen den beiden Aufnahmen wird lediglich die in den lichtemp-

findlichen Zellen enthaltene Information schnell in die benachbarten Speicherzellen übertragen. Erst nach der zweiten Aufnahme wird die Information aus allen Pixeln Zeile für Zeile ausgelesen.

Der eingesetzte Laser nutzt eine Blitzlampe, um eine Besetzungsinversion der Elektronen im Nd:YAG-Kristall herstellen zu können. Durch die Trägheit der Blitzlampe ist der Laser nicht dazu fähig, zwei Pulse hintereinander in wenigen Mikrosekunden abzufeuern. Deswegen sind in den Laser zwei Resonatoren eingebaut, die unabhängig voneinander ausgelöst werden können. Die Optik im Laser sorgt für das präzise Ausrichten der Laserstrahlen aus beiden Resonatoren, sodass immer genau dieselbe Messstelle beleuchtet wird. Das Auslösen der einzelnen Laserköpfe und der Kamera wird von einem externen Prozessor (FlowMap 2100, Dantec) synchronisiert. Auch wenn der Laser mit einer Frequenz von $2 \times 8 \text{ Hz}$ feuern kann, benötigt die Kamera zum Auslesen der Doppelbilder insgesamt 222 ms, was sich in einer maximalen Messfrequenz des Gesamtsystems von 4,5 Hz widerspiegelt.

Die Ermittlung der Strömungsgeschwindigkeit erfolgt durch Vergleich der beiden Bilder eines Bilderpaares. Dabei kann eine vom gewählten Zeitintervall und der Strömungsgeschwindigkeit abhängige Verschiebung der Partikeln festgestellt werden. Üblicherweise wird das Bild vor der Auswertung in kleine Bildabschnitte, die sogenannten Interrogationszellen (IA⁸), unterteilt. Aus jeder Interrogationszelle wird bei der Auswertung ein Geschwindigkeitsvektor berechnet. Die eingesetzte Software (FlowManager, Dantec) bietet Interrogationszellen in den Größen 16×16 , 32×32 , 64×64 oder $128 \times 128 \text{ Pixel}^2$ [131]. Als Faustregel gilt, dass für eine erfolgreiche Auswertung in jeder Interrogationszelle mindesten fünf Partikeln abgebildet sein müssen. Die Verschiebung wird dann durch das Anwenden einer Kreuzkorrelation auf das Bilderpaar bestimmt. Die Kreuzkorrelation liefert als Ergebnis einen Korrelationspeak, dessen Versatz - bezogen auf die Bildmitte - der Partikelverschiebung entspricht. Unter Kenntnis des Zeitintervalls zwischen den beiden Aufnahmen lässt sich daraus die Geschwindigkeit berechnen.

Die Genauigkeit, mit der sich die Geschwindigkeit der Strömung mittels PIV bestimmen lässt (ein perfektes optisches System und Trägheitslosigkeit der Seedingpartikeln vorausgesetzt), hängt von der Genauigkeit der Bestimmung der Partikelverschiebung und des Zeitintervalls zwischen den Laserpulsen ab. Nach Hirasawa [132] beträgt der Gesamtfehler der Geschwindigkeitsbestimmung:

$$\Delta U_{PIV} = \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2} \quad (3-2)$$

⁸ Englisch: interrogation area

Dabei ist Δt die Unsicherheit des Zeitintervalls zwischen den beiden Laserpulsen. Im Falle eines Nd:YAG-Lasers beträgt sie wenige Nanosekunden [132], sodass bei einem Zeitabstand t von einigen Mikrosekunden zwischen den beiden Pulsen, das Verhältnis $\Delta t/t$ verschwindend klein wird. Der Gesamtfehler der eingesetzten PIV-Messtechnik wird daher allein vom zweiten Term in Gleichung (3-2) dominiert. Die maximal zulässige Verschiebung der Seedingpartikeln l , ohne negative Auswirkung auf die Messgenauigkeit, wird als $\frac{1}{4}$ der Seitenlänge der IA angegeben [131]. Bei einer Größe der IA von $32 \times 32 \text{ Pixeln}^2$ ergibt sich für die maximale Verschiebung ein l von 8 Pixeln, bei $64 \times 64 \text{ Pixeln}^2$ ist l 16 Pixel groß. Die Genauigkeit in der Bestimmung der Partikelverschiebung zwischen den beiden Bildern eines Bilderpaares Δl beträgt dank Subpixel-Interpolation etwa 0,1 Pixel [133]. Nach Formel (3-2) resultiert bei einer Interrogationszelle mit der Größe $32 \times 32 \text{ Pixel}^2$ für die maximale Verschiebung ein Gesamtfehler der PIV-Messung von 1,25 %, bei einer Größe der IA von $64 \times 64 \text{ Pixeln}^2$ sinkt der Fehler sogar auf 0,625 %. In Bereichen mit niedrigeren Geschwindigkeiten ist die Verschiebung der Partikel innerhalb der IA geringer, was mit einem größeren Fehler verbunden ist.

An jeder Messstelle wurde pro Messung eine Reihe Doppelbilder aufgenommen, der sogenannte Stapel. Aus den einzelnen Doppelbildern wurden die momentanen Geschwindigkeiten berechnet. Die Geschwindigkeitsdaten eines jeden Stapels wurden dann einer statistischen Analyse unterzogen, um daraus Mittelwerte und turbulente Größen ermitteln zu können. Die Anzahl der Doppelbilder, die in einem Stapel enthalten sein müssen, ergibt sich aus dem Kompromiss zwischen der angestrebten Genauigkeit $\Delta \bar{U}$ und dem Messaufwand. Zum Beispiel bei der Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit hängt die erforderliche Anzahl der Bilder im Stapel n unter anderem von der zu erwartenden Turbulenzintensität Tu nach der Beziehung $n = (Tu/\Delta \bar{U})^2$ ab [134]. Bei einem typischen Turbulenzgrad von 30 % führen die in dieser Studie eingesetzten Stapelgrößen von 1000 Doppelbildern zu einer Genauigkeit der mittleren Geschwindigkeit von besser als 1 %.

Das Prinzip der Lichtstreuung an kleinen Partikeln in der Strömung wurde auch zur Visualisierung des Brennstoffsprays verwendet. Da die Brennstofftropfen wesentlich größer sind als die mit dem Flüssigkeitszerstäuber erzeugten DEHS-Tropfen, sind sie nicht mehr als trägheitslos anzunehmen und sind daher weniger geeignet zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit. Dennoch bietet die Visualisierung der Brennstofftropfen die Möglichkeit, den Verdampfungsfortschritt des Sprays zu bestimmen und Schlüsse über den Vormischgrad an der Basis der abgehobenen Flamme zu ziehen. Da die Geschwindigkeit der Tropfen in diesem Fall nur von untergeordnetem Interesse ist, wurde die Stapelgröße auf 200 Einzelbilder beschränkt.

3.3.2.2 Chemilumineszenz und Abel-Inversion

Um die Qualität der Vormischung des Luft-Brennstoff-Gemisches vor dem Einsetzen der Verbrennungsreaktion beurteilen zu können, ist neben dem Verdampfungsfortschritt des Brennstoffsprays auch die Position der Reaktionszone von großer Bedeutung. Zu ihrer Ermittlung wurde in dieser Studie die Chemilumineszenz angewendet, die auf der Tatsache beruht, dass jede Verbrennungsreaktion aus mehreren Einzelschritten besteht, bei denen sich unterschiedliche Zwischenprodukte bilden, darunter auch elektronisch angeregte Radikale (Abbildung 3-11).

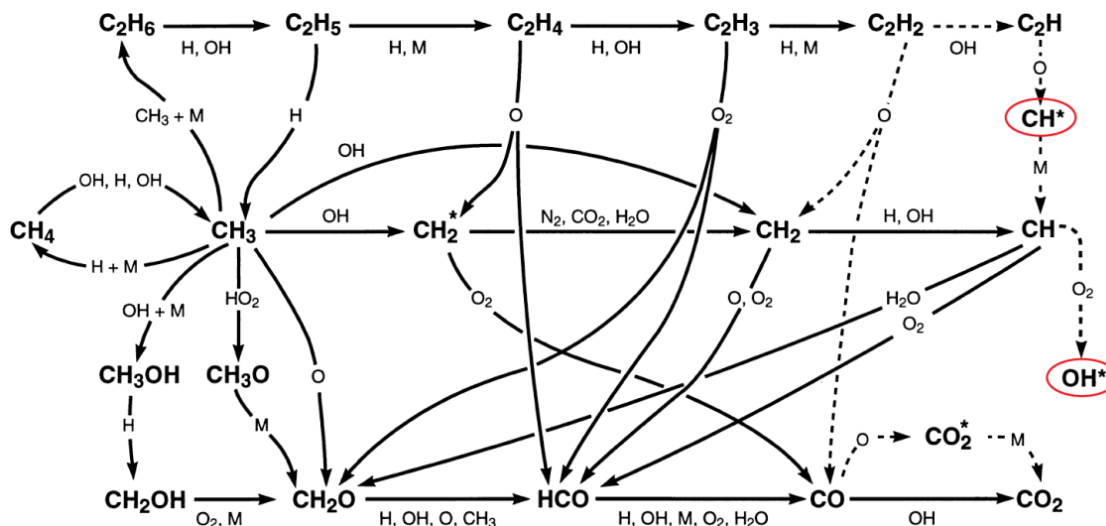


Abbildung 3-11: Einzelschritte der Verbrennungsreaktion von Methan. Die angeregten OH^* - und CH^* -Radikale sind rot gekennzeichnet [135]

Ein angeregtes Radikal kann auf verschiedenen Wegen in den stabilen Grundzustand zurückkehren. Am häufigsten geschieht das durch Zusammenstoß mit einem anderen Teilchen, wie zum Beispiel mit einem Molekül [136]. Dieser Vorgang ist in der Fachliteratur unter dem Begriff Quenchen bekannt. Eine weitere Möglichkeit, das Radikal in den Grundzustand zu versetzen, besteht in dem spontanen Aussenden eines Photons (Chemilumineszenz). Da die Lebensdauer der angeregten Radikale sehr kurz ist (ca. 700 ns [137]), kann die Strahlung mit der Reaktion zeitlich und örtlich korreliert werden.

In dieser Studie wurden die sich als Standard etablierten Radikale OH^* und CH^* erfasst und ausgewertet. Die einschlägigen Messergebnisse in Kapitel 4.3 geben die Intensität der OH^* -Strahlung wieder. Die CH^* -Daten dienen dabei lediglich zur Validierung der Messung und werden daher nicht dargestellt.

Nach Nori et al. werden OH^* -Radikale hauptsächlich nach der Reaktion $CH + O_2 \rightleftharpoons OH^* + CO$ gebildet [138]. Als Ausgangsstoff für die Formation von CH^* -Radikalen dient C_2H , wobei es sowohl mit atomarem Sauerstoff nach der Reaktion $C_2H + O \rightleftharpoons$

$CH^* + CO$ [139] als auch mit molekularem Sauerstoff nach der Reaktion $C_2H + O_2 \rightleftharpoons CH^* + CO_2$ [140] umgewandelt werden kann.

Das ausgesandte Licht hat im Falle von OH^* bei einer Wellenlänge von ca. 306 nm ein Maximum, im Falle von CH^* liegt es bei ungefähr 430 nm (Abbildung 3-12) [141].

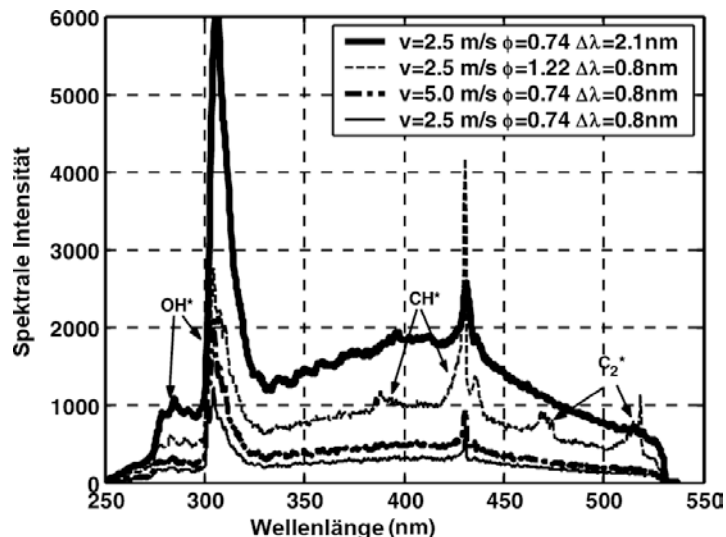


Abbildung 3-12: Emissionsspektrum der angeregten Radikale einer drallstabilisierten Methan-Luft-Flamme bei verschiedenen Luftzahlen und Gemischdurchsätzen [142]

Für das Aufnehmen des ausgesandten Lichtes wurde eine intensivierete CCD-Kamera eingesetzt (ICCD-MAX von Princeton Instruments). Die maximale Auflösung dieser Kamera beträgt $512 \times 512 \text{ Pixel}^2$ [143]. Da das aufzunehmende Licht zum Teil im nahen UV-Bereich liegt, kommen nur optische Komponenten aus Quarzglas zur Anwendung, weil dieses, im Gegensatz zu normalem Glas, für diese Wellenlängen durchlässig ist. Das eingesetzte Objektiv hat eine Brennweite von 105 mm und eine Lichtstärke von $1 : 1,2$, was zusammen mit der Intensivierung der Kamera für eine sehr gute Lichtempfindlichkeit des Systems sorgt. Das einfallende Licht passiert einen Interferenzfilter, der zwischen dem Objektiv und dem lichtempfindlichen Sensor positioniert ist. Seine Aufgabe besteht darin, nur die relevante Wellenlänge durchzulassen und alle anderen zu absorbieren. Für die Erfassung der Strahlung aus OH^* -Radikalen wurde ein Interferenzfilter mit einer Zentralfrequenz von 307,1 nm und einer Halbwertsbreite von 10 nm eingesetzt (Andover Corporation). Die Transmissivität des Filters - bezogen auf die Zentralfrequenz - liegt bei ca. 17 %. Für das Aufnehmen des aus CH^* -Radikalen stammenden Lichtes wurde ein Interferenzfilter mit einer Zentralfrequenz von 430,0 nm und einer Halbwertsbreite von 10 nm verwendet. Die Transmissivität - bezogen auf die Zentralfrequenz - liegt in diesem Fall bei ca. 50 %. Pro Wellenlänge und Messung wurden jeweils 200 Bilder aufgenommen, um daraus ein gemitteltes Bild zu erstellen. Beim Wechseln zwischen den beiden Filtern wurde darauf geachtet, dass die Oberfläche des

Filters senkrecht zum einfallenden Licht steht, denn die Zentralfrequenz des durchgelassenen Lichtes ist vom Einfallswinkel abhängig [144].

Ein wichtiger Unterschied zwischen laserbasierten planaren Messtechniken (zum Beispiel LIF) und dem Chemilumineszenz-Verfahren lässt sich mit Hilfe von Abbildung 3-13 verdeutlichen.



Abbildung 3-13: Verdeutlichung der Besonderheiten bei der Auswertung der Chemilumineszenz-Daten (nach Chan [145])

Dort ist die Draufsicht auf eine rotationssymmetrische, optisch dünne Lichtquelle dargestellt. Die Kamera zur Erfassung der Strahlung wäre auf der rechten Seite positioniert. Die von jedem Kamerapixel aufgenommene Lichtintensität $I(x)$ ergibt sich aus der Summe der Intensitäten aller infinitesimalen Lichtquellen entlang einer Linie, beispielsweise der roten Linie in der Abbildung. Auf diese Weise trägt zum Beispiel das aus dem grau dargestellten Zylinder mit dem Radius r emittierte Licht zu der Intensität aller Kamerapixel bei, die Punkte mit einem Radius kleiner als r abbilden. Aus diesem Grund entspricht die von der Kamera aufgenommene Intensitätsverteilung $I(x)$ nicht der Intensitätsverteilung $\varepsilon(r)$ entlang der Ordinate. Kann jedoch eine Rotationssymmetrie vorausgesetzt werden, so lässt sich im Falle von optisch dünnen Medien die tatsächliche Intensitätsverteilung $\varepsilon(r)$ aus der gemessenen Intensitätsverteilung $I(x)$ mittels Abel-Inversion nach der Formel

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{r_{max}} \frac{\frac{dI(x)}{dx}}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx \quad (3-3)$$

berechnen [146].

Da die gemessene Intensität der Flamme in Form von diskreten Pixeln erfasst wird, und daher nicht in Form einer mathematischen Funktion $I(x)$ vorliegt, erfolgt die Abel-Inversion nicht direkt nach Gleichung (3-3), sondern mittels numerischer Verfahren. Für die vorliegende Studie wurde das Nestor-Olsen-Verfahren eingesetzt [147]. Es hat den Vorteil der guten Genauigkeit bei verhältnismäßig geringem Rechenaufwand. Folgende Gleichung dient als Grundlage für die Berechnung der entabelten⁹ Bilder für einen symmetrischen Datensatz aus $2N + 1$ Datenpunkten

$$\varepsilon(r_j) = \frac{-2}{\pi \Delta x} \sum_{i=j}^{N-1} I(x_i) B_{j,i} \quad (3-4)$$

mit den Koeffizienten

$$B_{j,i} = \begin{cases} A_{j,i-1} - A_{j,i} & \text{für } i \geq j + 1 \\ -A_{j,i} & \text{für } i = j \end{cases} \quad (3-5)$$

$$A_{j,i} = \frac{\sqrt{i^2 - (j-1)^2} - \sqrt{(i-1)^2 - (j-1)^2}}{2i-1} \quad (3-6)$$

Dabei ist $x_i = i\Delta x$ und $r_i = i\Delta r$ für $i = -N, \dots, 0, \dots, N$. Δx und Δr entsprechen dem Abstand zwischen den Datenpunkten.

Gleichung (3-3) lässt bereits erahnen, dass die Abel-Inversion sehr empfindlich gegenüber Signalrauschen ist, da für die Berechnung der tatsächlichen Intensitätsverteilung die Ableitung der Messfunktion $I(x)$ verwendet wird. Das Rauschen beeinflusst am stärksten die Ergebnisse in der Nähe der Rotationsachse, da sich das Rauschen vom Rand zur Mitte des Objektes aufaddiert [145]. Um den Einfluss des Rauschens auf die Ergebnisse so weit wie möglich zu reduzieren, wurden die rohen Daten vor der Abel-Inversion einer kubischen Spline Interpolation unterzogen.

Des Weiteren ist für die Genauigkeit des Nestor-Olsen-Verfahrens die Anzahl der Messwerte in einem auszuwertenden Datensatz von Bedeutung. Das aufgenommene Kamerabild wird bei dieser Studie in einzelne Zeilen zerlegt, die nach der Auswertung wieder zu einem entabelten Bild zusammengefügt werden. Aufgrund der Rotations-symmetrie wird - bezogen auf die Achse - nur die eine Seite des Datensatzes ausgewertet. Die aus der Auflösung des Kamerachips (512 x 512 Pixel²) resultierende Länge des Datensatzes ist für die Auswertung optimal, denn eine höhere Datensatzlänge würde lediglich die Rechenzeit verlängern, ohne dabei einen wesentlichen Beitrag zur Genauigkeit leisten zu können [145].

⁹ Das Ergebnis einer Abel Inversion

3.3.2.3 Traversiereinheit

Die Güte der aus den optischen Messverfahren gewonnenen Ergebnisse ist von vielen Faktoren abhängig. Ein entscheidendes Kriterium stellt die Präzision und Reproduzierbarkeit der Positionierung der optischen Komponenten dar. Nur so kann gewährleistet werden, dass zum Beispiel der Messpunkt selbst bei längeren Messungen keinerlei räumliche Drift erfährt. Im Sinne der hohen Reproduzierbarkeit ist dafür zu sorgen, dass bei jeder Messung immer dieselben Messstellen bezüglich des Referenzkoordinatensystems angefahren werden. Um diesen Anforderungen zu genügen, wurde neben der optisch zugänglichen Anlage eine Traversiereinheit aufgestellt (Abbildung 3-14).

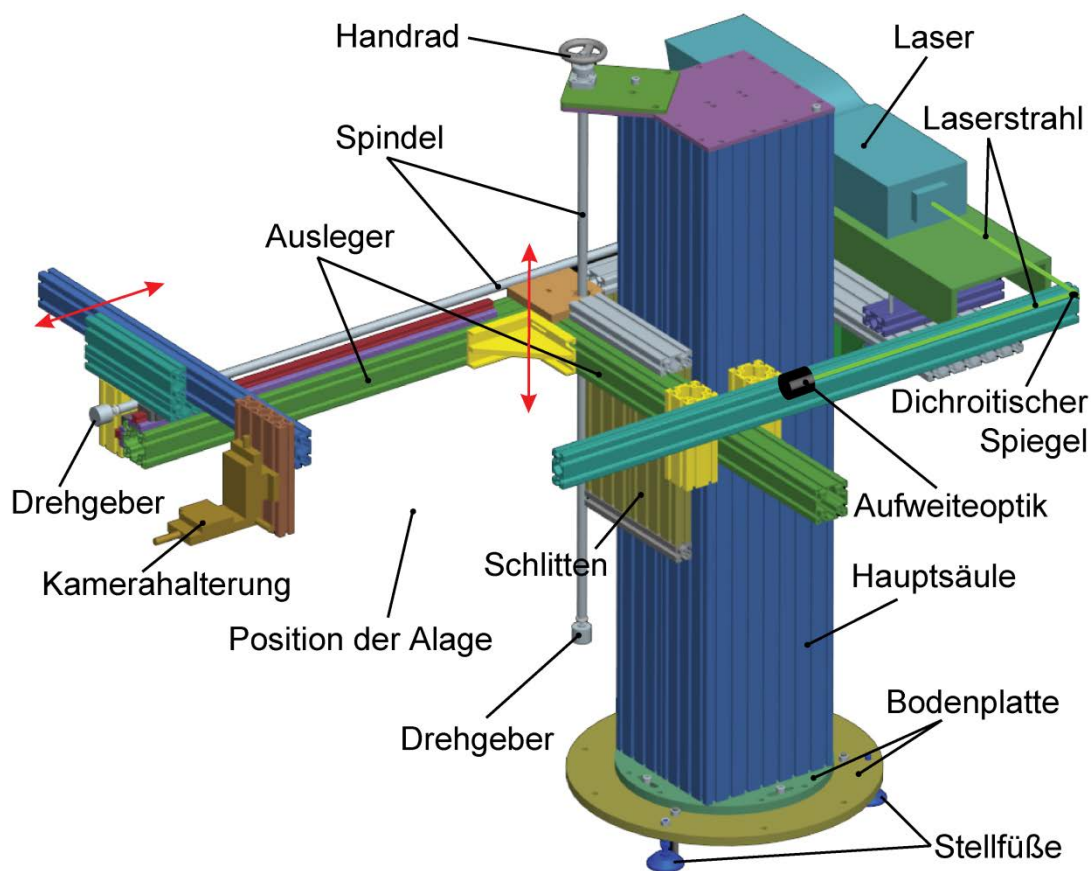


Abbildung 3-14: Aufbau der Traversiereinheit

Die senkrechte Säule bildet das Rückgrat des Traversiersystems. Die Breite des Aluminiumprofils (Firma item) ist so gewählt, dass sie angesichts des zu tragenden Gewichtes der Traversiereinheit eine ausreichende Steifheit bietet. Die Säule ist am unteren Ende starr mit einer runden Bodenplatte verbunden. Die Bodenplatte liegt auf einer zweiten runden Platte größeren Durchmessers. Beide Platten sind in der Mitte gelagert, sodass eine Drehung um die eigene Achse zur Justierung möglich ist. Nach der Justage wird die Position durch Stellschrauben fixiert. Drei Stellfüße bieten die Möglichkeit, die Säule in alle Richtungen zu neigen. Nachdem die gewünschte Position erreicht ist, wird das System mittels Betondübel im Boden verankert. An den Seiten der Säule sind Schienen

eingeklemmt, auf denen zwei Schlitten in vertikaler Richtung gleiten. An beiden Schlitten ist jeweils ein Ausleger befestigt, sodass sich zwischen den Auslegern ein rechter Winkel einstellt. Der eine Ausleger trägt den Laser und die Positionierungseinrichtung für die zwei Kameras. Auf dem anderen Ausleger ist die Aufweiteoptik installiert. Der Laserstrahl wird einmal durch einen dichroitischen Spiegel umgelenkt und in die Aufweiteoptik geführt. Der genaue Strahlengang kann mittels einer Positionierungsbühne, auf der der Spiegel befestigt ist, fein justiert werden. Auf diese Weise kann das Lichtblatt in Bezug auf die Anlage verstellt werden. Mit den drehbaren Kamerahalterungen kann danach die Fokalebene der CCD- und ICCD-Kameras in Bezug auf das Laserblatt ausgerichtet werden.

Das Verfahren in vertikaler Richtung erfolgt über eine Spindel, die den Schlitten antreibt. Ein Verfahren in horizontaler Richtung wird nur für die Kameras benötigt und mit einer zweiten Spindel realisiert. Beide Spindeln weisen ein geringes Spiel zur Spindel Mutter von max. $80\ \mu\text{m}$ auf. Eine hohe Reproduzierbarkeit der Positionierung wird durch den Einsatz einer Drehgeber-Endschalter-Kombination gewährleistet. Vor jeder Messung werden die Schlitten gegen den jeweiligen Endschalter gefahren, um die Positionsanzeige zurückzusetzen. Beide Drehgeber (Firma Wachendorff) erzeugen 2000 elektrische Pulse pro Umdrehung. Das entspricht bei einer Steigung des Spindelgewindes von nur 5 mm einer Genauigkeit der Bestimmung der Position von $2,5\ \mu\text{m}$, was angesichts des Spindelspiels vernachlässigt werden kann. Die Positionsangabe der Drehgeber wird im Laufe der Messung elektronisch überwacht, um ein versehentliches Verstellen zu vermeiden.

4 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die bei den Untersuchungen gewonnenen Erkenntnisse dargestellt und erläutert. Zunächst wird kurz darauf eingegangen, wie sich die untersuchte verdrallte abgehobene Flamme ausbildet und wie sie sich von verwandten, nicht abgehoben brennenden Flammen, wie beispielsweise einer verankerten Flamme, unterscheidet. Im darauffolgenden Unterkapitel werden die Ergebnisse der isothermen Geschwindigkeitsmessungen dargelegt und diskutiert. Anschließend wird betrachtet, wie sich die Variation der Betriebsparameter auf die sich aus der Sprayvisualisierung und der Position der Reaktionszone ergebende Länge der Vormischzone auswirkt. Danach wird der Einfluss diverser Betriebsparameter, wie etwa Druck, Vorwärmtemperatur der Verbrennungsluft sowie effektive Fläche der eingesetzten Düse auf die Konzentration von Stickoxiden im Abgas diskutiert. Im Anschluss wird die Auswirkung der Betriebsparameter auf das Auftreten des mageren Verlöschens behandelt. Die Ergebnisse über die Güte des Ausbrandes unter verschiedenen Betriebsbedingungen runden den auf Emissionsmessungen basierenden Abschnitt ab.

4.1 Entstehung der verdrallten abgehobenen Flamme

Die Entwicklung einer Turbomaschine ist eine hochkomplexe Aufgabe, die aus mehreren voneinander abhängigen Teilaufgaben besteht. Dabei spielt das Design des Brenners eine essenzielle Rolle für das Gesamtkonzept. In Bezug auf die Flammenstabilisierung hat sich die Stabilisierung durch Drall etabliert, die im industriellen Umfeld häufig mittels der in Kapitel 3 beschriebenen Dralldüsen realisiert wird. Zur gezielten Steuerung der Flammeneigenschaften bietet die Geometrie dieses Brennertyps, wie etwa Anzahl, Exzentrizität und Drehrichtung der Luftkanäle, genügend Freiheitsgrade an.

Abbildung 4-1 zeigt ein Beispiel dafür, wie sich eine Veränderung der Geometrie des Brenners auf die Flammenform auswirken kann. Oberhalb einer kritischen Drallzahl entsteht, wie in Kapitel 2 beschriebenen, eine Rezirkulationsblase auf der Achse. Bei sehr hohen Drallzahlen nimmt die Rezirkulationsblase einen Großteil des Brennkammerquerschnittes ein. Die Rezirkulationszone stellt für die Strömung ein Hindernis dar, sodass die am Düsenaustritt axial gerichtete Luftströmung stark in radialer Richtung umgelenkt werden muss, um die Rezirkulationsblase zu umströmen. Aus diesem Grund wird diese Flammenform als aufplatzende Flamme bezeichnet (Abbildung 4-1, links). Bei ihr findet die Verbrennungsreaktion sehr nah am Brenneraustritt statt.

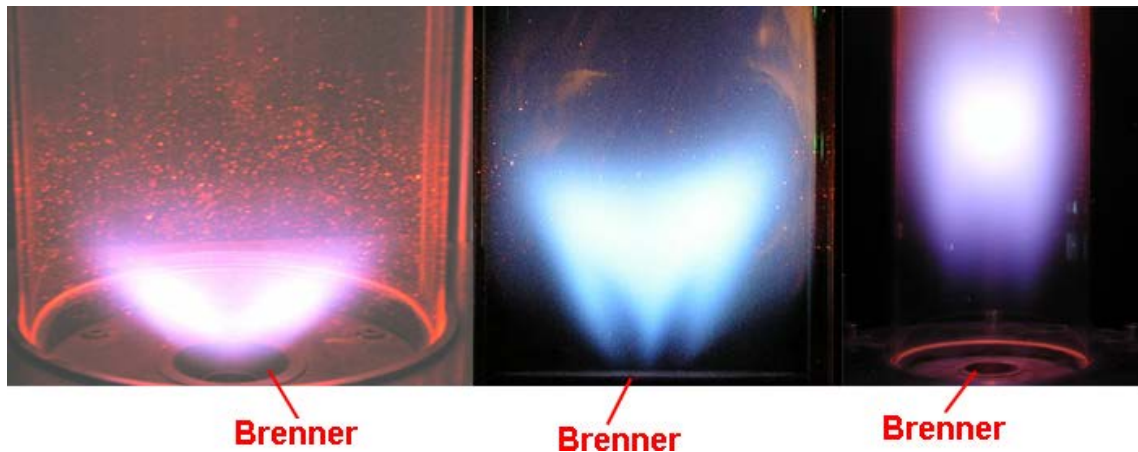


Abbildung 4-1: Einfluss der Drallzahl auf die Form der Flamme (die Drallzahl verringert sich von links nach rechts, Haupttrichtung der Strömung ist von unten nach oben)

Die Flugbahn der Brennstofftropfen, deren Größe üblicherweise weniger als $100\ \mu\text{m}$ beträgt [148], wird stark von der Luftströmung beeinflusst, sodass die Form des flüssigen Sprays der Flammenform sehr ähnelt (Abbildung 4-2, links). Da die stark in radialer Richtung umgelenkte Luftströmung sehr nah an der Brennerplatte verläuft, bildet sich bei diesem Flammentyp wegen des mangelnden Platzes keine oder nur eine schwach ausgeprägte äußere Rezirkulationszone (ARZ). Hauptvorteil der aufplatzenden Flamme ist, dass innerhalb einer sehr kurzen Strecke der komplette Ausbrand erreicht wird. Dadurch kann die Länge der Brennkammer und somit auch die Gesamtlänge der Turbomaschine reduziert werden. Vor allem im Flugzeugbau wird dieser Vorteil sehr geschätzt, weil sich dadurch eine Gewichts- und Treibstoffersparnis erzielen lässt. Außerdem richtet sich die Länge der Triebwerkswelle, die die Turbine mit dem Verdichter verbindet, nach der Länge der Brennkammer. Aufgrund der sehr hohen Drehzahl von über $10000\ \text{min}^{-1}$ [149] ist die Welle möglichst kurz zu halten, um Schwingungen zu vermeiden. Nachteilig bei diesem Flammentyp ist, dass bei der gängigen separaten Zufuhr von Brennstoff und Oxidator die Gemischinhomogenität in der Reaktionszone nicht unerheblich ist. Auf die Auswirkung dieser Ungemischtheit auf die Stickoxidemissionen wird an einer anderen Stelle dieses Kapitels im Detail eingegangen. Durch die unmittelbare Nähe der Flamme zum Brennerkopf müssen außerdem Maßnahmen zum Kühlen der Brennerplatte getroffen werden, um der erhöhten thermischen Belastung entgegenzuwirken.

Wird die Drallzahl der Düse reduziert, verliert die innere Rezirkulationszone an Kraft, ihre Größe verringert sich und die Flamme breitet sich weniger stark in radialer Richtung aus (Abbildung 4-1, Mitte). Auch der Öffnungswinkel des Brennstoffsprays wird kleiner (Abbildung 4-2, rechts). Die schlankere Flammenform lässt an den Ecken der Brennkammer noch ausreichend Platz, sodass sich bei eingeschlossenen Flammen eine äußere Rezirkulationszone bilden kann. Sie unterstützt die innere Rezirkulationszone

beim Transport von Radikalen und Energie zurück zur Flammenwurzel und sorgt somit für eine gute Flammenstabilität. Da auch bei dieser Flammenform die Zündung des Frischgases direkt am Brenneraustritt stattfindet, spricht man von einer verankerten Flammenform. Weil die Drallzahl zugunsten des axialen Impulses verändert wurde, verlagert sich die Reaktionszone unter der Wirkung der stärkeren axialen Strömung stromab, ohne dabei die Flamme von der Düse zu entkoppeln. Die verlängerte Reaktionszone zeigt, dass sich der Zeitpunkt des Zündens für einen Teil des Gemisches verzögert hat. In der Zeit vor der Zündung mischen sich Brennstoff und Oxidator bis zu einem gewissen Grad und steigern auf diese Weise die Gemischhomogenität. Das führt zu einer gleichmäßigeren Temperaturverteilung in der Flamme, was wiederum positive Auswirkung auf die Schadstoffemissionen haben kann. Negativ fällt die größere Länge der Flamme ins Gewicht, weil diese ihre Anwendungsgebiete zum Teil einschränkt.

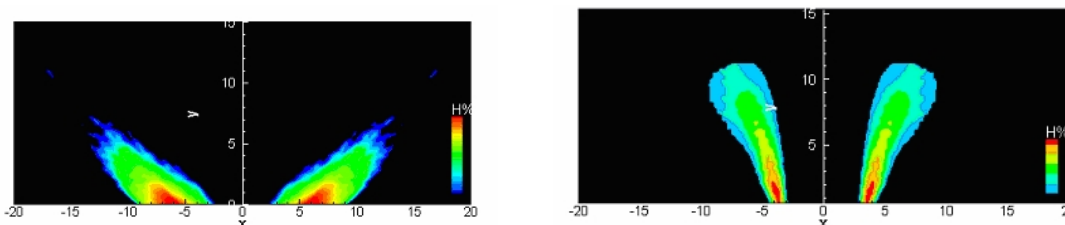


Abbildung 4-2: Verlauf des Brennstoffsprays für eine aufplatzende (links) und eine verankerte Flamme (rechts) [150]

Vorausgesetzt, dass die kritische Abhebegeschwindigkeit u_{ab} überschritten ist (Kapitel 2.9), kann eine weitere Herabsetzung der Drallzahl zum Abheben der Flamme führen. Da dabei in Strömungsrichtung eine reaktionsfreie Zone zwischen Brenner und Flamme entsteht, unterscheidet sich diese Flammenform in ihren Eigenschaften wesentlich von den beiden bisher beschriebenen. Im Vergleich zur verankerten Flamme haben der separat zugeführte Brennstoff und die Luft eine insgesamt längere Zeit zur Verfügung, um sich miteinander zu vermischen. Die Reaktionszone wird somit mit einem noch homogenen Frischgasgemisch versorgt, sodass die Temperaturverteilung in der Flamme - im Vergleich zu den beiden vorher betrachteten Flammentypen - gleichmäßiger ist. Für eine komplette Vormischung auf molekularer Ebene wie bei dem LP-Konzept (Kapitel 2.8.2) genügt die Zeit jedoch nicht. Man spricht daher von einer teilvorgemischten Verbrennung. Bei der Verwendung flüssiger Brennstoffe laufen in der reaktionsfreien Abhebezone mehrere Prozesse gleichzeitig ab. Die fein zerstäubten Brennstofftropfen werden von der Verbrennungsluft mitgerissen und in Richtung Flamme befördert. In der heißen Umgebung erhöht sich durch die Wärmeübertragung die Temperatur des Brennstoffes im Tropfen und die Verdampfungsrage nimmt zu. In der hochturbulenten Umgebung wird der verdampfende Brennstoff schnell von der Tropfenoberfläche abtransportiert und mischt sich mit dem Oxidator.

Einer der entscheidenden Vorteile der abgehobenen Verbrennung gegenüber der Vormischverbrennung ist die erhöhte Betriebssicherheit. Im Falle eines Flammenrückschlages wandelt sich die abgehobene Flamme lediglich in eine verankerte Flamme um, ohne dabei die Infrastruktur zu gefährden (vgl. Kapitel 2.8.2). Das Propagieren der Flamme stromauf in den Brenner hinein ist funktionsbedingt ausgeschlossen, da Brennstoff und Luft erst in der Brennkammer in Kontakt kommen. Als vorteilhaft erweist sich außerdem die räumliche Entkopplung von Flamme und Brennerkopf, wodurch sich der konvektive Wärmetransport zum Brennerkopf reduziert. Dadurch ist eine erhöhte Lebensdauer des Systems zu erwarten. Nachteilig ist, dass die abgehobene Flamme die längste aller drei Flammentypen ist und sich somit für Brennkammern mit besonderen Anforderungen an die Gesamtlänge weniger eignet. Weil die innere Rezirkulationszone der abgehobenen Flamme am schwächsten ausgeprägt ist, war mit einer schlechteren Flammenstabilität - im Vergleich zu den anderen Flammentypen - zu rechnen, was jedoch durch Messungen widerlegt wurde (Kapitel 4.5).

4.2 Einfluss der Betriebsparameter auf das Geschwindigkeitsfeld und auf die Turbulenzintensität

Die nachfolgend dargelegten laserbasierten Geschwindigkeitsmessungen konzentrierten sich auf den düsennahen Bereich, denn es entsteht, wie bei verdrallten Strömungen üblich, aus aerodynamischen Gründen in dieser Region oberhalb einer kritischen Drallzahl eine Rückstromblase (Kapitel 2.4). Aufgrund der starken Geschwindigkeitsgradienten am Rande der Rezirkulationszone unterliegt die Strömungsgeschwindigkeit in diesem Bereich starken Fluktuationen, die sich stromab fortpflanzen und die Verbrennungsreaktion beeinflussen können.

Bei der Anwendung von PIV zur Untersuchung von Verbrennungsvorgängen wird häufig mit festen Seeding-Partikeln gearbeitet, die den hohen Temperaturen in der Flamme besser standhalten als flüssiges Seeding. Der Hauptnachteil festen Seedings ist die Neigung der Partikel sich schnell an der Brennkammerwand abzusetzen und sie undurchlässig zu machen, was weitere Messungen unmöglich macht. Dies hat sich bei den Vorversuchen bestätigt. Um diesem Vorgang entgegenzuwirken, wird häufig Spülluft entlang der Innenwand der Brennkammer eingeblasen. Da die in dieser Studie zu untersuchende abgehobene Flamme hauptsächlich durch die Eckwirbel stabilisiert wird, kann diese Lösung nicht eingesetzt werden, denn die Spülluft würde die ARZ stark beeinträchtigen. Stattdessen muss auf die Anwendung flüssiger Tropfen als Seeding zurückgegriffen werden, da auf diese Weise - aufgrund der Transparenz des sich an der Wand bildenden Flüssigkeitsfilms - längere Messungen möglich sind. Die sehr feinen Tropfen würden jedoch im Betrieb mit Verbrennung durch die aus der Rezirkulation von heißen Abgasen resultierende starke Erhitzung des Gasstroms sehr schnell verdampfen. Vor

allem unter turbinenrelevanten Bedingungen mit hohen Drücken und Lufttemperaturen ist das Einsetzen von flüssigem Seeding nicht mehr praktikierbar [151]. Aus diesen Gründen wurden die nachfolgend dargelegten Messungen unter isothermen Bedingungen durchgeführt. Frühere Untersuchungen zeigten jedoch, dass bei abgehobenen Flammen im wichtigen Bereich zwischen der Düse und der Reaktionszone ähnliche Strömungsbedingungen herrschen wie bei der entsprechenden isothermen Strömung [89]. Mit überlagerter Verbrennung muss in diesem Bereich mit einer höheren axialen Geschwindigkeit der Strömung als die isotherm gemessene gerechnet werden, was sich mit dem zusätzlichen Wärmeeintrag durch die äußere Rezirkulationszone erklären lässt [152].

Wie Abbildung 4-3 verdeutlicht, bewirkt eine **Druckvariation** keine wesentlichen Veränderungen im Strömungsfeld, denn es ist nach der gasdynamischen Beziehung eine konstante Austrittsgeschwindigkeit für die verschiedenen Drücke zu erwarten. Die gasdynamische Beziehung beschreibt die mittlere Austrittsgeschwindigkeit der reibungsbehafteten Strömung eines idealen Gases aus einem Behälter:

$$U = \sqrt{\left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right] T_0 \frac{2\kappa}{\kappa-1} \mathcal{R}_s} \quad (4-1)$$

Die Größe der inneren Rezirkulationsblase weist ebenfalls keine merklichen Veränderungen auf, da die sich mit dem Betriebsdruck verändernde Gasdichte nach den Gleichungen (2-66) und (2-67) gleichermaßen den Axial- und den Drehimpulsstrom beeinflusst. Die innere Rezirkulationszone ist durch die weiße Isolinie in Achsennähe, die eine axiale Geschwindigkeit gleich null angibt, gekennzeichnet.

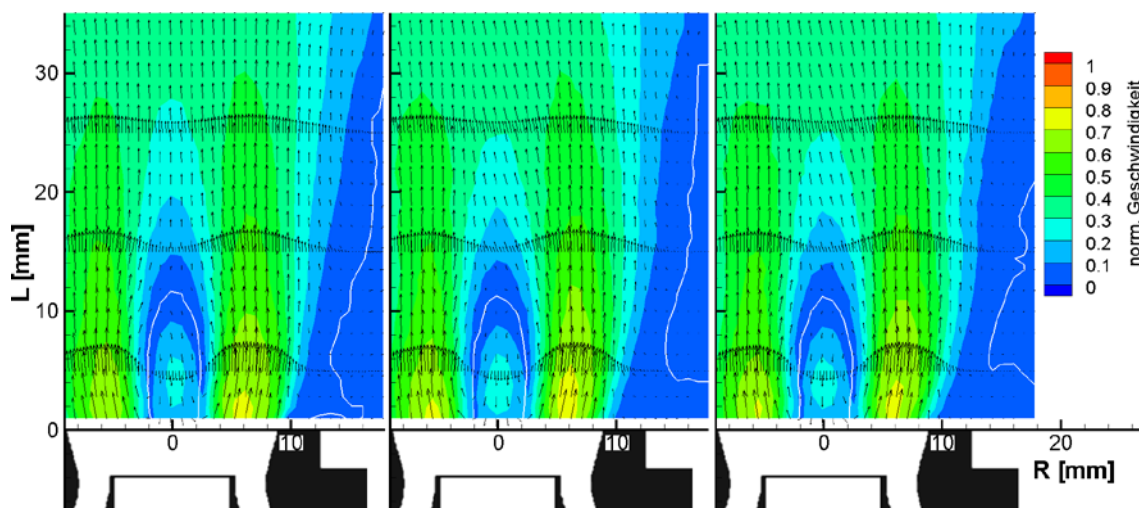


Abbildung 4-3: Abhängigkeit der mit der volumetrischen Austrittsgeschwindigkeit normierten Strömungsgeschwindigkeit vom Druck (Druck 3/4/5 bar; T_v 473 K; ΔP 3 %; A_{eff} 142 mm²; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm; vol. Austrittsgeschwindigkeit 88,23 m/s)

Numerische Simulationen zeigen, dass das innere Rückstromgebiet auch stromauf von der Ebene des Düsenaustritts penetriert, was in einer aerodynamischen Verengung des freien Querschnitts der Düse resultiert (Abbildung 4-4).

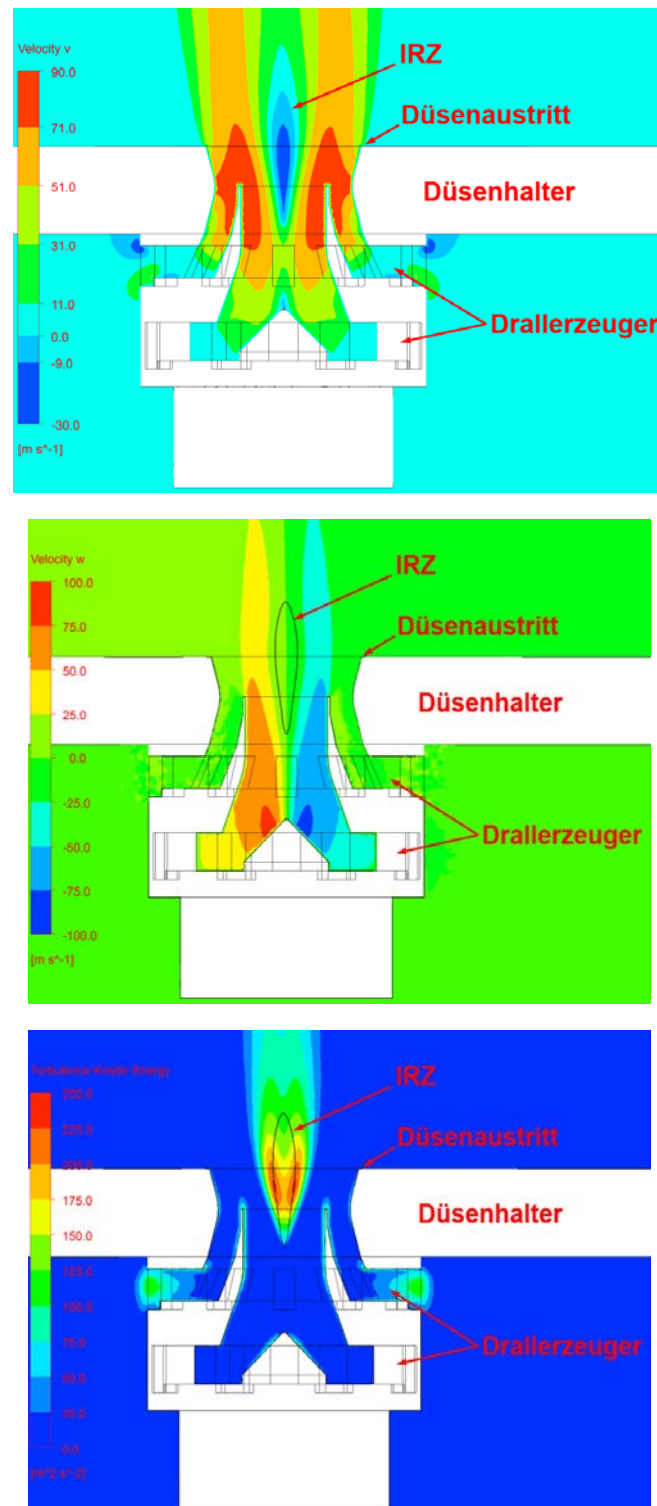


Abbildung 4-4: Darstellung der axialen (oben) und der tangentialen Geschwindigkeit (Mitte), sowie der turbulenten kinetischen Energie (unten) aus der numerischen Simulation einer der eingesetzten Düsen (Druck 3 bar; T_v 573 K; ΔP 3 %; A_{eff} 142 mm^2 ; isotherm; $DM_{\text{BK,innen}}$ 100 mm; $k - \varepsilon$ Turbulenzmodell; 1,6 Mio. Knoten)

In Abbildung 4-5 ist der aus den gemessenen Geschwindigkeitsfluktuationen ermittelte Turbulenzgrad zu sehen. Er ist als Maß für die normierte Turbulenzintensität anzusehen und berechnet sich aus der Varianz der Schwankungsgeschwindigkeiten und der anhand des tatsächlich gemessenen Luftmassenstroms bestimmten volumetrischen Austrittsgeschwindigkeit gemäß Formel (2-21). Da die Druckzunahme mit einer Abnahme der kinematischen Viskosität einhergeht, verringert sich unter Druck die dämpfende Wirkung der viskosen Kräfte auf die turbulenten Schwankungen. Diese geringere Dämpfung äußert sich hier in Form radialer Erweiterung der Zonen hoher Turbulenzintensität. Stromab nimmt der Einfluss des Druckes auf die turbulente Schwankungsintensität schnell ab und ist daher für die Höhe der turbulenten Brenngeschwindigkeit im Bereich der Flammenstabilisierung praktisch ohne Belang. Dennoch ist die erhöhte Turbulenz in der Nähe des Düsenauslasses für die optimale Funktion des abgehobenen Konzeptes von großer Bedeutung, da sich der in diesem Bereich durch die Verdampfung freigesetzte Brennstoff schneller mit der umgebenden Luft vermischen und homogenisieren lässt.

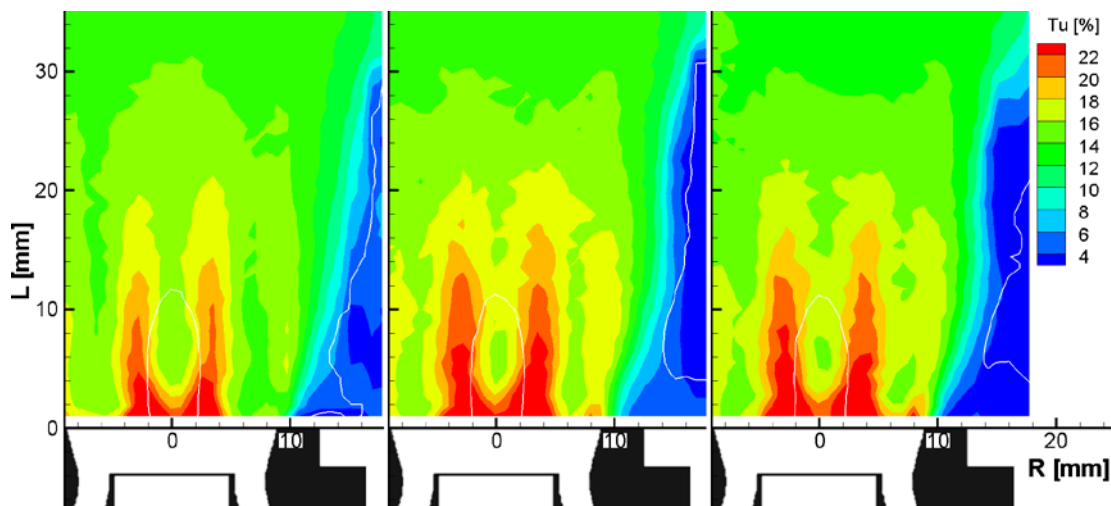


Abbildung 4-5: Abhängigkeit des Turbulenzgrades vom Druck (Druck 3/4/5 bar; T_v 473 K; ΔP 3 %; A_{eff} 142 mm²; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm; vol. Austrittsgeschwindigkeit 88,23 m/s)

Auslöser der starken turbulenten Schwankungen in unmittelbarer Nähe des Düsenauslasses sind hauptsächlich die Scherkräfte, die an der Grenze zwischen der Luftströmung aus dem primären Drallerzeuger und der entgegengerichteten Strömung in der inneren Rezirkulationszone auftreten. In geringem Maße wird Turbulenz auch an anderen Stellen mit starken Geschwindigkeitsgradienten, wie etwa an der Grenze des sekundären Gasstrahls zur Umgebung, erzeugt. Wie sich die auf diese Weise erzeugte Turbulenz im Strömungsverlauf weiterentwickelt, hängt von der Art der Strömung ab. Das entsprechende Kriterium wurde von Lord Rayleigh [153] durch die Bilanzierung der am Fluidelement wirkenden Kräfte formuliert. Im Falle eines Rankine-Wirbels (Kapitel 2.4) wirken auf das Element einerseits die Fliehkraft und andererseits die der Fliehkraft entgegengerichtete Druckkraft. Fluidballen im isothermen Festkörperwirbel, die durch sto-

chastische turbulente Auslenkung ihre Bahn verlassen und zu größeren Radien wandern (Übergang $1 \rightarrow 1^*$ in Abbildung 4-6, links), sind aufgrund ihrer für die neue Bahn zu geringen Geschwindigkeit und somit auch zu geringen Fliehkraft nicht in der Lage dort zu verweilen; sie werden durch die starke Druckkraft zurückversetzt (Übergang $1^* \rightarrow 1$). Auch bei einer Auslenkung zu kleineren Radien sind die Fluidballen nicht in der Lage, die neue Position zu bewahren. Infolgedessen werden turbulente Strukturen in diesem Bereich gedämpft und lassen schnell nach.

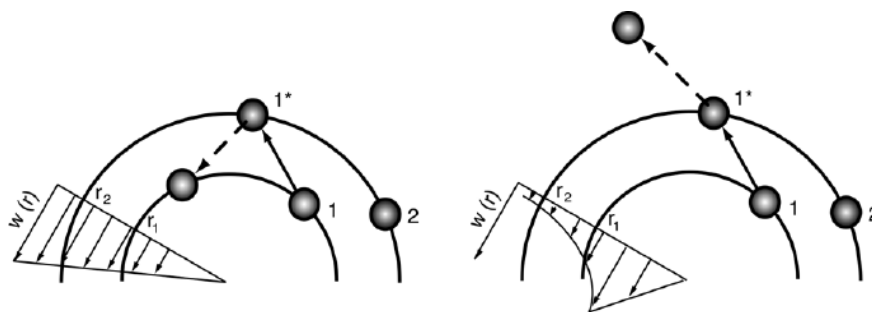


Abbildung 4-6: Stabilisierende und destabilisierende Wirkung der unterschiedlichen Wirbelkernbereiche nach dem Rayleigh-Kriterium [34]

Im isothermen Potentialwirbel ist die Strömung in Bezug auf die turbulenten Instabilitäten invariant, das heißt, die ausgelenkten Fluidballen werden weder zurückversetzt, noch wird eine weitere Auslenkung begünstigt [34]. Die Invarianz des Potentialwirbels wird jedoch aufgehoben, sobald die Strömung mit einem Dichtegradienten überlagert ist. Bei der abgehobenen Flamme in der Form, wie sie in dieser Studie untersucht wurde, tritt das verhältnismäßig kalte, noch nicht brennende Gemisch aus der Düse aus. Das kalte Gas im Strahl hat eine höhere Dichte im Vergleich zu den heißen Abgasen, die über die äußere Rezirkulationszone zurücktransportiert werden. Das Aufeinandertreffen der heißen Abgase mit dem kalten Strahl setzt im Randbereich des Strahls einen Mischvorgang in Gang. Heißes Abgas geringerer Dichte dringt in den kälteren Strahlkern höherer Dichte ein und umgekehrt, was zur Ausbildung eines negativen Dichtegradienten führt. Eine derartige Dichteverteilung im Potentialwirbel wirkt verstärkend auf turbulenzartige Störungen in der Strömung [154], denn unter diesen Umständen wird der ausgelenkte Fluidballen aufgrund der ungünstigen Kräftebilanz weiterbefördert und nicht mehr zurückversetzt (Abbildung 4-6, rechts).

Die nachfolgenden Ergebnisse stellen die Wirkung der **Luftvorwärmtemperatur** auf die untersuchten geschwindigkeitsbezogenen Strömungsgrößen dar. In Abbildung 4-7 oben, ist eine wesentliche Erhöhung der mittleren Geschwindigkeit mit zunehmender Vorwärmtemperatur der Verbrennungsluft zu beobachten. Diese Erkenntnis korreliert gut mit der nach der gasdynamischen Beziehung (4-1) zu erwartenden Temperaturabhängigkeit der Austrittsgeschwindigkeit der Gasströmung am Düsenaustritt. Es fällt auf, dass sich auch die negative Axialgeschwindigkeit in der Rezirkulationszone leicht er-

höht. Die Variation der Luftvorwärmung hat Einfluss auf die Dichte des Mediums und verändert die Strömungsgeschwindigkeiten, allerdings sind davon sowohl Axial- als auch Drehimpulsstrom betroffen. Daher bleibt die Drallzahl und somit auch die Größe der IRZ auf demselben Niveau. Wie der Verlauf der normierten Strömungsgeschwindigkeit (Abbildung 4-7, unten) verdeutlicht, bleibt das Strömungsfeld trotz Erhöhung des mittleren Geschwindigkeitsniveaus in beiden Fällen ähnlich.

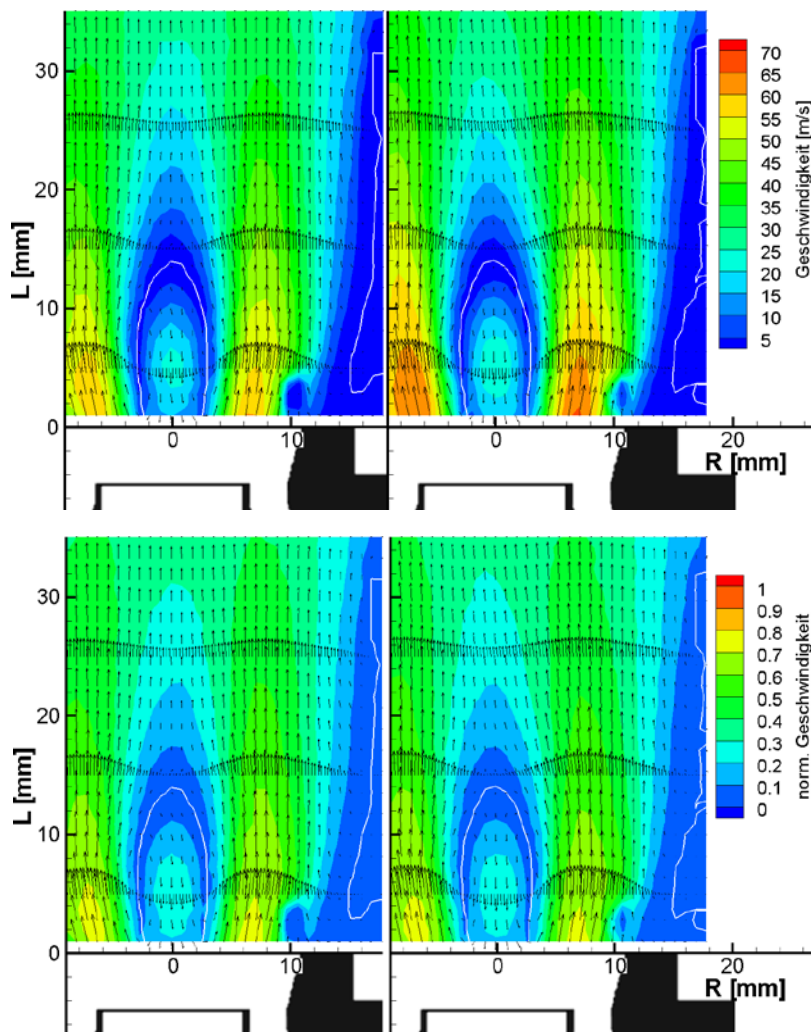


Abbildung 4-7: Abhängigkeit der absoluten (oben) und der mit der volumetrischen Austrittsgeschwindigkeit normierten (unten) Strömungsgeschwindigkeit von der Luftvorwärmtemperatur (Druck 3 bar; T_v 373/473 K; ΔP 3 %; A_{eff} 212 mm²; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm; vol. Austrittsgeschwindigkeit 79,55/89,31 m/s)

Die Änderung des Turbulenzgrades (Abbildung 4-8, oben) lässt auf eine leichte Abnahme mit steigender Temperatur schließen, die sich in Form schrumpfender Isoflächen äußert. Zur Abnahme des Turbulenzgrades trägt die temperaturbedingte Erhöhung der sich im Nenner von Gleichung (2-21) befindenden mittleren Austrittsgeschwindigkeit bei. Die Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit ruft zwar durch die Abhängigkeit $u' \sim U$ eine Steigerung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit hervor (Abbildung 4-8, unten). Aber die turbulenten Schwankungen werden bei der höheren

Vorwärmtemperatur stärker durch die gestiegene kinematische Viskosität des Gases gedämpft, sodass die Erhöhung der Schwankungsgeschwindigkeit im Vergleich zur Zunahme der mittleren Strömungsgeschwindigkeit verhältnismäßig kleiner ausfällt, was die Abnahme des Turbulenzgrades zur Folge hat.

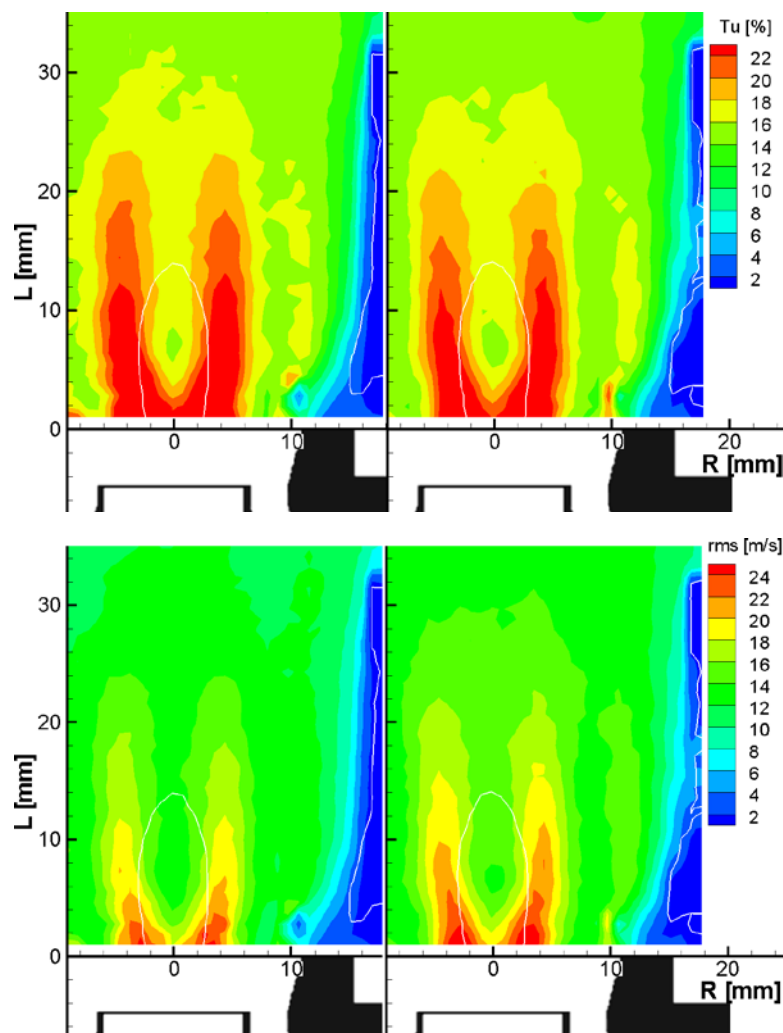


Abbildung 4-8: Abhängigkeit des Turbulenzgrades (oben) und der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit (unten) von der Luftvorwärmtemperatur (Druck 3 bar; T_v 373/473 K; ΔP 3 %; A_{eff} 212 mm²; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm; vol. Austrittsgeschwindigkeit 79,55/89,31 m/s)

Die Betrachtung der Geschwindigkeitsfelder von zwei Düsen mit unterschiedlichen **effektiven Flächen** (Abbildung 4-9) führt zu der Erkenntnis, dass die Strömung der größeren Düse, außerhalb des Einflussbereichs der IRZ, ein leicht höheres Geschwindigkeitsniveau im Vergleich zur kleineren Düse aufweist (Abbildung 4-9, oben rechts und Mitte), was auf den ebenfalls in der Abbildung erkennbaren kleineren Öffnungswinkel der Strömung der größeren Düse zurückzuführen ist (Kapitel 4.3.3). Auffällig ist außerdem die Auswirkung der geometrischen Skalierung der Düsen auf die Dimensionen der Rezirkulationszone, deren Zuwachs mit dem längenbezogenen Skalierungsfaktor der Düsen gut übereinstimmt.

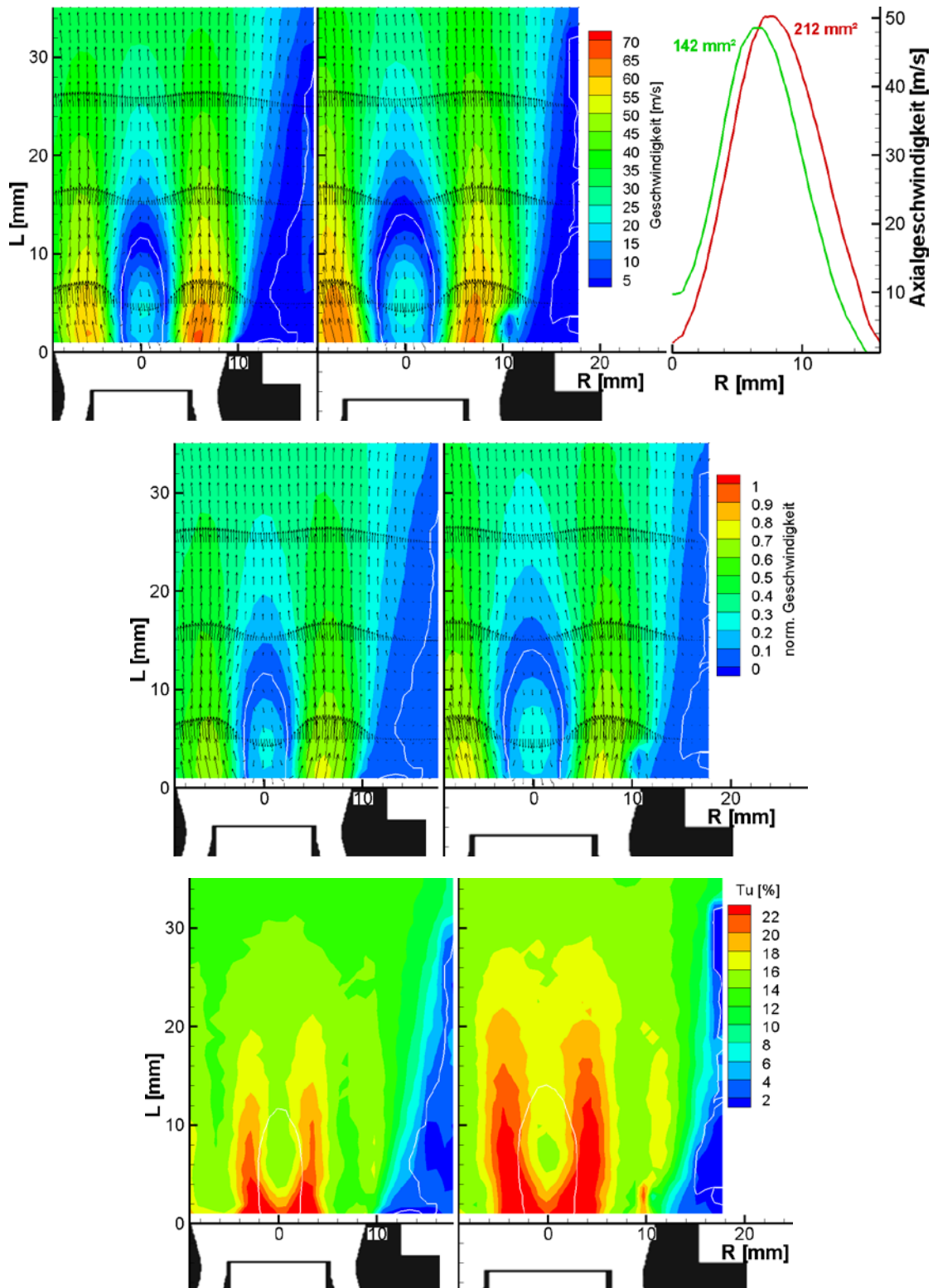


Abbildung 4-9: Abhängigkeit der absoluten (oben links und oben Mitte), der mit der volumetrischen Austrittsgeschwindigkeit normierten Strömungsgeschwindigkeit (Mitte) und des Turbulenzgrades (unten) vor der effektiven Fläche der Düse sowie radialer Verlauf der axialen Geschwindigkeit in 15 mm Abstand von der Düse (oben rechts) (Druck 3 bar; T_v 473 K; ΔP 3 %; A_{eff} 142/212 mm^2 ; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm; vol. Austrittsgeschwindigkeit 90,13 m/s)

Die Messergebnisse weisen zudem auch auf eine Steigerung der Turbulenzintensität mit der effektiven Fläche der Düse hin (Abbildung 4-9, unten). In dieser Arbeit wird der Turbulenzgrad nach Gleichung (2-21) mit der mittleren volumetrischen Austrittsgeschwindigkeit der Gasströmung aus der Düse gebildet. Da die im Nenner auftretende Austrittsgeschwindigkeit vom Düsendurchmesser unabhängig ist, zeugt die Zunahme des Turbulenzgrades von einer Erhöhung der turbulenten Schwankungsintensität. Durch den kleineren Öffnungswinkel des Jets bei der größeren Düse ist, wie in der oberen Bilderreihe in Abbildung 4-9 zu erkennen, die Strömungsgeschwindigkeit lokal höher, im Vergleich zu der kleineren Düse. Diese höhere örtliche Strömungsgeschwindigkeit ruft über die Abhängigkeit $u' \sim U$ (Kapitel 4.5) stärkere turbulente Schwankungen hervor, die sich im erhöhten Turbulenzgrad widerspiegeln. Da die Turbulenz im konkreten Fall hauptsächlich in der Scherschicht an der Grenze zwischen dem Hauptstrahl und der Rezirkulationszone entsteht, sorgt außerdem die tiefere axiale Geschwindigkeit in der Rezirkulationsblase (Abbildung 4-9, oben rechts) bei der größeren Düse für einen steileren Geschwindigkeitsgradienten an der Grenze und somit für eine weitere Verstärkung der Turbulenzintensitäten.

Nachfolgend ist der Einfluss der Variation des **Druckverlustes** über die Düse auf die geschwindigkeitsbezogenen Strömungsgrößen zu sehen. Die gasdynamische Beziehung (4-1) liefert mit steigendem Druckverlust über die Düse eine deutliche Zunahme der Austrittsgeschwindigkeit, die in der grafischen Darstellung der gemessenen absoluten Strömungsgeschwindigkeit (Abbildung 4-10, oben) unschwer zu erkennen ist. Ähnlich wie im Falle der Variation der Luftvorwärmtemperatur ist davon auch die negative Axialgeschwindigkeit in der Rezirkulationsblase betroffen, die ebenfalls steigt. Auch hier sind die Abmessungen der inneren Rezirkulationszone nicht von der Variation des Druckverlustes abhängig, da dabei sowohl Axial- als auch Drehimpulsstrom verändert werden, und somit die Gesamtdrallzahl auf demselben Niveau bleibt. Trotz der wesentlichen Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit bleibt die Struktur des Strömungsfeldes mit der Variation des Druckverlustes ähnlich, wie die normierten Geschwindigkeitsfelder bestätigen (Abbildung 4-10, Mitte).

Um den Einfluss des Druckverlustes auf die Turbulenzintensität zu verdeutlichen, wird anstatt des näherungsweise konstanten Turbulenzgrades die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit verwendet (Abbildung 4-10, unten). Letztere nimmt mit steigendem Druckverlust aufgrund der zunehmenden Strömungsgeschwindigkeit erwartungsgemäß zu und kann auf diese Weise neben der turbulenten Brenngeschwindigkeit auch noch die Verdampfungsrate der flüssigen Brennstofftropfen beeinflussen (vgl. Kapitel 4.3.4).

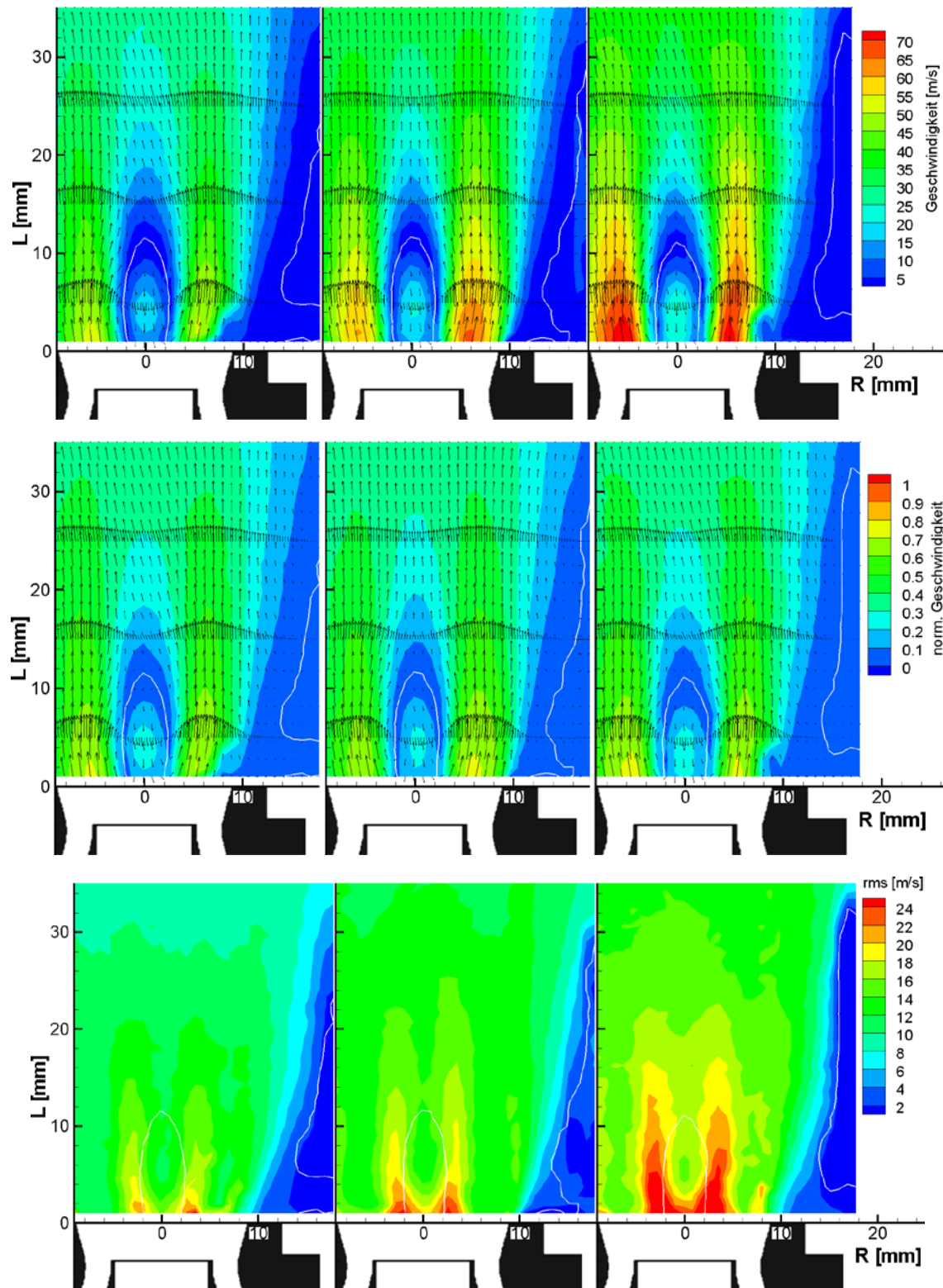


Abbildung 4-10: Abhängigkeit der absoluten (oben), der mit der volumetrischen Austrittsgeschwindigkeit normierten (Mitte) Strömungsgeschwindigkeit und der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit (unten) vom Druckverlust über die Düse (Druck 3 bar; T_v 473 K; ΔP 2/3/4 %; A_{eff} 142 mm²; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm; vol. Austrittsgeschwindigkeit 72,71/90,95/100,36 m/s)

Außer für die indirekte Bestimmung der Geschwindigkeit der Gasströmung mittels des an sehr kleinen DEHS-Tropfen gestreuten Lichtes kann die PIV-Messmethode auch zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Brennstofftropfen im Spray angewendet werden (Abbildung 4-11, links). In diesem Fall fanden die Untersuchungen mit überlagerter Verbrennung statt. Da die Brennstofftropfen meistens zu groß sind, um der Strömung trägheitslos folgen zu können, sind die entsprechenden Daten als Geschwindigkeit der Tropfen und nicht als die der Gasphase anzusehen. Im Gegensatz zu der mit DEHS-Tropfen versetzten Luftströmung sind räumliche Verteilung und Konzentration der Brennstofftropfen in der Strömung wesentlich ungleichmäßiger, was die Auswertung beeinträchtigt und die stärkere Streuung der Messdaten erklärt.

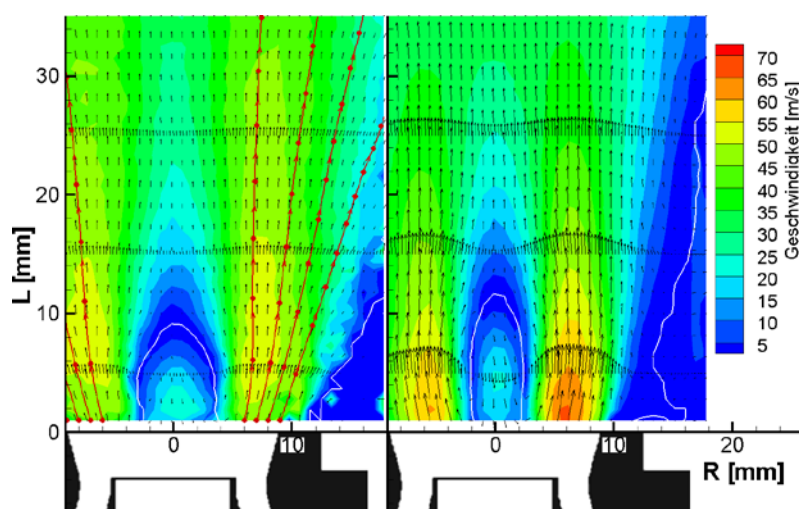


Abbildung 4-11: Geschwindigkeitsfeld der Brennstofftropfen (links) verglichen mit der dazugehörigen isothermen Messung (Druck 3 bar; T_v 473 K; ΔP 3 %; LBV 27,8/-; A_{eff} 142 mm²; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm). Der Abstand zwischen zwei benachbarten Punkten entlang einer Stromlinie (rot dargestellt) entspricht 100 μs

Im Vergleich zum isothermen Fall (Abbildung 4-11, rechts) weiten sich die Stromlinien der Brennstofftropfen mit überlagerter Verbrennung (links) steiler in radialer Richtung aus. Da die äußere Rezirkulationszone im reagierenden Fall dem kalten Frischgemisch heiße Abgase beimischt, deren Temperatur bis zu 80 % der adiabaten Verbrennungstemperatur betragen kann [152], wird das Frischgemisch stark erhitzt. In Folge der thermischen Expansion weitet sich die Strömung aus.

Es ist außerdem anhand der Farbkodierung der Geschwindigkeitsfelder gut zu erkennen, dass die Brennstofftropfen, die sich mit relativ geringer Geschwindigkeit von der Zerstäuberlippe ablösen, im düsenahen Bereich zuerst von der schnellen Gasphase beschleunigt werden. Durch die radiale Expansion der Gasströmung nimmt ihre Geschwindigkeit mit der Entfernung zur Düse kontinuierlich ab, was die Brennstofftropfen weiter stromab wieder abbremst. Anhand des festgelegten Zeitschrittes von 100 μs zwischen zwei aufeinanderfolgenden roten Punkten lässt sich aus den Messdaten bestim-

men, dass die Brennstofftropfen die für diesen Fall zutreffende Länge der Abhebezone von 37,5 mm in 1 ms zurücklegen.

Die korrekte Wiedergabe der Geschwindigkeitsvektoren in der Rezirkulationszone deutet auf eine erfolgreiche Auswertung der Messdaten hin, was nur möglich ist, wenn sich ausreichend Brennstofftropfen in der Rezirkulationszone befinden, die zudem auch der negativ gerichteten Gasströmung folgen. Die im inneren Rückströmgebiet eingefangenen Brennstofftropfen verweilen wesentlich länger, verglichen mit der Zeit, die die Tropfen außerhalb der IRZ zum Erreichen der Flamme benötigen, was den Verdampfungsgrad des zugeführten Brennstoffes zusätzlich erhöht. Die Rezirkulationszone, selbst wenn sie nicht direkt an der Flammenstabilisierung beteiligt ist, verbessert somit die Gemischhomogenität und das NO_x -Emissionsverhalten im mageren Bereich (vgl. Kapitel 4.4).

4.3 Einfluss der Betriebsparameter auf Abhebehöhe und Verdampfung des Brennstoffes

Die Ergebnisse aus der Chemilumineszenz und aus der Visualisierung der Brennstofftropfen werden im Nachfolgenden gemeinsam auf den Abbildungen dargestellt. Ein Beispiel dafür ist Abbildung 4-12. Im unteren Bereich eines jeden Bildes ist die jeweilige Düse schematisch im korrekten Maßstab dargestellt. Die Hauptrichtung der Strömung ist von unten nach oben.

Die Intensität des von den Brennstofftropfen gestreuten Lichtes ändert sich zwischen zwei benachbarten weißen Kurven um 10 %. Außerhalb der letzten weißen Umrandung liegt der Brennstoff praktisch nur noch als Dampf vor.

Die Intensität des von den angeregten Radikalen emittierten Lichtes ist durch Falschfarben wiedergegeben. Dabei ist der Bereich zwischen minimaler und maximaler Lichtintensität in zehn gleich große Falschfarbenbereiche unterteilt. Es wird auf eine Skala verzichtet, da die Intensität des emittierten Lichtes nicht mit der wahren Wärmefreisetzungsrate in Verbindung gebracht werden kann [155]. Die Symmetrieachse (vertikale schwarze Linie) teilt das Bild in zwei Bereiche auf. Der linke Teil gibt die Lichtintensität wieder, so wie sie von der Kamera aufgenommen worden ist. Auf dem rechten Bildabschnitt ist die entabelte Intensitätsverteilung dargestellt. Wie im theoretischen Teil dieser Arbeit angedeutet (Kapitel 3.3.2.2), reagiert die Abel-Inversion in Achsennähe sehr empfindlich auf Rauschen in den Rohdaten. Das könnte in diesem Bereich zu überhöhten Werten für die mittels Abel-Inversion berechnete Lichtintensität führen. Trotz des in diesem Fall weiter gespreizten Bereichs zwischen minimaler und maximaler Intensität werden auch hier aus Konsistenzgründen zehn gleich breite Falschfarbenbereiche verwendet. Dadurch verlagert sich die Farbdarstellung insgesamt zu kühleren

Tönen, was aber den Hauptzweck der Entabelung, nämlich die wahre Form der Reaktionszone zu ermitteln, nicht beeinträchtigt.

Im Rohbild stammt 90 % der Lichtintensität aus Bereichen oberhalb der quer zur Hauptrichtung der Strömung eingezeichneten weißen Linie. Durch diese Definition der Abhebehöhe wird, im Vergleich zur gängigen Angabe der Länge der reaktionsfreien Zone, der Verlagerung der heißen Hauptreaktionszone bei Variation der Betriebsbedingungen besser Rechnung getragen, da Letztere die Bildung von Stickoxiden stark mitbestimmt. Neben der Linie ist ihr Abstand zum Düsenaustritt in Millimeter angegeben.

4.3.1 Betriebsdruck

Bei der Betrachtung der Ergebnisse aus der Chemilumineszenz für unterschiedliche Druckstufen ist es deutlich zu erkennen, dass die Reaktionszone mit steigendem Druck kompakter wird und sich stromauf verlagert (Abbildung 4-12). Die Abel-Inversion (die rechte Hälfte eines jeden Bildes) bringt außerdem zum Vorschein, dass sich die Stabilisierungszone der Flamme im äußeren Randbereich des Spraynachlaufs befindet. Dort trifft das in den Eckwirbeln enthaltene rezirkulierende heiße Medium auf das Frischgas und bringt es auf Zündtemperatur. Die Zündung und die stabile Verbrennung werden zusätzlich durch die verringerte Geschwindigkeit an dieser Stelle erleichtert (Kapitel 4.5). Die innere Rezirkulationszone spielt bei diesem Flammentyp in Bezug auf die Stabilität nur eine untergeordnete Rolle und ist aufgrund ihrer kurzen Länge (Kapitel 4.2) nicht in der Lage, günstige Bedingungen für eine Flammenstabilisierung nah am Düsenaustritt herzustellen, daher erfolgt im achsennahen Bereich die Zündung erst weiter stromab.

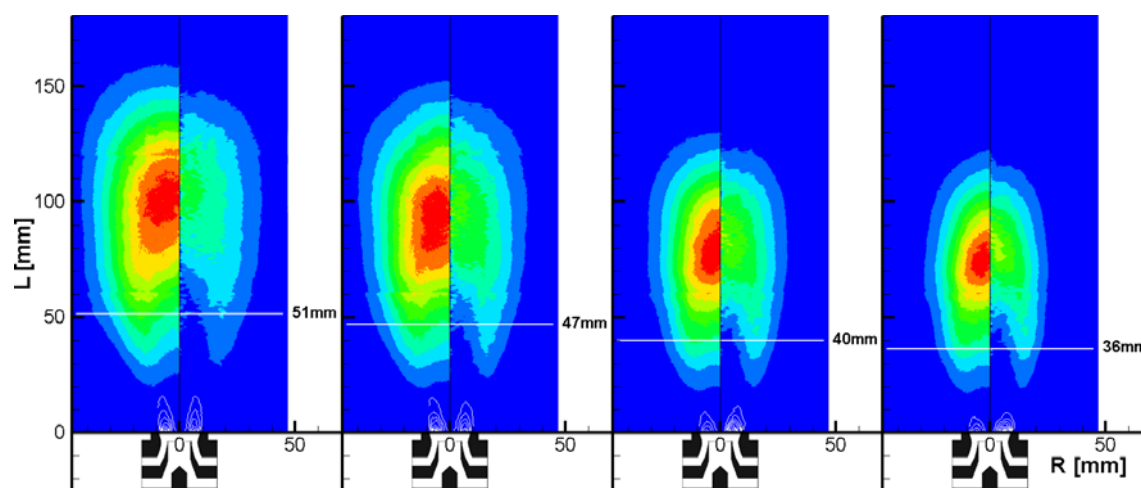


Abbildung 4-12: Lage der Reaktionszone und Konturen des Brennstoffsprays für verschiedene Drücke (Druck 3/4/5/6 bar; T_v 673 K; ΔP 3 %; LBV 27,8; A_{eff} 142 mm²; OH*; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm)

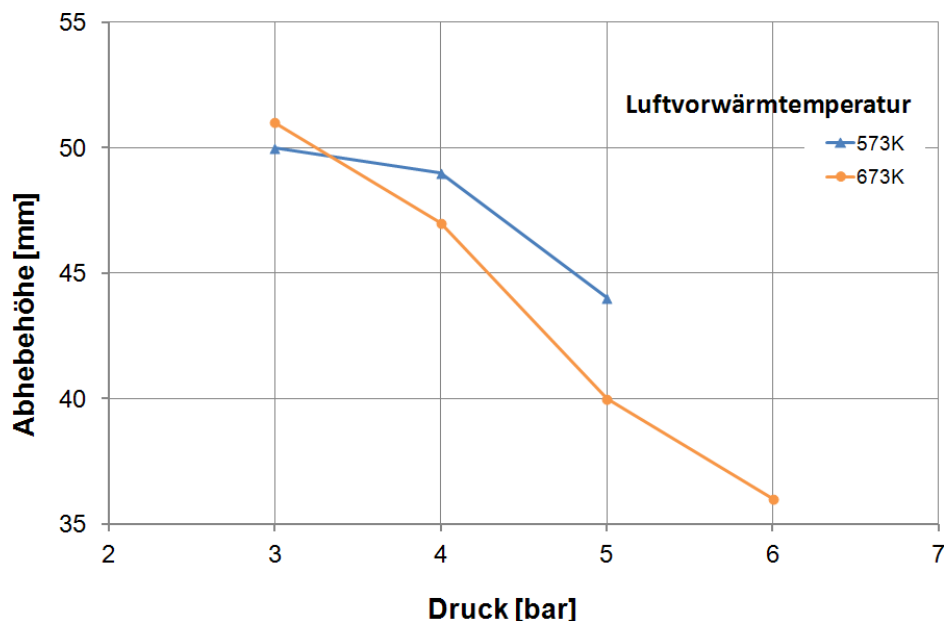


Abbildung 4-13: Verlauf der Abhebehöhe in Abhängigkeit vom Betriebsdruck (ΔP 3 %; LBV 27,8; A_{eff} 142 mm²; OH*; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm)

Die nach der am Anfang dieses Kapitels beschriebenen Methode definierte Abhebehöhe ist in Bezug auf ihre Druckabhängigkeit in Abbildung 4-13 aufgetragen und bestätigt die bereits in den Rohdaten erkennbare negative Tendenz. Da die Verweilzeit in der Brennkammer praktisch vom Druck unabhängig ist (gleiche Strömungsgeschwindigkeit, Kapitel 4.2), deutet eine Verlagerung der Abhebehöhe stromauf auf ein schnelleres Abreagieren des Frischgases hin. Die Bedeutung der Brenngeschwindigkeit für die Position der Reaktionszone lässt sich zum Beispiel aus den Ergebnissen der von Sequera et al. durchgeführten Studie erahnen [156]. Wie auch bei der vorliegenden Studie, konzentrierten sich deren Untersuchungen auf das Verhalten einer abgehobenen verdrallten Flamme. Die Variation des Wasserstoffgehalts im Brennstoff führte zu einer Veränderung der Brenngeschwindigkeit des Gemisches. Die Autoren stellten eine Verlagerung der Flamme stromauf mit zunehmendem Wasserstoffgehalt fest.

Das in Kapitel 2.3.1 eingeführte Schmid-Modell (4-2) lässt sich - abhängig von der Turbulenzintensität - umformen und liefert Beziehungen für die turbulente Brenngeschwindigkeit in Bereichen geringer bzw. starker Turbulenz:

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + \frac{u'}{S_L} (1 + Da^{-2})^{-\frac{1}{4}} \quad (4-2)$$

In Gebieten der Flamme mit schwachen turbulenten Schwankungen ist das turbulente Zeitmaß $\tau_t = l_t/u'$ groß. Im Falle einer schnelleren Verbrennungsreaktion, die sich in kleinen Zeitmaßen der Wärmefreisetzung $\tau_F = \delta/S_L$ widerspiegelt, ergibt sich eine Damköhler-Zahl nach Gleichung (2-42), die deutlich größer als eins ist. Unter diesen Bedingungen reduziert sich in der obigen Gleichung der Ausdruck in den Klammern zu

eins. Daraus ergibt sich eine Beziehung für die turbulente Brenngeschwindigkeit in Bereichen schwacher Turbulenz:

$$S_T = S_L + u' \quad (4-3)$$

Diese Gleichung sagt eine Druckabhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit proportional zur Druckabhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit voraus. Letztere ist am Beispiel einer stöchiometrischen Methan-Luft-Verbrennung negativ, da $S_L \sim 1/\sqrt{p}$ ist [157].

In Bereichen, die durch starke turbulente Schwankungen und gleichzeitig durch eine langsame chemische Reaktion geprägt sind, ist die Damköhler-Zahl dagegen geringer als eins. In diesem Fall wird der Ausdruck in den Klammern in Gleichung (4-2) durch die Damköhler-Zahl dominiert, sodass $1 + Da^{-2} \approx Da^{-2}$ ist. Damit reduziert sich Gleichung (4-2) zu:

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + \frac{u'}{S_L} Da^{\frac{1}{2}} = 1 + \frac{u'}{S_L} \sqrt{\frac{l_t S_L}{u' \delta}} = 1 + \sqrt{\frac{l_t u'}{\delta S_L}} \quad (4-4)$$

Mit der Proportionalität $\delta S_L \sim \bar{a}$ (Gleichung (2-13)) erhält man aus Gleichung (4-4), unter der Annahme einer Prandtl-Zahl von eins, eine Beziehung für die turbulente Brenngeschwindigkeit in Bereichen starker Turbulenz:

$$S_T \sim S_L \sqrt{Re_t} \quad (4-5)$$

Folglich spielt in Gebieten der Flamme, die durch kleine Damköhler-Zahlen gekennzeichnet sind, neben der Druckabhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit auch noch die Druckabhängigkeit der in der turbulenten Reynolds-Zahl auftretenden kinematischen Viskosität eine Rolle. Bei Gasen gilt für diese $\nu \sim 1/p$.

In welchen Bereich sich die untersuchten Flammen einordnen, lässt sich mit Hilfe des Borghi-Diagramms (Abbildung 4-14, Kapitel 2.3.2), auf der Basis der dominierenden Art von Turbulenz-Chemie-Interaktionen, anschaulich darstellen. Damit eine Einordnung vorgenommen werden kann, ist die Kenntnis der turbulenten Schwangungsgeschwindigkeit u' , der laminaren Brenngeschwindigkeit S_L , des integralen Längenmaßes l_t sowie der laminaren Flammenfrontdicke δ für jeden Betriebspunkt erforderlich. Als Grundlage für die Bestimmung der turbulenten Größen u' und l_t dienten die in Kapitel 4.2 vorgestellten Geschwindigkeitsmessungen. Die Ermittlung des integralen Längenmaßes l_t erfolgte nach dem in Kapitel 2.2 beschriebenen Verfahren aus dem Verlauf des Korrelationskoeffizienten $K(x)$.

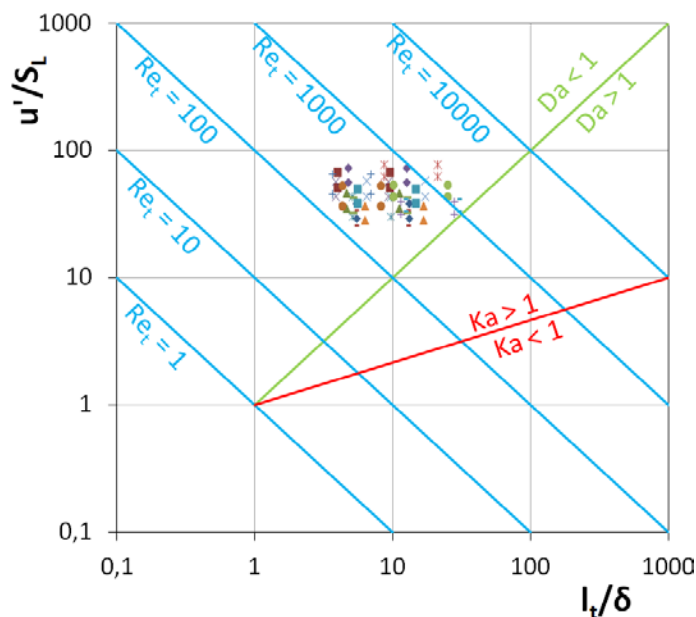


Abbildung 4-14: Einordnung der untersuchten Drallflammen im Borghi-Diagramm

Erwartungsgemäß ergeben sich - je nach Lage im Brennerraum - unterschiedliche Werte für die charakteristischen Turbulenzgrößen. Für die Einordnung der Flammen in das Borghi-Diagramm wurden die turbulenten Größen aus Positionen stromauf von der Flammenbasis verwendet. Anhand der Messdaten aus allen vermessenen Betriebspunkten lässt sich schließen, dass die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit im Bereich zwischen 10,7 und 19,2 m/s liegt. Die Größe der Energie tragenden Wirbel, repräsentiert durch das dazugehörige integrale Längenmaß, beträgt zwischen 2,0 und 6,3 mm. Da die verschiedenen Wirbelklassen sich unterschiedlich auf die Flammenstruktur auswirken können, ist es nicht zweckmäßig, die untersuchten Flammen durch jeweils nur einen Punkt im Borghi-Diagramm darzustellen. Stattdessen wird hier für jeden Betriebspunkt aus der Streuung der relevanten turbulenten Größen die wahrscheinlichste Position der Flamme in Form einer rechteckigen Fläche ermittelt. Die Flächen aus allen Betriebspunkten sind in Abbildung 4-14 durch je vier gleichartige Punkte angedeutet.

Wie der Abbildung zu entnehmen ist, sind die untersuchten Drallflammen in den Bereich der starken Turbulenz und der langsamen Chemie einzuordnen, der sich durch hohe Reynolds-Zahlen und Damköhler-Zahlen geringer als eins kennzeichnet. Im Falle einer stöchiometrischen Methan-Luft-Verbrennung ergäbe sich daraus nach Gleichung (4-5) keine Druckunabhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit, da die laminare Brenngeschwindigkeit von Methan und die Wurzel der kinematischen Viskosität gleich stark vom Druck abhängen. Im Allgemeinen ist die Druckabhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit eines Brennstoffes von der Gesamtreaktionsordnung n der Verbrennungsreaktion abhängig [158]. Diese ist bei langkettigen Kohlenwasserstoffen wie beispielsweise Kerosin höher als bei Methan, woraus sich eine geringere Druckab-

hängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit und eine positive Druckabhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit ergeben würde:

$$S_L \sim p^{\left(\frac{n-2}{2}\right)} \quad (4-6)$$

Kobayashi et al. legten den Druckexponenten der laminaren Brenngeschwindigkeit eines stöchiometrischen Propan-Luft-Gemisches auf -0,26 fest, eines Ethen-Luft-Gemisches sogar auf -0,24 [159]. Bradley et al. ermittelten für die Druckabhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit von Iso-Oktan-Luft-Gemischen einen Wert von -0,282 [160]. Franzelli et al. setzten einen reduzierten Zwei-Schritt-Mechanismus ein, um die vorgemischte Kerosin-Luft-Verbrennung unter verschiedenen Drücken und Temperaturen zu simulieren [161]. Aus ihren Ergebnissen geht hervor, dass der Exponent der Druckabhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit von Kerosin auf -0,265 zu beziffern und praktisch unabhängig von der Gemischzusammensetzung ist. Wird dieser Wert in das Schmid-Modell eingesetzt, ergibt sich für die Druckabhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit von Kerosin-Luft-Gemischen im hochturbulenten Bereich die Beziehung $S_T \sim p^{0,235}$. Pieringer et al. [162] befassten sich mit der turbulenten Brenngeschwindigkeit unter Bedingungen typisch für Industrieanwendungen und folgerten daraus, dass für Flammen in Gasturbinen neben dem Schmid-Modell auch noch das Modell von Zimont [163] gut geeignet ist:

$$S_T \sim S_L^{0,5} a^{-0,25} \quad (4-7)$$

Es liefert eine im Vergleich zum Schmid-Modell geringere, jedoch immer noch positive Druckabhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit von Kerosin-Luft-Gemischen, die sich durch die Proportionalität $S_T \sim p^{0,118}$ beschreiben lässt.

Die positive Druckabhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit wurde von Khramtsov auch für den Fall einer Propan-Luft-Verbrennung experimentell bestätigt [164]. Sein Ergebnis $S_T \sim p^{0,12}$ korreliert gut mit der nach dem Zimont-Modell für Propan errechneten Druckabhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit. Untersuchungen von Bradley et al. [165] an Iso-Oktan-Luft-Gemischen lieferten einen Exponenten für die Druckabhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit von 0,13, der ebenfalls gut mit dem nach dem Zimont Modell errechneten Wert übereinstimmt.

Aus Abbildung 4-12 ist ersichtlich, dass mit steigendem Druck die Verdampfung des Brennstoffsprays, trotz des leistungsbedingten höheren Brennstoffdurchsatzes, immer früher abgeschlossen wird. Diverse Studien belegen, dass der Betriebsdruck einen wesentlichen Einfluss auf die Zerstäubung von flüssigem Brennstoff hat. Nach Rizkalla und Lefebvre ändert sich im Falle einer Airblast-Düse der Sauterdurchmesser mit dem Druck gemäß der Beziehung $SMD \sim p^{-0,6}$ [166]. Auch Mayer befasste sich mit luftgestützten Zerstäubern und stellte fest, dass eine Erhöhung des dynamischen Druckes, das heißt des Betriebsdruckes und/oder der relativen Geschwindigkeit des Hilfsme-

diums, zur Bildung von feineren Tropfen führt [167]. Die Verfeinerung des Tropfenkollektivs erhöht die spezifische Oberfläche und beschleunigt den Verdampfungsvorgang unter Druck.

4.3.2 Luftvorwärmtemperatur

Der Einfluss der Vorwärmtemperatur der Luft auf die Tropfenverdampfung ist in Abbildung 4-15 gut zu erkennen. Eine höhere Temperatur der Verbrennungsluft führt aufgrund der intensiveren Verdampfung zu einer wesentlichen Verkürzung der sichtbaren Länge des Brennstoffsprays.

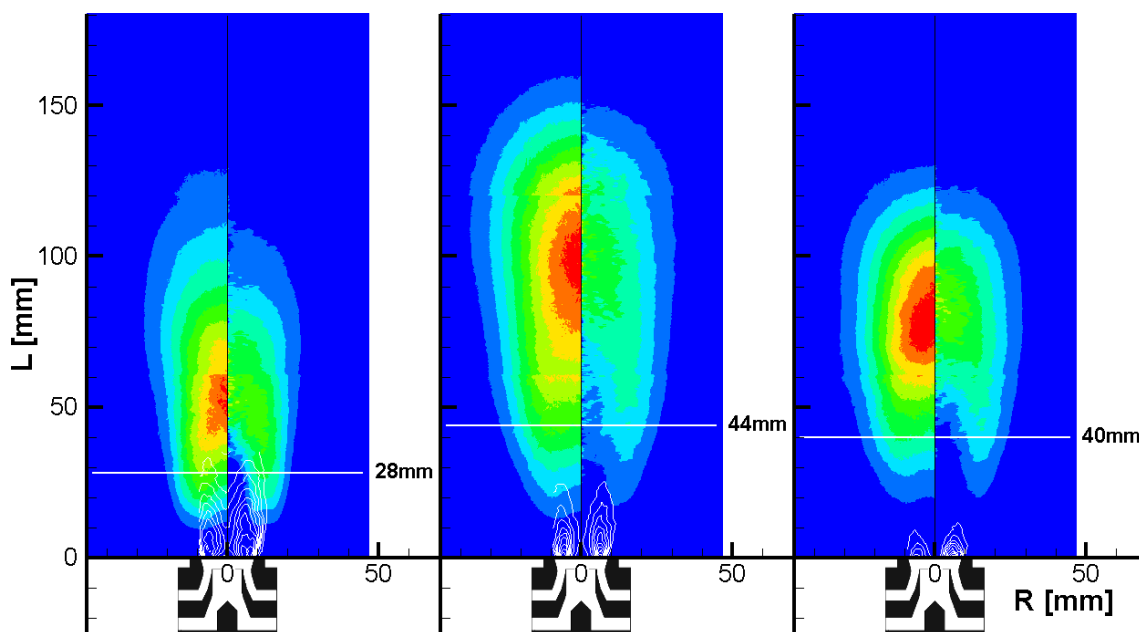


Abbildung 4-15: Lage der Reaktionszone und Konturen des Brennstoffsprays für verschiedene Vorwärmtemperaturen (Druck 5 bar; T_v 473/573/673 K; ΔP 3 %; LBV 27,8; A_{eff} 142 mm²; OH*; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm)

Die Auswirkung der Vorwärmtemperatur der Verbrennungsluft auf die Lage der Reaktionszone ist etwas komplexer und führt mit steigender Lufttemperatur zunächst zu einer Verlagerung der Flammenposition stromab. Die Abhebehöhe nimmt jedoch nach dem Erreichen eines Maximums bei noch höherer Luftvorwärmtemperatur wieder ab (Abbildung 4-16). Einer der Gründe für die Verlagerung der Reaktion stromabwärts ist die mit zunehmender Luftvorwärmtemperatur geringer werdende Penetration des Brennstoffsprays in die Brennkammer (Abbildung 4-15). Bei niedriger Luftvorwärmtemperatur bleibt der Brennstoff konzentriert im Spray und kann nicht durch die Vermischung mit Luft schnell abgemagert werden. Aufgrund der hohen Brenngeschwindigkeit des fetteren Gemisches kann die Reaktion auch im durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten geprägten düsen nahen Bereich stattfinden. Bei weiterer Steigerung der Lufttemperatur führt die schnellere Verdampfung dazu, dass der verdampfende Brennstoff von den turbulenten Strukturen in radialer Richtung schneller abtransportiert wer-

den kann. Dadurch nehmen die Spitzenkonzentrationen des Brennstoffs im Gemisch ab. Aufgrund der verringerten maximal vorkommenden Brenngeschwindigkeit wandert die Reaktionszone zu den Gebieten niedriger Anströmgeschwindigkeit in größerer Entfernung zur Düse.

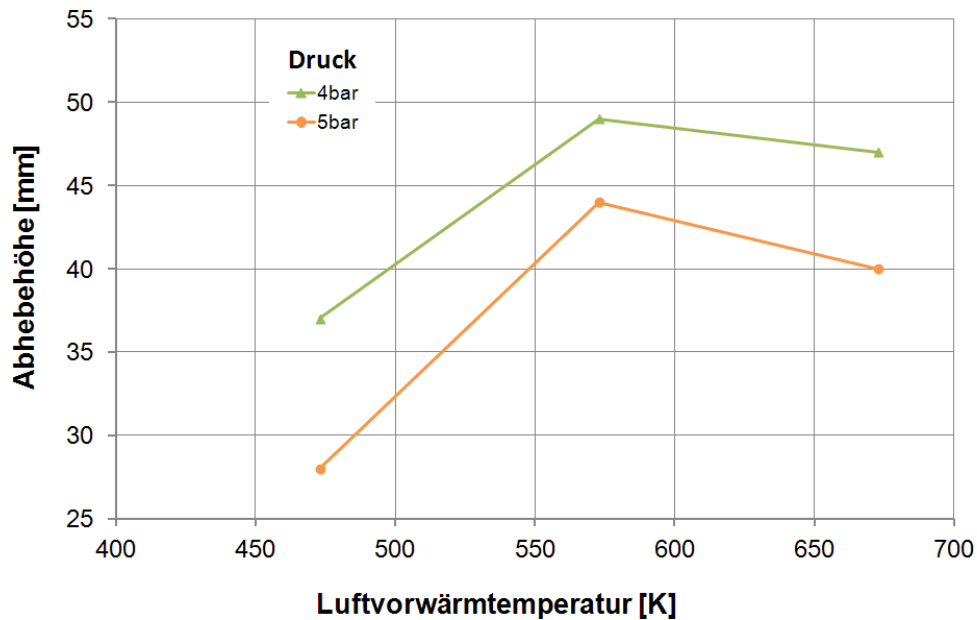


Abbildung 4-16: Verlauf der Abhebehöhe in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur (ΔP 3 %; LBV 27,8; A_{eff} 142 mm²; OH*; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm)

Einen weiteren Beitrag zur Verlagerung der Reaktionsgebiete stromabwärts leistet die temperaturbedingte Erhöhung der Luftaustrittsgeschwindigkeit. Nach der gasdynamischen Beziehung (4-1) ist die Austrittsgeschwindigkeit der Gasströmung, bei einem konstanten Druckverlust über die Düse p/p_0 , proportional zu der Wurzel der Luftvorwärmtemperatur T_0 (Abbildung 4-17).

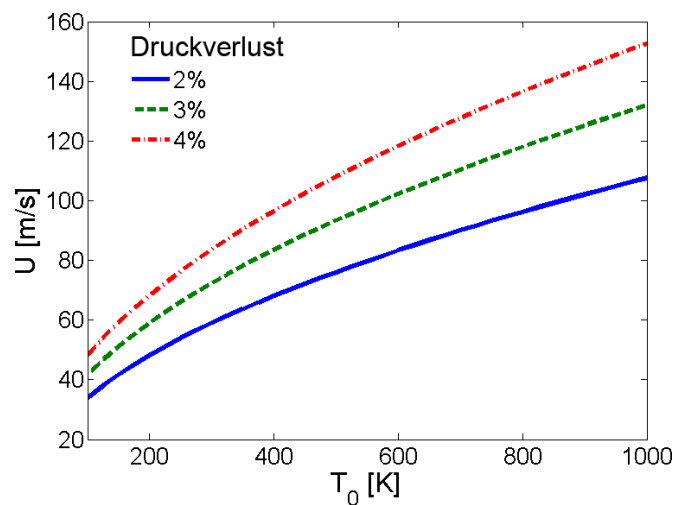


Abbildung 4-17: Austrittsgeschwindigkeit nach der gasdynamischen Beziehung in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur

Aus der Wurzelbeziehung ergibt sich für niedrigere Temperaturen eine steilere Abhängigkeit der Austrittsgeschwindigkeit von der Temperatur. Durch das Abflachen des Verlaufs für höhere Temperaturen lässt die Wirkung dieses Faktors auf die Abhebehöhe nach.

Die Variation der Temperatur der Verbrennungsluft beeinflusst neben der Austrittsgeschwindigkeit auch noch die laminare Brenngeschwindigkeit. Untersuchungen von Metghalchi et al. zufolge [168] nimmt die laminare Brenngeschwindigkeit der untersuchten Brennstoffe mit der Temperatur wie folgt zu:

$$S_L \sim S_{L,ref} \left(\frac{T}{298 \text{ K}} \right)^{2,18-0,8(\phi-1)} \quad (4-8)$$

Die Simulationsergebnisse von Franzelli et al. bestätigen diese Tendenz [161]. Danach nimmt der Exponent der Temperaturabhängigkeit, analog zur Gleichung (4-8), mit der Luftzahl zu und liegt für überstöchiometrische Gemische zwischen 1,85 und 2. Im Gegensatz zu der Luftaustrittsgeschwindigkeit (Abbildung 4-17) gewinnt die laminare Brenngeschwindigkeit, aufgrund der quadratischen Temperaturabhängigkeit, bei höheren Lufttemperaturen immer mehr an Bedeutung und führt schließlich zur Reduktion der Abhebehöhe (Abbildung 4-16).

4.3.3 Effektive Fläche der Düse und Gemischstöchiometrie

Bei Untersuchungen an freibrennenden abgehobenen Strahlflammen gelangte Kalghatgi zu der Erkenntnis, dass die Abhebehöhe vom Durchmesser der Düse unabhängig ist [93]. Im Gegensatz zu freibrennenden Flammen wird die Position der Reaktionszone - im Falle der in dieser Studie untersuchten eingeschlossenen abgehobenen Flammen - von einer Reihe anderer Faktoren mitbestimmt. Dazu zählen beispielsweise die beim Reduzieren des Expansionsfaktors D/d (wie zum Beispiel größere Düse bei konstantem Durchmesser der Brennkammer) höher werdende Strömungsgeschwindigkeit in der Brennkammer und die abnehmende Rezirkulationsmenge über die äußere Rezirkulationszone. Bei sonst gleichen Betriebsbedingungen ist die Austrittsgeschwindigkeit der Gasströmung aus der Düse konstant ($\bar{U}_{Düse}$ in Abbildung 4-18) und gemäß Gleichung (4-1) von der effektiven Fläche der Düse unabhängig. Der volumetrische Durchsatz der Gasströmung ($\bar{U}_{Düse} A_{eff}$) nimmt jedoch mit der effektiven Fläche der Düse zu. Durch die radiale Expansion der Strömung erreicht der Gasstrahl weiter stromab die Wände der Brennkammer. Da der Durchmesser der Brennkammer bei allen Messungen konstant blieb, resultiert daraus bei der größeren Düse - unter Annahme einer konstanten Dichte des Mediums - aufgrund des höheren volumetrischen Durchsatzes eine größere mittlere axiale Geschwindigkeit in der Brennkammer ($A_{eff,klein}/A_{eff,groß} = \bar{U}_{BK,klein}/\bar{U}_{BK,groß}$). Neben diesem Effekt, der vor allem in größerer Entfernung vom Düsenaustritt zum Tragen kommt, führt eine charakteristische Eigenschaft der Frei-

strahlen selbst bei kleineren Abständen zur Düse zu höheren Strömungsgeschwindigkeiten im Falle der größeren Düse. Wie in Kapitel 2.5 beschrieben wurde, hängt der Öffnungswinkel des Gasstrahls θ vom Ähnlichkeitsparameter ξ ab ($\theta = 19^\circ$ für $\xi = 1$, $\theta = 22^\circ$ für $\xi \approx 0,3$). Da der Ähnlichkeitsparameter ξ umgekehrt proportional zum Durchmesser Verhältnis D/d ist, ergibt sich für die größere Düse (kleineres D/d) ein größerer ξ -Wert und somit ein kleinerer Öffnungswinkel des Strahls θ . Der kleinere Öffnungswinkel führt dazu, dass bei der größeren Düse die Austrittsgeschwindigkeit der Gasströmung pro Weglänge langsamer abnimmt und für ein insgesamt höheres Geschwindigkeitsniveau sorgt. Die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen bestätigen die Erkenntnisse dieser theoretischen Überlegung (Kapitel 4.2).

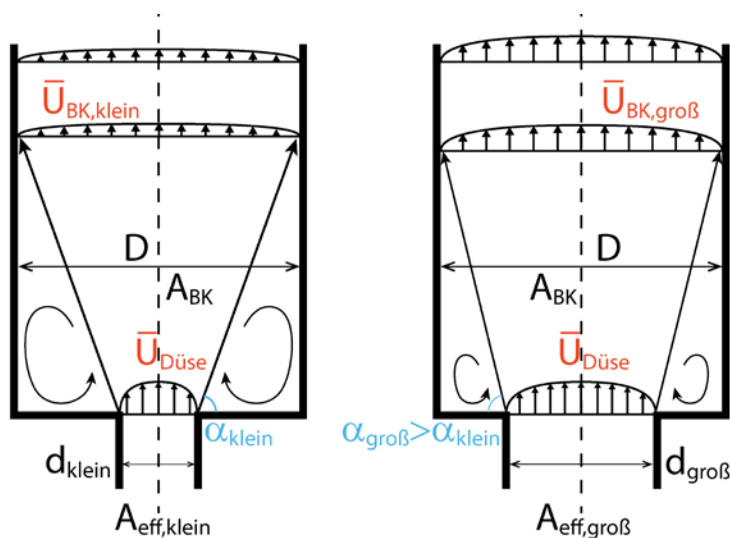


Abbildung 4-18: Veranschaulichung der Variation der mittleren axialen Geschwindigkeit der Strömung in der Brennkammer mit der effektiven Fläche der Düse

Nach der Freistrahtheorie hängt auch die Menge des durch die äußere Rezirkulationszone strömenden Mediums vom Ähnlichkeitsparameter ξ ab (Gleichung (2-76)). Bleibt der Durchmesser der Brennkammer D konstant, so nehmen beim Erhöhen der effektiven Fläche der Düse der Expansionsfaktor D/d , der Kehrwert des Ähnlichkeitsparameters $1/\xi$ und die rezirkulierende Menge ab. Im reagierenden Fall werden durch die äußere Rezirkulation heiße Abgase zurück zum Düsenaustritt befördert, die sich dort mit dem Frischgas vermischen. Bei einer größeren Düse ist - im Vergleich zu einer kleineren Düse - einerseits der volumetrische Durchsatz der Verbrennungsluft durch die Düse höher und andererseits werden, wie oben beschrieben, weniger Abgase zurücktransportiert. Durch die geringere Menge an heißen rezirkulierenden Gasen wird die Hauptströmung weniger vorgeheizt, was sich negativ auf die laminare und somit auch auf die turbulente Brenngeschwindigkeit auswirkt. In Summe bewirken die genannten Faktoren - bei Steigerung der effektiven Fläche der Düse und gleichzeitiger Beibehaltung des Brennkammerquerschnittes - eine Verlagerung der Reaktionszone stromab und folglich eine Erhöhung der Abhebehöhe (Abbildung 4-19).

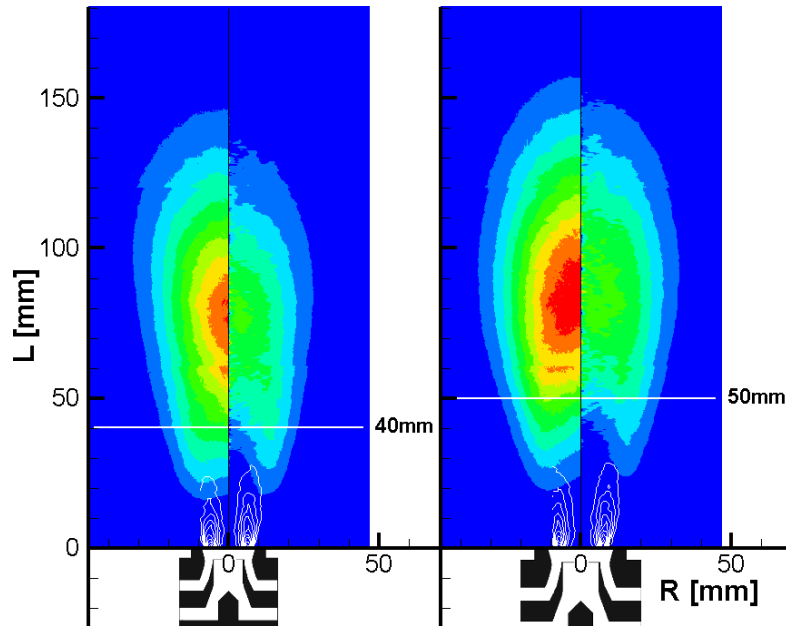


Abbildung 4-19: Lage der Reaktionszone und Konturen des Brennstoffsprays für zwei verschiedene effektive Flächen des Brenners (Druck 3 bar; T_v 573 K; ΔP 3 %; LBV 25,8; A_{eff} 142/212 mm²; OH*; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm)

Analog dazu zeigt Abbildung 4-20 deutlich, dass die Gemischabmagerung zu einer Verlagerung der Hauptreaktionszone stromab führt, was sich in der Zunahme der Abhebehöhe widerspiegelt.

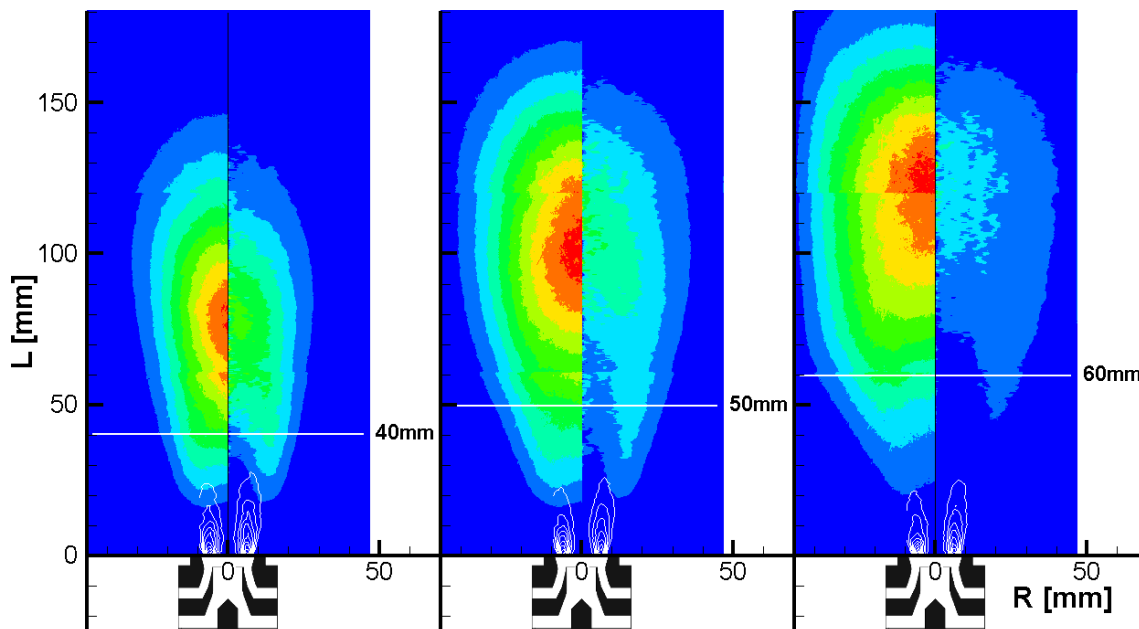


Abbildung 4-20: Lage der Reaktionszone und Konturen des Brennstoffsprays für verschiedene Gemischstöchiometrien (Druck 3 bar; T_v 573 K; ΔP 3 %; LBV 25,8/27,8/29,8; A_{eff} 142 mm²; OH*; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm)

Bei allen in dieser Arbeit dargestellten Ergebnissen erfolgt die Variation der Stöchiometrie durch Veränderung des Brennstoffdurchsatzes bei konstant gehaltener Luftmenge. Da der Durchsatz des Brennstoffes im Vergleich zur Luft gering ist, wird auf diese Weise gewährleistet, dass die Austrittsgeschwindigkeit des Gemisches bei der Variation der Stöchiometrie näherungsweise konstant bleibt. Die Lage der Reaktionszone wird neben der Strömungsgeschwindigkeit stark von der turbulenten Brenngeschwindigkeit beeinflusst, die mit der laminaren Brenngeschwindigkeit eng verknüpft ist. Letztere hängt mit der Gemischzusammensetzung zusammen und ist für eine exemplarische Kerosin-Luft-Verbrennung in Abbildung 4-21 dargestellt.

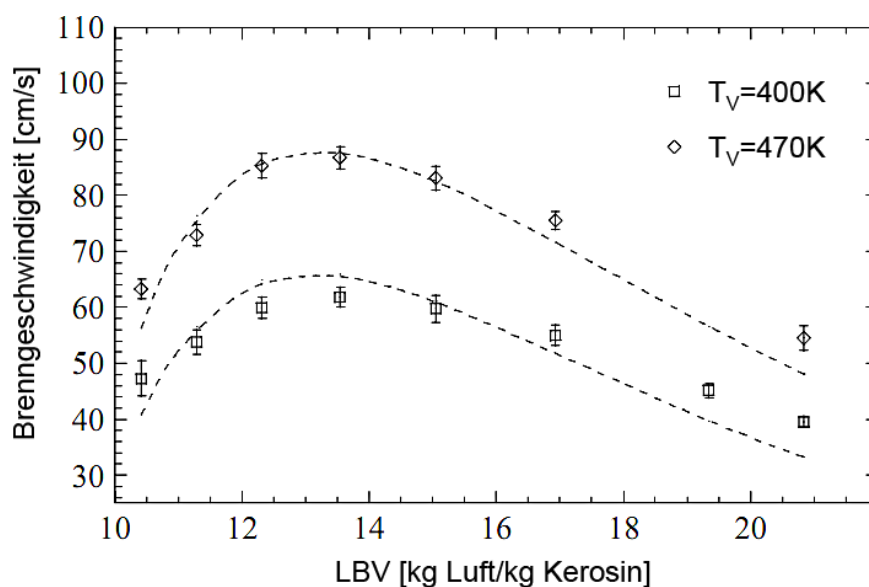


Abbildung 4-21: Laminare Brenngeschwindigkeit von Kerosin-Luft-Gemischen für verschiedene Gemischstöchiometrien (nach Kumal et al. [169])

Beim Erhöhen der Luftzahl ist eine näherungsweise lineare Abnahme der laminaren Brenngeschwindigkeit zu erkennen, die auch in Abbildung 4-22 im Verlauf der Abhebehöhe gegenüber der Stöchiometrie wiederzufinden ist.

Eine Normierung der Abhebehöhen mit dem jeweiligen Düsendurchmesser würde zu einer Überlagerung der Kurven führen. Der leichte Knick der Kurven bei höheren Luftzahlen in Richtung niedriger Abhebehöhen ist dadurch zu erklären, dass aufgrund der Flammenlänge ein Teil der Flamme außerhalb des sichtbaren Bereichs der Brennkammer und somit auch außerhalb der Kameraaufnahme liegt. Durch den fehlenden Teil ist die von der Kamera aufgenommene Flammenintensität etwas niedriger als die tatsächliche Intensität der gesamten Flamme. Die Berechnungsroutine für die Auswertung der Abhebehöhe erreicht daher das 10 % Intensitätsniveau (Kapitel 4.3) etwas früher als es bei einer komplett sichtbaren Flamme der Fall wäre.

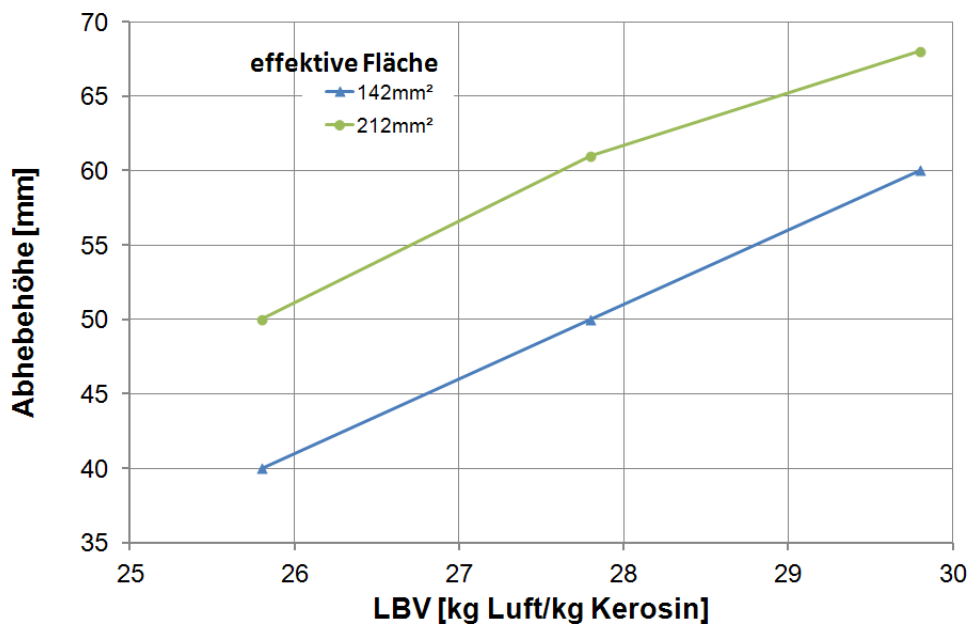


Abbildung 4-22: Verlauf der Abhebehöhe in Abhängigkeit von der Gemischzusammensetzung und der effektiven Fläche der Düse (Druck 3 bar; T_v 573 K; ΔP 3 %; OH*; $DM_{BK,innen}$ 95 mm)

Eine Brennstoffanreicherung des Gemisches führt entsprechend zu einer Verkürzung der Abhebehöhe und letztendlich zum Übergang von einer abgehobenen in eine verankerte Flamme. Dieser Übergang wird innerhalb eines engen Luftzahlbereichs von einem periodischen Wechsel zwischen den beiden Flammenformen geprägt.

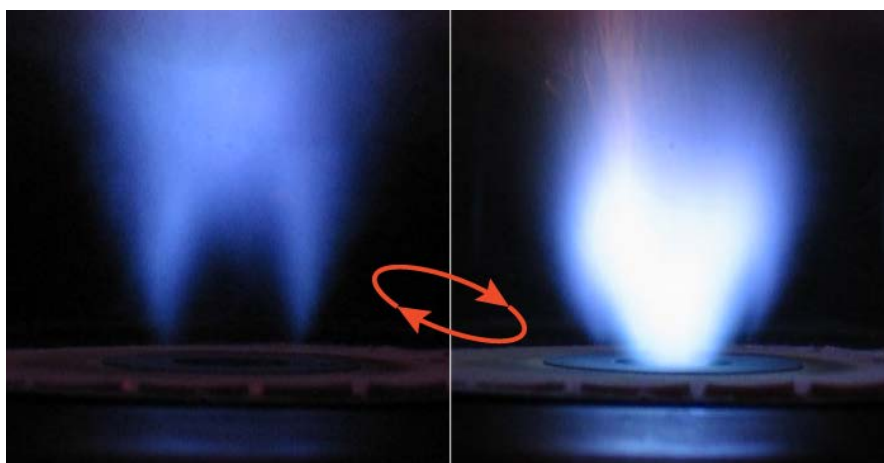


Abbildung 4-23: Standbilder der Flammenpulsationen (Druck 3 bar; T_v 673 K; ΔP 3 %; LBV 22,8; A_{eff} 142 mm²; $DM_{BK,innen}$ 95 mm)

Dazu kommt es, wenn die Reaktionszone nah genug an die im Normalbetrieb nicht an der Flammenstabilisierung beteiligte kurze innere Rezirkulationszone (IRZ) heranreicht. Gelingt es der IRZ heiße Rauchgase anzusaugen, wandelt sich die abgehobene in eine hauptsächlich durch die IRZ stabilisierte verankerte Flamme um. Da die Wärmefreisetzung nun vorwiegend im Bereich der IRZ stattfindet, erhöht sich der axiale Impuls durch die Beschleunigung der Strömung aufgrund der thermischen Ausdehnung. Die

daraus resultierende Abnahme der Drallzahl schwächt die IRZ ab und führt dazu, dass die noch empfindliche verankerte Flamme erneut in eine abgehobene Flamme umgewandelt wird. Die Wärmefreisetzung findet nun weiter stromab von der Düse statt, daher hat sie nun einen geringeren Einfluss auf die Drallzahl, sodass die IRZ wieder ihre normale Größe annehmen kann. Durch das erneute Ansaugen von Abgasen wiederholt sich der Vorgang [34]. Am in Abbildung 4-23 dargestellten Beispiel treten die Pulsationen bei LBV 22,8 auf und weisen eine Frequenz von wenigen Hertz auf. Eine weitere Reduktion der Luftzahl stabilisiert die verankerte Flamme und die Pulsationen hören auf.

4.3.4 Druckverlust über die Düse

Die Daten in Abbildung 4-24 geben Auskunft darüber, wie das Brennstoffspray und die Position der Reaktionszone auf die Variation des Druckverlustes über die Düse reagieren.

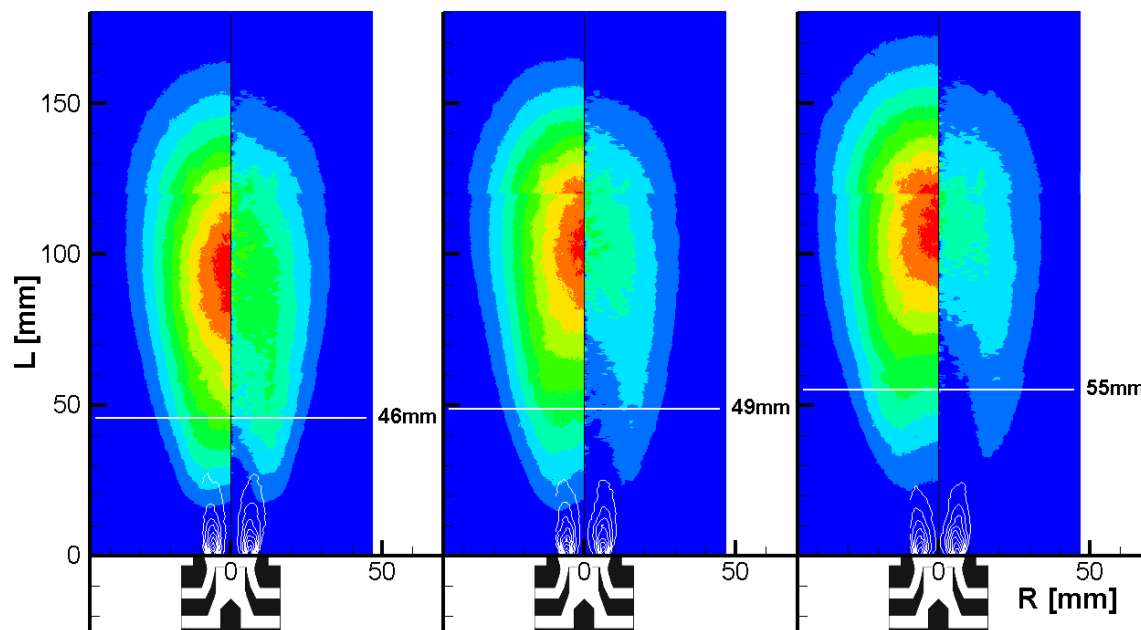


Abbildung 4-24: Lage der Reaktionszone und Konturen des Brennstoffsprays in Abhängigkeit vom Druckverlust über die Düse (Druck 4 bar; T_v 573 K; ΔP 2/3/4 %; LBV 27,8; A_{eff} 142 mm²; OH*; $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm)

Die Zunahme der Abhebehöhe mit der Steigerung des Druckverlustes ist in Einklang mit den Ergebnissen anderer Autoren. Untersuchungen von Kalghatgi an Strahlflammen lieferten eine näherungsweise lineare Abhängigkeit der Abhebehöhe von der Austrittsgeschwindigkeit [93]. Miake-Lye und Hammer schlossen anhand ihrer Experimente ebenfalls auf eine lineare Beziehung zwischen Austrittsgeschwindigkeit des Jets und der Abhebehöhe der Flamme [110].

Die Variation des Druckverlustes über die Düse führt zu einer wesentlichen Änderung der Austrittsgeschwindigkeit der Gasströmung aus der Düse, wie die Berechnungen nach der gasdynamischen Beziehung (4-1) bestätigen (Abbildung 4-25).

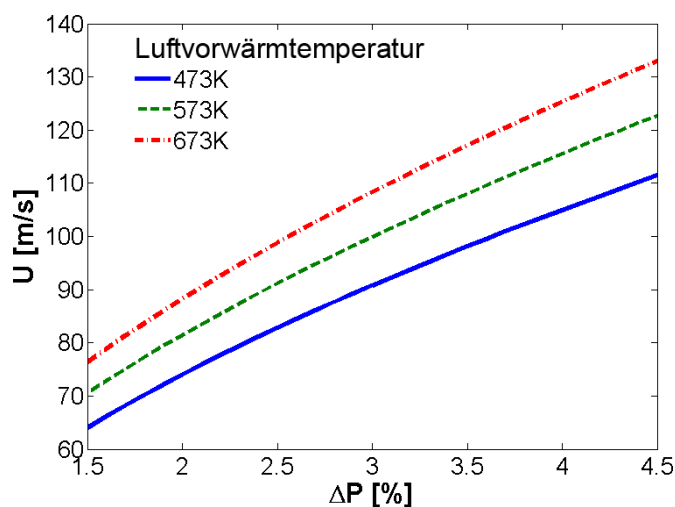


Abbildung 4-25: Austrittsgeschwindigkeit nach der gasdynamischen Beziehung in Abhängigkeit vom Druckverlust

Die Zunahme der Austrittsgeschwindigkeit mit dem Druckverlust hat zur Folge, dass bei gleich bleibender Brenngeschwindigkeit eine Flammenstabilisierung erst weiter stromab möglich ist, in Bereichen, wo durch die radiale Aufweitung des Strahls die Anströmgeschwindigkeit ausreichend abgenommen hat (vgl. Abbildung 4-18).

Neben dem über die Änderung der Strömungsgeschwindigkeit zustande kommenden Einfluss des Druckverlustes auf die Position der Reaktionszone wirkt sich der Druckverlust auch indirekt, nämlich über die turbulente Brenngeschwindigkeit, auf die Flammenposition aus. Die zunehmende Strömungsgeschwindigkeit mit steigendem Druckverlust bringt eine höhere turbulente Schwankungsgeschwindigkeit mit sich (Kapitel 4.2), die gemäß dem Schmid-Modell die turbulente Brenngeschwindigkeit erhöht. Dieser Effekt ist demnach dem direkten Einfluss des Druckverlustes über die Strömungsgeschwindigkeit entgegengesetzt, jedoch wesentlich schwächer.

In Bezug auf die Sprayentwicklung wäre, aufgrund der erhöhten Luftgeschwindigkeit und der sich daraus ergebenden höheren Geschwindigkeit der von der Luft getragenen Brennstofftropfen, im Falle einer gleich bleibenden Lebensdauer der Tropfen eine größere Länge des Sprays zu erwarten. In Abbildung 4-24 ist allerdings sogar eine leichte rückläufige Entwicklung der Spraylänge bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten erkennbar. Die Ergebnisse zahlreicher experimenteller Untersuchungen deuten bei luftgestützten Düsen mit Filmleger auf eine Reduzierung des Sauterdurchmessers der Tropfen im Spray mit zunehmender Luftgeschwindigkeit hin (Abbildung 4-26). Neuere Untersuchungen ergaben beim Einsatz von Airblast-Düsen mit Filmleger sogar eine lineare Abnahme des SMD mit der Gasgeschwindigkeit [170].

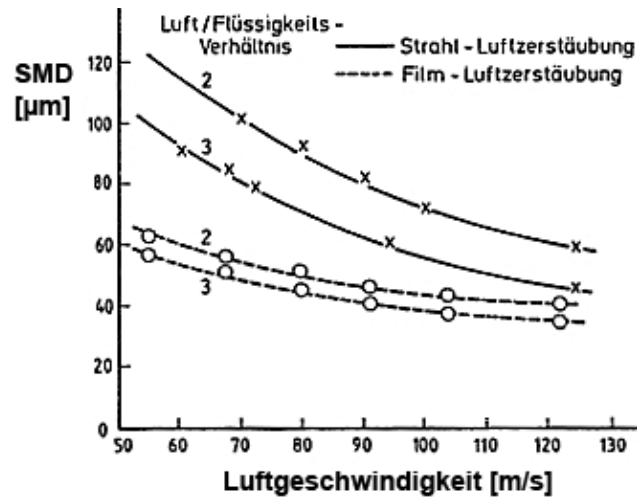


Abbildung 4-26: Abnahme des Sauterdurchmessers der Tropfen bei Erhöhung der Gasgeschwindigkeit (nach Aigner [55])

Neben den Zerstäubungsmechanismen beeinflusst die Variation der Strömungsgeschwindigkeit über die Turbulenzdynamik auch die Verdampfungsrates der Tropfen im Spray. Für die im Rahmen dieser Studie gemessenen Turbulenzintensitäten (Kapitel 4.2) liegt nach Daten von Birouk mit steigender Intensität der turbulenten Schwankungen eine kontinuierliche Zunahme der Verdampfungsrates der Brennstofftropfen vor (Abbildung 4-27) [171]. Die beiden Effekte wirken der erhöhten Tropfengeschwindigkeit entgegen und führen letztendlich zu einer leichten Verkürzung der Spraylänge. Wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, führt die frühere Freisetzung des Brennstoffdampfes zu seiner schnelleren radialen Ausbreitung. Die daraus resultierende Abnahme der Spitzenkonzentrationen von Brennstoff verringert die maximale Brenngeschwindigkeit, was die Erhöhung der Abhebehöhe unterstützt.

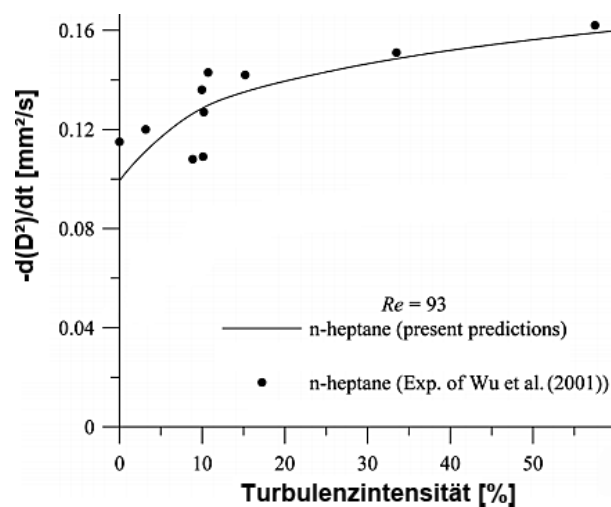


Abbildung 4-27: Verdampfungsrates der Brennstofftropfen in Abhängigkeit von der Turbulenzintensität der umgebenden Strömung (nach Birouk [171])

4.4 Einfluss der Betriebsparameter auf den NO_x -Ausstoß

In allen nachfolgenden Diagrammen werden die Konzentrationen von Schadstoffen im Abgas in Form von Emissionsindizes angegeben. Der Emissionsindex gibt an, welche Menge des jeweiligen Schadstoffes bei der Verbrennung einer vorgegebenen Brennstoffmenge freigesetzt wurde:

$$EI_{\text{NO}_x} = \frac{M_{\text{NO}_x}}{M_{\text{BS}}} \quad (4-9)$$

Streng genommen ist der Emissionsindex eine dimensionslose Zahl. Bei Schadstoffen, die in sehr geringen Mengen im Abgas vorkommen, ist es jedoch üblich, die Angaben in Gramm Schadstoff pro Kilogramm Brennstoff zu machen.

Vorteilhaft bei der Angabe des Ausstoßes als Emissionsindex ist, dass der Schadstoffausstoß direkt mit der Leistung der Turbomaschine, die mit dem Brennstoffdurchsatz verknüpft ist, gekoppelt werden kann. Liegen hingegen nur die Konzentrationsangaben vor, ist dafür eine aufwendigere Umrechnung notwendig.

Der Emissionsindex lässt sich im Falle einer Kohlenwasserstoffverbrennung aus den Molenbrüchen des Schadstoffes und aller kohlenstoffhaltigen Spezies im Abgas berechnen [25]. Unter Vernachlässigung der unverbrannten Kohlenwasserstoffe im Abgas gilt

$$EI_{\text{NO}_x} = \left(\frac{\chi_{\text{NO}_x}}{\chi_{\text{CO}} + \chi_{\text{CO}_2}} \right) \left(\frac{n M_{\text{NO}_x}}{M_{\text{BS}}} \right) \quad (4-10)$$

wobei n die Anzahl der Kohlenstoffatome im Brennstoffmolekül und M_i die molare Masse des jeweiligen Stoffes ist.

Anstelle der vereinfachten Formel (4-10) wurde in der vorliegenden Arbeit das Prozedere gemäß den SAE-Richtlinien angewendet, das die Massenbilanzen aller im Abgas gemessenen Spezies berücksichtigt, einschließlich der in verschwindend geringen Mengen vorkommenden Schadstoffe [172]. Dadurch lässt sich eine wesentlich höhere Genauigkeit der Ergebnisse erzielen. Neben den Emissionsindizes liefert die Berechnung auch die aus den Abgaskonzentrationen zurückgerechnete Luftzahl. In Abbildung 4-28 sind die zwei Luft-zu-Brennstoff-Verhältnisse gegeneinander aufgetragen, ermittelt einerseits aus den Luft- und Brennstoff-Massenströmen und andererseits aus der Abgasmessung unter Zuhilfenahme der SAE-Richtlinien. Der Vergleich mit der 45°-Linie, die für eine ideale Übereinstimmung steht, zeigt wie gut die zwei Werte korrelieren.

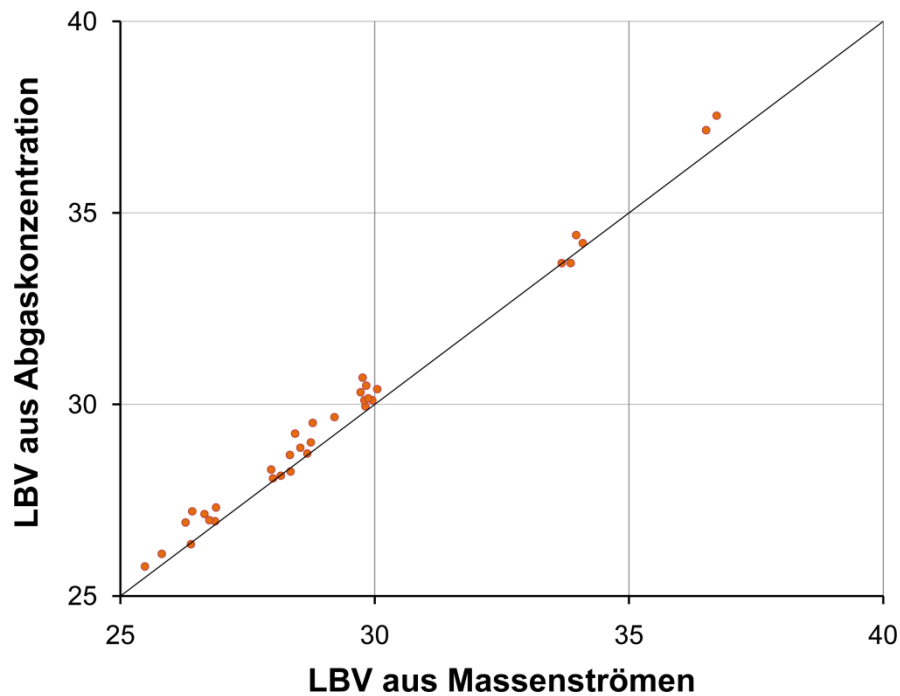


Abbildung 4-28: Luft-zu-Brennstoff-Verhältnis, berechnet aus Massenströmen und aus Abgaskonzentrationen

Zu Beginn der Studie wurden zwei Düsen mit einer effektiven Fläche von 60 mm^2 in einer Brennkammer mit einem Innendurchmesser von 50 mm vermessen. Die Düsen haben entsprechend eine aufplatzende und eine abgehobene Flamme produziert. Das Ergebnis der Versuche ist in Abbildung 4-29 zu sehen.

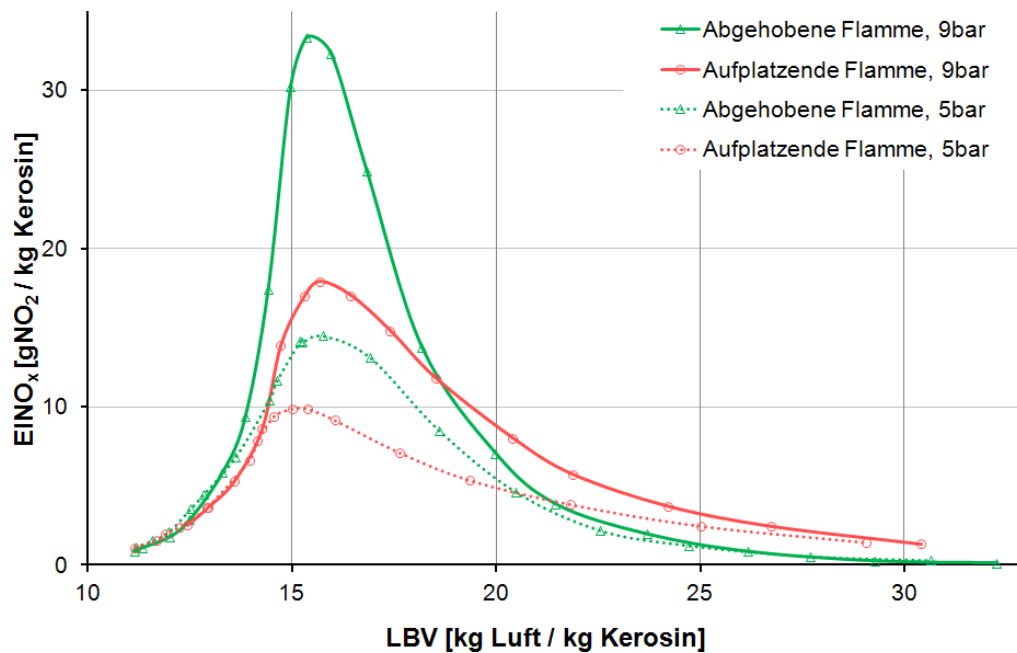


Abbildung 4-29: Abgasemissionen in Bezug auf Stickoxide für eine aufplatzende und eine abgehobene Düse (T_v 473 K; ΔP 3 %; A_{eff} 60 mm^2 ; $DM_{\text{BK,innen}}$ 50 mm)

Auf der Abszisse ist das Luft-zu-Brennstoff-Verhältnis aufgetragen. Wie am Anfang von Kapitel 2 beschrieben, besitzt das stöchiometrische Kerosin-Luft Gemisch ein LBV von 14,67. An dieser Stelle wird außerdem erneut darauf hingewiesen, dass die Gemischzusammensetzung ausschließlich durch Variation des Brennstoffdurchsatzes verändert wird, der im Vergleich zum Durchsatz der Verbrennungsluft vernachlässigbar ist (Kapitel 4.3.3). Daher kann die Austrittsgeschwindigkeit der Gasströmung aus dem Brenner als unabhängig von der Stöchiometrie angenommen werden. Die Ordinate des Diagramms ist mit dem Emissionsindex bezüglich der Stickoxide belegt. Da die zwei wichtigsten Erscheinungsformen von Stickoxid, nämlich Stickstoffmonoxid NO und Stickstoffdioxid NO₂, unterschiedliche molare Massen haben, wird der Emissionsindex EI_{NO_x} definitionsgemäß auf die molare Masse von NO₂ bezogen.

Das Maximum der Verbrennungstemperatur eines Kohlenwasserstoffs liegt bekanntlich im leicht unterstöchiometrischen Bereich, da dort zwar aufgrund des Luftmangels nicht die Gesamtenergie des Brennstoffes freigesetzt werden kann, dafür aber die Menge der Reaktionsprodukte noch stärker als die Energie abgenommen hat. Die daraus resultierende Erhöhung der spezifischen Energiedichte im Abgas führt letztendlich zu einer höheren Verbrennungstemperatur. Und dennoch befinden sich in Abbildung 4-29, trotz exponentieller Temperaturabhängigkeit des thermischen Mechanismus, die Maxima der Emissionswerte im leicht überstöchiometrischen Bereich. Ursache dafür ist die schnelle Verbrennungsreaktion, die die Sauerstoffradikale verbraucht, noch bevor die Stickoxidbildung nach Zeldovich im heißen Nachlaufbereich der Flamme in Gang kommen kann. Das Maximum der Konzentration von Stickoxiden tritt daher an der Position der maximalen Konzentration von Sauerstoff- und Hydroxylradikalen auf, bei Luftzahlen etwas größer als eins (Abbildung 4-30).

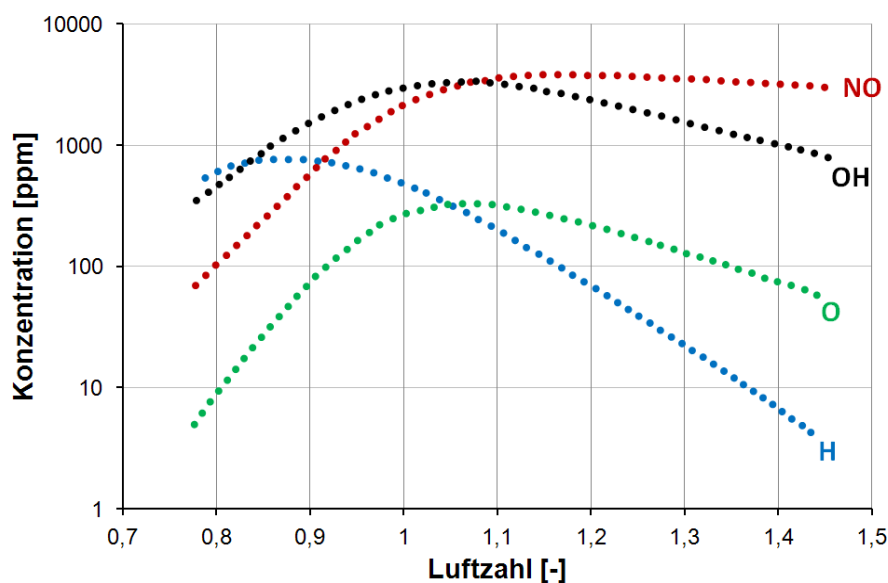


Abbildung 4-30: Logarithmische Auftragung der Konzentration ausgewählter Radikale bei einer Propanflamme in Abhängigkeit von der Luftzahl (nach Turns [25])

Des Weiteren fällt es in Abbildung 4-29 auf, dass im mageren Bereich oberhalb einer charakteristischen Luftzahl die abgehobene Flamme, verglichen mit der aufplatzenden Flamme, deutlich weniger Stickoxide produziert. Im nahestöchiometrischen Bereich überschreiten hingegen die NO_x -Emissionen aus der abgehobenen Verbrennung die Werte der aufplatzenden Flamme. Diese Tendenz bleibt bei Variation des Druckes erhalten.

Es gibt eine Reihe von Veröffentlichungen, die über den positiven Effekt der partiellen Vormischung auf die NO_x -Emissionen im mageren Bereich berichten. Fric führte Untersuchungen mit abgemagerten Methanflammen unter Variation der Mischungsgüte durch [173]. Zur Charakterisierung der Gemischinhomogenität verwendet er den Grad der Ungemischtheit χ_{un} , der sich nach der Formel

$$\chi_{un} = \frac{Var(\chi)^2}{\bar{\chi}(1 - \bar{\chi})} \quad (4-11)$$

berechnen lässt. In der Formel ist $Var(\chi)$ die Varianz der Gemischzusammensetzung und $\bar{\chi}$ ist die mittlere Konzentration des Gemisches an der betrachteten Stelle. Der Grad der Ungemischtheit χ_{un} kann Werte zwischen 0 für komplett vermischt und 1 für vollständig ungemischt annehmen. Die Untersuchungen von Fric ergaben einen klaren Zusammenhang zwischen dem Vormischgrad und der Konzentration der Stickoxide (Abbildung 4-31).

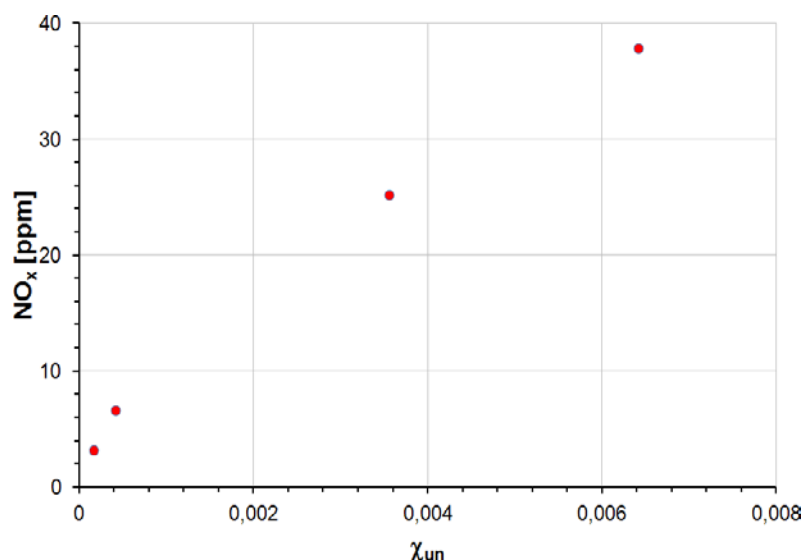


Abbildung 4-31: Zusammenhang zwischen Gemischinhomogenität und Konzentration der Stickoxide unter atmosphärischem Druck bei Umgebungstemperatur und einer Luftzahl von 2 (nach Fric [173])

Im Rahmen der Entwicklung einer aeroderivativen Gasturbine haben Leonard und Stegmeier ebenfalls den Einfluss der zeitlichen und örtlichen Inhomogenität auf die Emissionen von Stickoxiden untersucht [174]. Im luftreichen Bereich deuten ihre Ergebnisse auf eine Minderung der Stickoxidproduktion mit zunehmender Gemischhomo-

genität hin. Auch Ruhkamp befasste sich mit dem NO-Minderungspotenzial von mageren vorgemischten Flammen und nutzte die Gaußsche Normalverteilung der Gemischzusammensetzung um Inhomogenität zu simulieren [175]. Seine Ergebnisse weisen ebenso darauf hin, dass die Inhomogenität die Stickoxidproduktion stark begünstigt.

Abbildung 4-32 zeigt die berechneten Stickoxidkonzentrationen im Falle eines ideal durchmischten Reaktors (durchgezogene Linie) und im Falle einer unvollständigen Durchmischung (gestrichelte Linie). Die Ähnlichkeit mit den gemessenen Emissionswerten (Abbildung 4-29) lässt auf die bessere Homogenität der abgehobenen Flamme schließen.

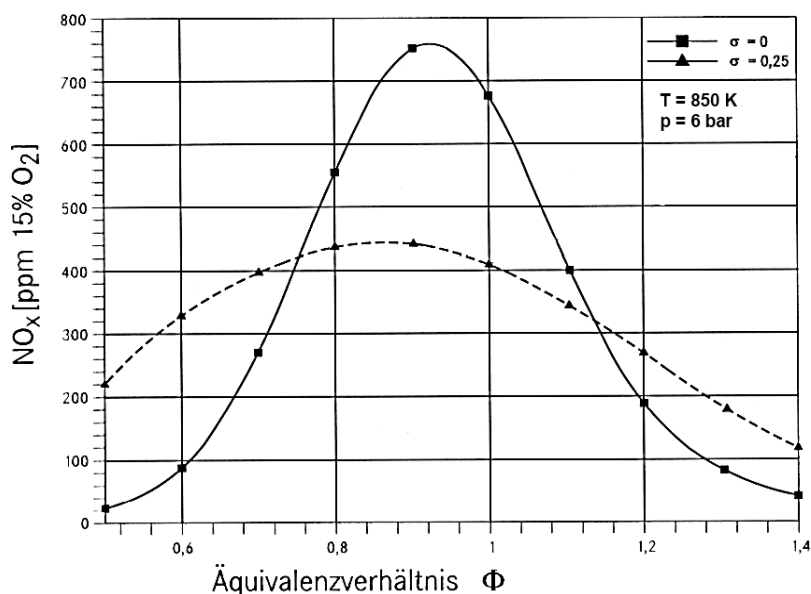


Abbildung 4-32: Emissionskurven eines guten und eines schlechten Mischers [4]

Da die abgehobene Verbrennung offensichtlich nur im weiten mageren Bereich Vorteile in Bezug auf die Stickoxidproduktion bietet, konzentrierten sich die nachfolgenden Abgasmessungen auf diesen Bereich.

Die Ursache für den starken Einfluss der Gemischhomogenität auf die NO_x -Konzentration im Abgas lässt sich anhand der Abbildung 4-33 veranschaulichen. In der oberen rechten Ecke ist der Ausgangszustand zum Zeitpunkt t_0 dargestellt. Die zwei Behälter, die durch eine Trennwand voneinander separiert sind, sind jeweils mit Brennstoff (orange) und Luft (blau) gefüllt. Wird die Trennwand entfernt, beginnen die zwei Stoffe ineinander zu diffundieren, sodass sich nach einer ausreichend langen Zeit ein homogenes Gemisch (hellbraun) einstellt. Unter Vernachlässigung der Wärmeverluste werden die Abgase nach dem Anzünden des homogenen Gemisches die adiabate Verbrennungstemperatur erreichen, die im Diagramm unten rechts abzulesen ist, im exemplarischen Fall 2300 K. Dieser Temperatur entspricht einer Reaktionsgeschwindigkeitskonstante für die geschwindigkeitsbestimmende Reaktion im Zeldovich-Mechanismus (2-88), die im Diagramm oben links abgelesen werden kann. Liegt bei

der Zündung nur ein teilweise vorgemischtes Frischgas vor (Kästchen mit dem Farbverlauf oben rechts), wird es Bereiche unterschiedlicher Zusammensetzung geben, die entsprechend unterschiedliche adiabate Verbrennungstemperaturen erreichen werden. Die Verbrennungstemperatur ändert sich im mageren Bereich zwar näherungsweise linear mit dem LBV, jedoch baut sich Stickoxid im heißen brennstoffreicheren Bereich aufgrund der exponentiellen Temperaturabhängigkeit der Geschwindigkeitskonstante deutlich schneller auf als im homogenen Gemisch. Diese erhöhte Produktionsrate lässt sich nicht durch die abgenommene Geschwindigkeitskonstante im luftreicheren Bereich ausgleichen. Daher bilden sich in diesem Fall in Summe mehr Stickoxide als bei der Verbrennung einer vollkommen homogenen mageren Mischung. In einem realen Gemisch sind die brennstoffreichen Bereiche, die verstärkt Stickoxide produzieren, unter der Bezeichnung „Hotspots“ bekannt.

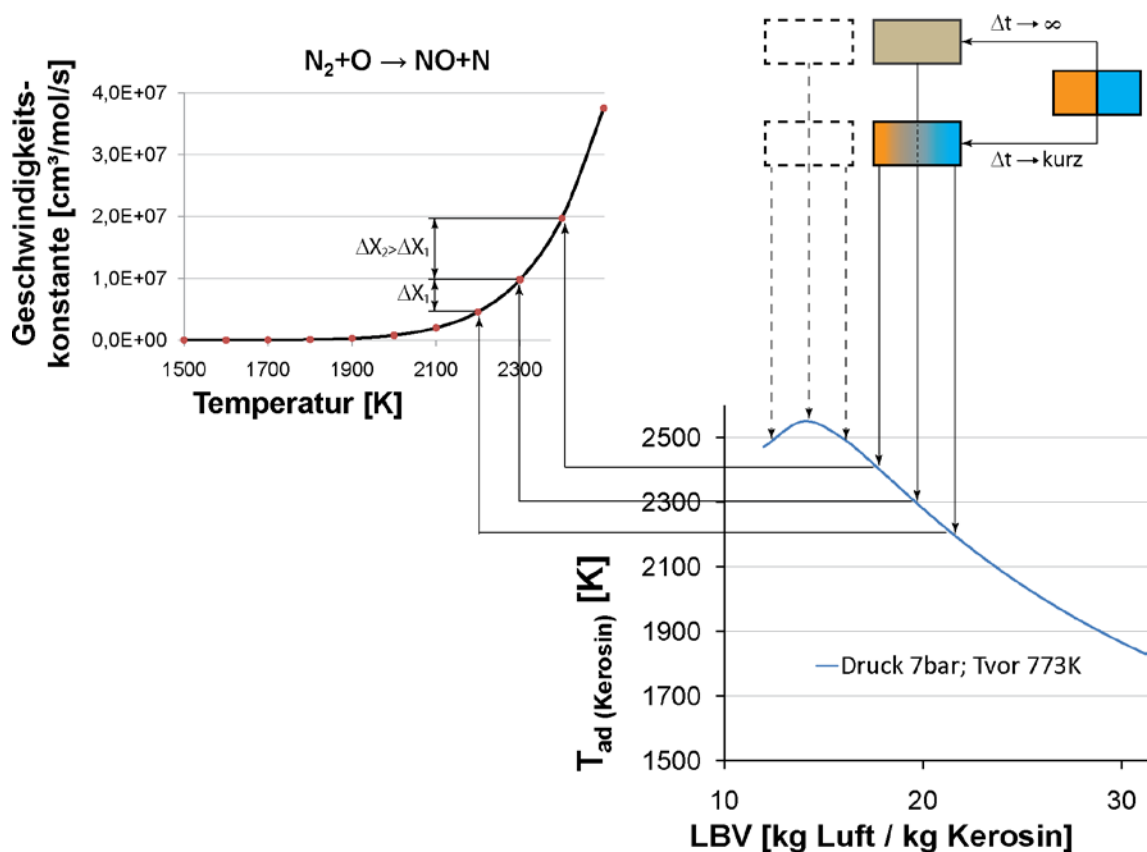


Abbildung 4-33: Veranschaulichung des NO_x-Emissionsverhaltens einer Verbrennung in Bezug auf den Vormischgrad

Dass das Abgas eines schlechteren Mischers im nahestöchiometrischen Bereich weniger NO_x enthält, lässt sich ebenfalls anhand der Abbildung 4-33 erklären. Beim Anzünden des oberen gestrichelten Kästchens, gefüllt mit einem homogenen leicht unterstöchiometrischen Gemisch, wird die maximal mögliche adiabate Verbrennungstemperatur erreicht, die zu einer ausgesprochen hohen Stickoxidproduktion führt. Im Gegensatz dazu enthält das schlecht durchmischte Frischgas auch brennstoffreichere und luftrei-

chere Bereiche, die eine niedrigere Verbrennungstemperatur aufweisen und somit weniger NO_x nach dem thermischen Mechanismus bilden.

4.4.1 Betriebsdruck

Die Abhängigkeit der Konzentration von Stickoxiden im Abgas als Funktion von Druck und Stöchiometrie ist in Abbildung 4-34 zu sehen.

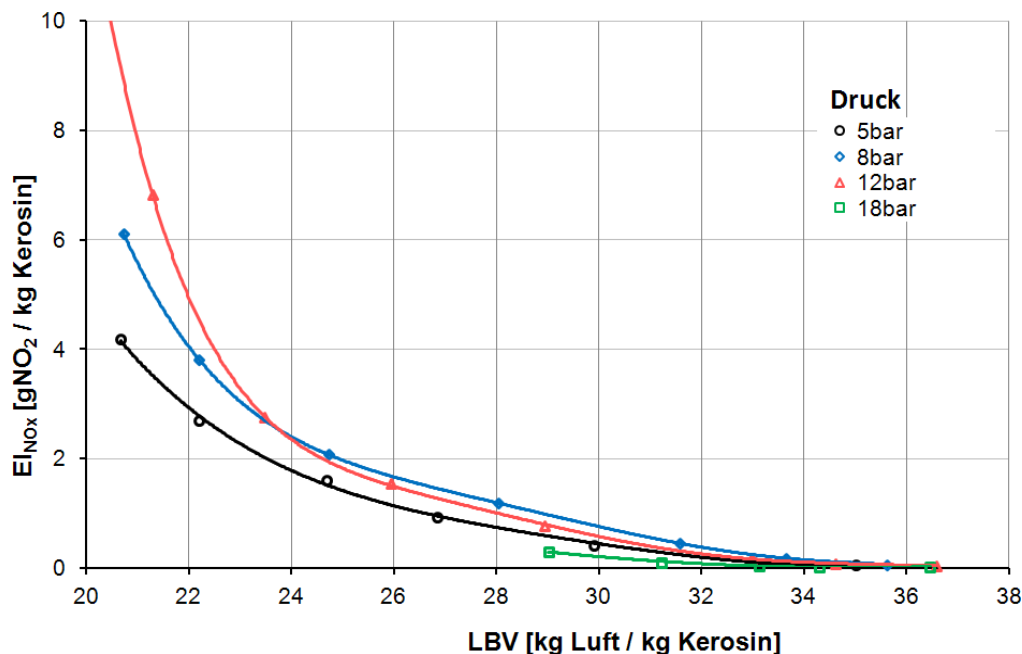
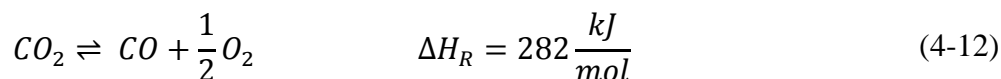


Abbildung 4-34: Druckabhängigkeit der Stickoxidemissionen (T_v 473 K; ΔP 3 %; A_{eff} 97 mm²; $DM_{\text{BK,innen}}$ 100 mm)

Es ist auffällig, dass die Stickoxidproduktion im brennstoffreicheren Bereich empfindlicher auf die Drucksteigerung reagiert. In diesem Bereich herrschen sehr hohe Flammentemperaturen, bei denen die stabilen Endprodukte der Verbrennungsreaktion, wie zum Beispiel CO_2 und H_2O , zu dissoziieren beginnen:



Anhand der Reaktionsenthalpie ist zu erkennen, dass die Dissoziationsreaktion große Energiemengen benötigt. Diese Energie wird dem Abgas entzogen mit der Folge, dass die Verbrennungsprodukte eine Endtemperatur erreichen, die unterhalb der theoretisch möglichen kalorischen Verbrennungstemperatur liegt. Da die bei der Dissoziation gebildeten Produkte mehr Volumen einnehmen als die Edukte, wirkt eine Druckerhöhung nach dem Prinzip des kleinsten Zwangs der Dissoziationsreaktion entgegen. Mit steigendem Druck verringert sich der Anteil an Kohlenmonoxid im Abgas merklich, weil sich das Gleichgewicht auf die Seite der Edukte verschiebt (Abbildung 4-35). Neben Kohlendioxid wird unter Druck auch die Dissoziation von anderen Spezies gehemmt. Vor allem die sehr stark endotherme Dissoziationsreaktion von molekularem Sauerstoff

($\Delta H_R = 509 \text{ kJ/mol}$) trägt zur Verringerung der Verbrennungstemperatur bei [176]. Die Dissoziation von Wasser lässt sich nicht als Elementarreaktion darstellen, sodass der Druckeinfluss auf diese Reaktion nicht sofort erkennbar wird. Die genauere Betrachtung führt jedoch zu dem Ergebnis, dass eine Erhöhung des Druckes auch auf die Dissoziation von Wasser hemmend wirkt.

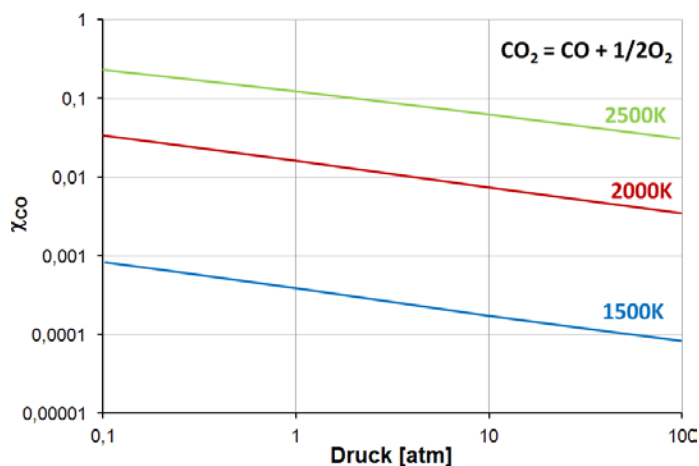


Abbildung 4-35: Molenbruch von Kohlenmonoxid aus Dissoziation in Abhängigkeit von Druck und Umgebungstemperatur (nach Turns [25])

Am Beispiel einer nahestöchiometrischen Methanverbrennung mit 400 K Luftvorwärmtemperatur nimmt die Verbrennungstemperatur bei einer Steigerung des Druckes von 1 bar auf 35 bar um ca. 90 K zu [176]. Wie das nächste Bild zeigt, macht sich bei höheren Luftvorwärmtemperaturen der Druckeinfluss auf die Verbrennungstemperatur, aufgrund des insgesamt höheren Temperaturniveaus, sogar bei noch mageren Luftzahlen bemerkbar.

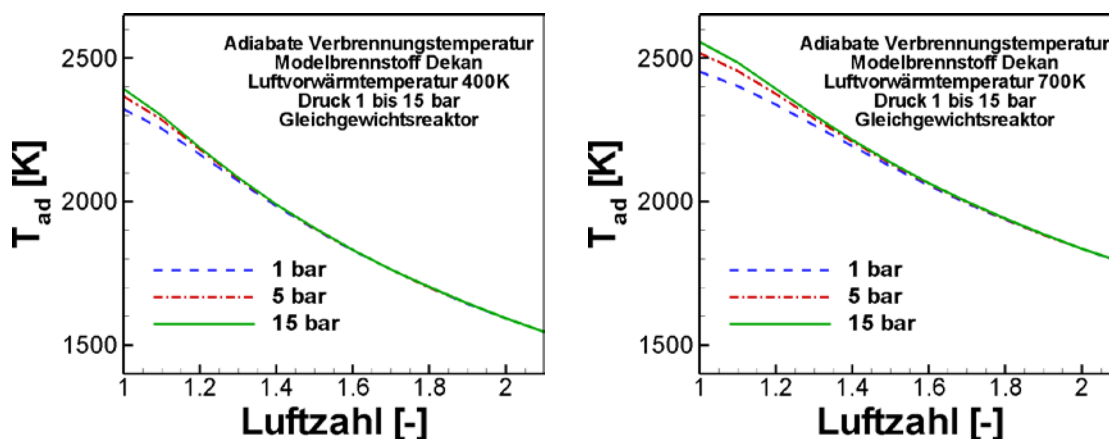


Abbildung 4-36: Berechnete Erhöhung der adiabaten Verbrennungstemperatur mit steigendem Druck für zwei Luftvorwärmtemperaturen

Neben dem indirekten Effekt über die Verbrennungstemperatur hat der Betriebsdruck auch Einfluss auf die Reaktionskinetik der Stickoxidproduktion. Aufgrund der niedrigen Verweilzeit in praxisrelevanten Anwendungen kann die Gleichgewichtskonzentration

von Stickoxiden nicht erreicht werden und ist daher nicht von Belang [177]. Bezüglich der NO-Reaktionsgeschwindigkeit deuten die detaillierteren Überlegungen von Knapp im luftreichen Bereich der Stöchiometrie auf eine Druckabhängigkeit der Bildungsrate von Stickstoffmonoxid nach dem thermischen Reaktionspfad proportional zur Wurzel des Druckes hin [178]. Im brennstoffreichen Bereich hingegen ist die Bildungsrate druckunabhängig.

Aufgrund der exponentiellen Temperaturabhängigkeit der Geschwindigkeitskonstante der NO-Bildungsreaktion führt im nahestöchiometrischen Bereich selbst eine leichte dissoziationsbedingte Erhöhung der Verbrennungstemperatur - in Kombination mit der Druckabhängigkeit des NO-Bildungsmechanismus - zu einer deutlichen Steigerung der Stickoxidkonzentration (Abbildung 4-37). Auf dem Diagramm ist außerdem zum Vergleich die Bildungsrate bei 20 bar dargestellt, die sich ohne Berücksichtigung der dissoziationsbedingten Temperaturzunahme ergeben würde.

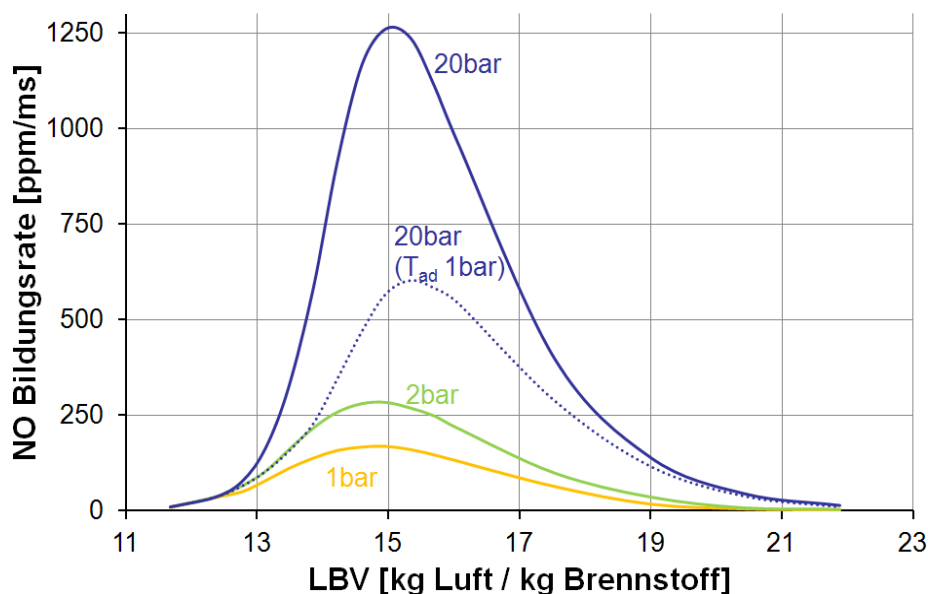


Abbildung 4-37: Bildungsrate von thermischem Stickoxid als Funktion von Druck und Stöchiometrie (nach Ricken [176])

Auch am Prompt-NO-Entstehungsmechanismus lässt sich eine Druckabhängigkeit feststellen. Fenimore untersuchte eine Ethylen-Luft-Vormischflamme in einem Druckbereich von 1 bar bis 3 bar unter Variation des Äquivalenzverhältnisses ϕ von 0,8 bis 1,5 [70]. Der Beitrag des langsamen thermischen NO-Bildungswegs zur gesamten Stickoxidkonzentration wurde eliminiert, indem Abgas in verschiedenen Abständen zur Flammenfront entnommen wurde. Anschließend wurden die Messdaten einer Extrapolation bis zu einer Verweilzeit gegen null unterzogen. Im brennstoffreichen Bereich wurde keine Druckabhängigkeit des Prompt-NO-Reaktionspfades festgestellt. Im für diese Studie relevanten luftreichen Bereich wurde über eine Druckabhängigkeit proportional zur Wurzel des Drucks berichtet.

Beim Abmagern des Luft-Brennstoff-Gemisches nimmt einerseits der Beitrag des Zel-dovich-Mechanismus zur gesamten Konzentration von Stickoxiden temperaturbedingt ab. Auf der anderen Seite gewinnen aber weitere NO-Bildungsmechanismen an Bedeutung, die ebenfalls eine Druckabhängigkeit aufweisen. Da Dreikomponenten-Reaktionen, wie etwa die Bildung von Stickoxid aus N_2O , von der Konzentration des inerten Stoßpartners abhängen, werden Reaktionen dieser Art von der Drucksteigerung begünstigt (Kapitel 2.7.3). So nimmt zum Beispiel bei einer mageren Verbrennung mit $\lambda = 2$ und einer Luftvorwärmtemperatur von 830 K infolge einer Erhöhung des Druckes von 1 bar auf 30 bar die Konzentration von Stickoxid aus N_2O im Abgas um mehr als 30 % zu [179].

In Abbildung 4-34 ist ferner zu erkennen, dass bei etwas magereren Gemischen die Druckabhängigkeit der Stickoxidproduktion nachlässt. Für höhere Luftzahlen macht sich sogar eine negative Druckabhängigkeit der Stickoxidproduktion bemerkbar. Wie in Kapitel 2.8.2 erwähnt, haben bei den in diesem Bereich zu erwartenden Verbrennungstemperaturen von unterhalb 1900 K diverse Betriebsparameter einschließlich Druck nur noch einen geringen Einfluss auf die Stickoxidbildung. Aus Kapitel 4.3.1 ist außerdem bekannt, dass der Betriebsdruck eine wesentliche Auswirkung auf die Zerstäubung von flüssigem Brennstoff hat, was letztendlich die Gemischhomogenität und somit auch die Stickoxidproduktion beeinflusst. Die unter erhöhtem Druck gebildeten feineren Tropfen benötigen weniger Zeit zum Verdampfen, sodass der Mischvorgang mit der Luft früher einsetzen kann. Das führt letztendlich in der sich aus der Länge der Abhebezone ergebenden Verweilzeit bis zum Erreichen der Flammenfront zu einem homogeneren brennbaren Gemisch. Wie die Ergebnisse der laseroptischen Untersuchungen zeigen (Kapitel 4.2), erhöht sich außerdem unter Druck die Turbulenzintensität, sodass der freigesetzte Brennstoff auch schneller mit der Verbrennungsluft vermischt werden kann.

In Kapitel 4.5.2 werden noch die Messdaten von den mageren Verlöschgrenzen behandelt, die darauf schließen lassen, dass bei höheren Drücken die Länge der Abhebezone mit steigendem Druck zunimmt, was über die Verbesserung der Gemischhomogenität einen zusätzlichen Beitrag zur Minderung der Stickoxidemission leistet.

4.4.2 Luftvorwärmtemperatur

Die Ergebnisse über den Einfluss der Luftvorwärmtemperatur auf die Stickoxidkonzentration im Abgas lassen sich in zwei charakteristische Bereiche unterteilen.

In Abbildung 4-38 ist die Abhängigkeit für niedrigere Vorwärmtemperaturen dargestellt. Im mageren Bereich bewirkt eine Erhöhung der Temperatur der Verbrennungsluft zunächst eine Verringerung der NO_x -Emissionen, was zum Teil daran liegt, dass das globale Temperaturniveau in der Abhebezone indirekt die Homogenität des brennbaren Gemisches beeinflussen kann. Die höhere Temperatur der Luft, die die Brennstofftrop-

fen durch die Abhebezone zur Flamme befördert, führt zur Intensivierung des Wärmetransports zwischen Luftströmung und Spray, womit eine Steigerung der Verdampfungsrates einhergeht [180]. Die schnellere Verdampfung der Brennstofftropfen wurde auch durch laseroptische Untersuchungen bestätigt (Kapitel 4.3.2). Unter der Voraussetzung einer konstanten Länge der Abhebezone profitiert die Gemischhomogenität von der verkürzten Lebensdauer der Brennstofftropfen, da die Mischung von Brennstoffdampf und Verbrennungsluft zu einem früheren Zeitpunkt einsetzt und somit vor Beginn der Verbrennungsreaktion eine längere Zeit zum Mischen zur Verfügung steht.

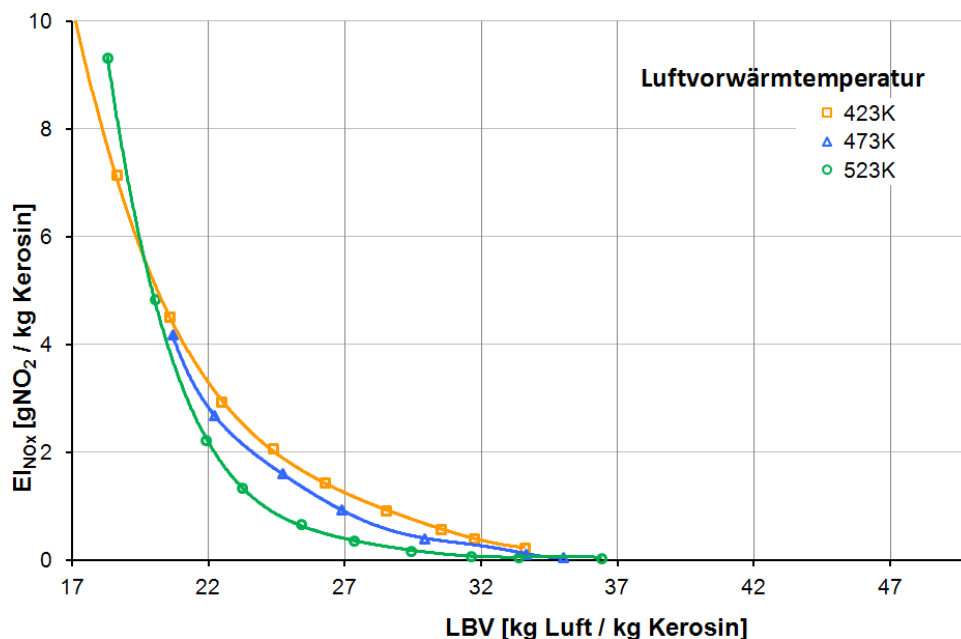


Abbildung 4-38: Abhängigkeit der NO_x-Emissionen von der Luftvorwärmung im Bereich niedrigerer Temperaturen (Druck 5 bar; ΔP 3 %; A_{eff} 97 mm²; $DM_{\text{BK,innen}}$ 100 mm)

Die temperaturbedingte Erhöhung der Verdampfungsrates hat außerdem zur Folge, dass immer mehr Brennstofftropfen vor dem Erreichen der Reaktionszone vollständig verdampfen. Ist die Relativgeschwindigkeit zwischen Brennstofftropfen und Flammenfront hoch genug, können die noch nicht vollständig verdampften Tropfen die Flammenfront durchbrechen. Dabei kann sich der verdampfende Brennstoff entflammen, sodass um den Tropfen an der Stelle des stöchiometrischen Gemisches eine heiße Diffusionsflamme entstehen würde. Die hohen Temperaturen, die sich dabei entwickeln, würden die Gesamtemission von Stickoxiden anheben. Untersuchungen an nicht-abgehobenen Flammen, die mit teilweise vorverdampften flüssigen Brennstoffen betrieben wurden, bestätigen eine näherungsweise parabolische Abhängigkeit der Stickoxidproduktion vom Verdampfungsgrad (Abbildung 4-39).

Neben den oben genannten Faktoren liegt im Bereich der niedrigeren Luftvorwärmtemperaturen mit ansteigender Temperatur der Verbrennungsluft eine Verlängerung der

Abhebezone vor, was ebenfalls eine Verbesserung der Gemischhomogenität und somit eine Verringerung der NO_x -Produktion bewirkt (Kapitel 4.3.2).

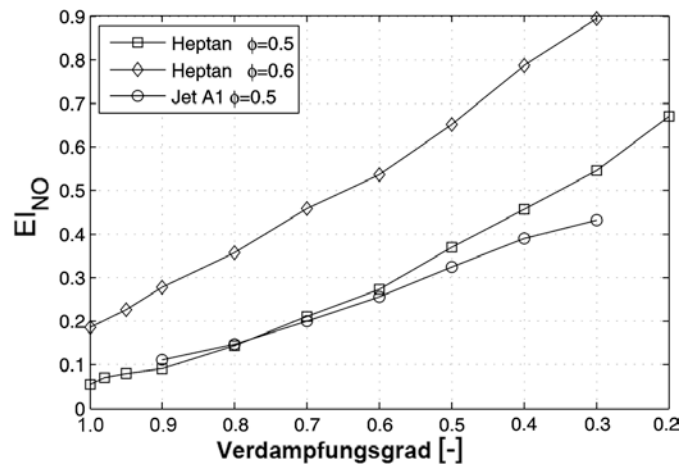


Abbildung 4-39: Einfluss des Verdampfungsgrades auf die Stickoxidemissionen [181]

Wird die Temperatur der Verbrennungsluft noch weiter erhöht, nimmt die Flammentemperatur stetig zu. Oberhalb einer kritischen Luftvorwärmung setzt sich die mit der Temperatur exponentiell ansteigende Reaktionsrate nach dem thermischen NO -Mechanismus gegen die positive Auswirkung auf die Brennstoffverdampfung durch und lässt die NO_x -Werte steigen (Abbildung 4-40).

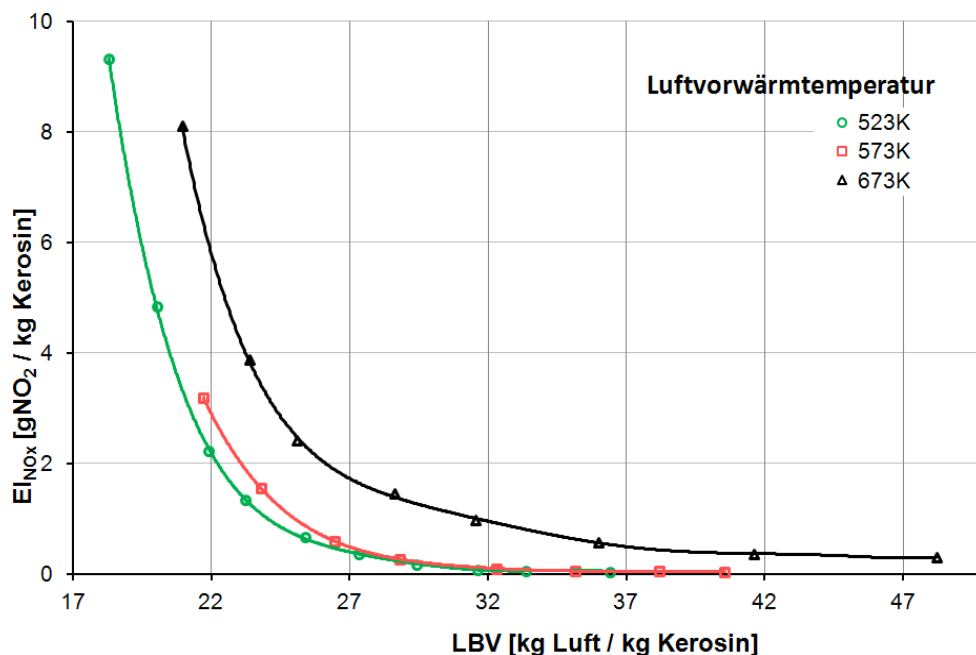


Abbildung 4-40: Abhängigkeit der NO_x -Emissionen von der Luftvorwärmung im Bereich der höheren Temperaturen (Druck 5 bar; ΔP 3 %; A_{eff} 97 mm²; $DM_{\text{BK,innen}}$ 100 mm)

Die Länge der Abhebezone tritt auch hier als wichtiger Indikator für die Güte der Luft-Brennstoff-Vorvermischung auf. Wie in Kapitel 4.3.2 gezeigt, verkürzt sie sich oberhalb einer charakteristischen Luftvorwärmtemperatur, allerdings mit negativen Auswir-

kungen auf Gemischhomogenität und NO_x -Emissionen. Der Vergleich zwischen den Emissionswerten (Abbildung 4-38, Abbildung 4-40) und der Position der Reaktionszone (Abbildung 4-16) zeigt eine gute Übereinstimmung und beweist die Bedeutung der Abhebehöhe für die NO_x -Emissionen.

Für eine Vorwärmtemperatur von 623 K wich der Verlauf der Messwerte, auch nach Validierungsmessungen, von den übrigen Kurvenprofilen ab (Abbildung 4-41).

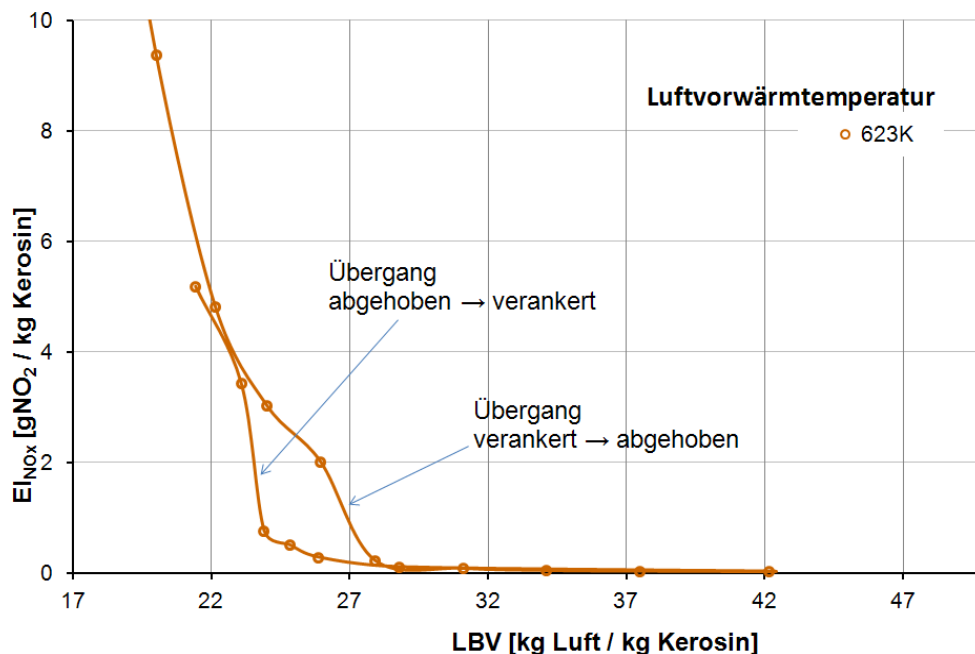


Abbildung 4-41: Hysterese der NO_x -Emissionen (Druck 5 bar; ΔP 3 %; A_{eff} 97 mm²; $DM_{\text{BK,innen}}$ 100 mm)

Der Grund für die sprunghafte Änderung der NO_x -Konzentration im Abgas bei Variation der Luftzahl ist die Einleitung eines Übergangs von einer abgehobenen zu einer verankerten Flammentypen, die, wie aus Kapitel 4.4 bekannt, unterschiedliche Emissionscharakteristiken aufweisen. Bei Abbildung 4-41 fällt außerdem auf, dass der Übergang zwischen den beiden Flammentypen, je nachdem in welche Richtung die Stöchiometrie verändert wird, bei unterschiedlichen Luftzahlen erfolgt. In Kapitel 2.9 wurde bereits erwähnt, dass das Abheben und das erneute Aufsetzen der Flamme bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten stattfinden. Man spricht von einer Hysterese. Es gibt eine Reihe von Veröffentlichungen, die sich mit dem Phänomen der Hysterese beschäftigt haben, jedoch auf der Basis stark vereinfachter Anordnungen und Strömungsfelder [182, 183]. Die Autoren berichten, dass die unterschiedlichen Austauschmechanismen in der Nähe und in größerer Entfernung von der Düse die Ursache für die Hysterese sind. Da das Gleichgewicht zwischen Anströmgeschwindigkeit und turbulenter Brenngeschwindigkeit eine entscheidende Rolle für die Lage der Reaktionszone spielt, ist eine Hysterese nicht nur bei Variation der Strömungsgeschwindigkeit sondern auch bei Variation der Brenngeschwindigkeit, die unter anderem von der Gemischzu-

sammensetzung abhängt, zu erwarten. Messungen mit der optisch zugänglichen Anlage bestätigten das plötzliche Auftreten eines Flammenrückschlages beim Unterschreiten einer kritischen Luftzahl (Abbildung 4-42). Wird die Messreihe mit niedrigerer, nahestöchiometrischer Luftzahl und somit mit hoher Brenngeschwindigkeit gestartet, stabilisiert sich die Flamme direkt am Düsenaustritt, wie in Abbildung 4-42, links, zu sehen ist. Bei dieser Flammenform werden heiße Abgase nicht nur durch die äußere Rezirkulationszone zurücktransportiert. Auch die schwache innere Rezirkulationszone (Kapitel 4.2) befördert einen Teil der Rauchgase zurück zur Flammenwurzel und verleiht der Flamme eine zusätzliche Stabilität. Erst bei stärkerer Abmagerung des Gemisches wird der Punkt erreicht, an dem keine Flammenstabilisierung im düsennahen Bereich mehr möglich ist. Ein plötzlicher Übergang führt dazu, dass sich die Flamme stromab verlagert, dorthin, wo niedrigere Strömungsgeschwindigkeiten herrschen. Damit wandelt sich die verankerte Flamme in eine abgehobene Flamme. Wird jedoch vor dem kompletten Abblasen der Flamme die Luftzahl reduziert, wandert die abgehobene Flamme aufgrund der Zunahme der Brenngeschwindigkeit stromauf. Eine Umwandlung in eine verankerte Flamme ist erst nach Erreichen der Konturen der inneren Rezirkulationszone möglich (Kapitel 4.3.3). Das ist mit der Überwindung einer mit Annäherung zum Düsenaustritt immer schneller werdenden Strömungsgeschwindigkeit verbunden. Die nötige hohe Brenngeschwindigkeit ist an niedrige Luftzahlen geknüpft, sodass der Übergang zur verankerten Flammenform erst bei niedrigeren LBV stattfinden kann.

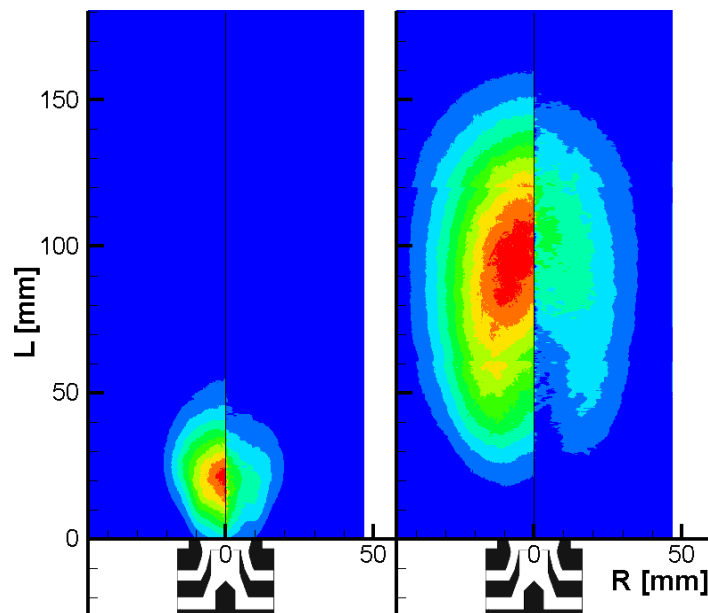


Abbildung 4-42: Lage der Reaktionszone vor (links) und nach (rechts) dem Abheben der Flamme (Druck 3 bar; T_v 673 K; ΔP 3 %; LBV 22/27,8; A_{eff} 142 mm²; CH*;
 $DM_{\text{BK,innen}}$ 95 mm)

4.4.3 Effektive Fläche der Düse

Die Profile der Stickoxidkonzentration im Abgas – abhängig von der effektiven Fläche der Düse - sind in Abbildung 4-43 dargestellt.

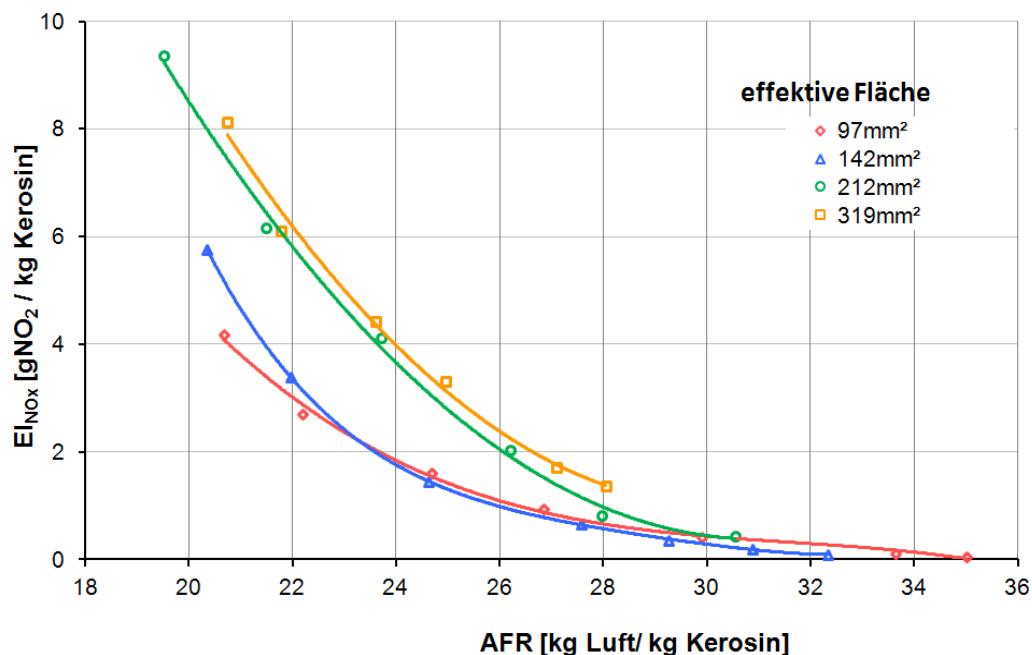


Abbildung 4-43: Abhängigkeit der NO_x-Emissionen von der effektiven Fläche der Düse (Druck 5 bar; T_v 473 K; ΔP 3 %; DM_{BK,innen} 100 mm)

Die Variation des Düsendurchmessers kann auf mehreren Wegen die Bildung von Stickoxiden mitbestimmen. Durch die bei einer größeren Düse höhere mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit (Kapitel 4.3.3) erreichen die heißen Verbrennungsprodukte die Abgassonde, deren Position bei allen Messungen konstant gehalten wurde, in kürzerer Zeit im Vergleich zu einer kleineren Düse. Wie die Ergebnisse der numerischen Simulation in Abbildung 4-44 zeigen, geht für einen breiten Luftzahlbereich mit der Reduktion der Verweilzeit eine Verringerung der Stickoxidproduktion einher.

Der gemessene Verlauf zeigt jedoch genau die umgekehrte Tendenz, mit Steigerung der Düsengröße erhöht sich nämlich der Emissionsindex der Stickoxide (Abbildung 4-43). Es konnte experimentell nachgewiesen werden, dass die effektive Fläche der Düse neben der Verweilzeit der Abgase in der Brennkammer auch ihre Temperatur beeinflussen kann. Diese Temperatur spielt bekanntlich eine wesentliche Rolle für die Produktion von Stickoxiden nach dem thermischen Mechanismus. Beim Hochskalieren der Düse wird sich mit der effektiven Fläche der Düse - bei sonst gleichen Betriebsbedingungen - auch der Luftdurchsatz erhöhen. Wird die Gemischstöchiometrie konstant gehalten, steigt dadurch die Leistung der Flamme. Die Temperatur der Abgase ergibt sich aus dieser Leistung nach Abzug der Wärmeverluste. Da die Fläche der Brennkammerwand konstant bleibt (gleiche Brennkammer) gilt es zu überprüfen, wie sich der Wärmeübergangskoeffizient an der Wand aufgrund der erhöhten Strömungsgeschwindigkeit

verändern wird. Die Ergebnisse eines vereinfachten Modells sind in Tabelle 4 eingetragen. Dabei wurde eine Strömung betrachtet, die aus einem kleineren Rohr (Brenner) in ein größeres (Brennkammer) fließt. Die Berechnung der Nusselt-Zahlen erfolgte mit der im turbulenten Bereich gültigen Formel nach Gnielinski [184]. Aus den Ergebnissen lässt sich schließen, dass eine Erhöhung des Brennerdurchmessers um 50 % eine Zunahme der Leistung um 125 % hervorruft. Dabei erhöht sich die Nusselt-Zahl und somit auch der Wärmeübergangskoeffizient hin zur Brennkammerwand lediglich um 79 %. Der Wärmeaustausch durch Strahlung würde sich sogar kaum verändern, da die Oberfläche der Brennkammerwand gleich bleibt. Des Weiteren wird im Falle einer größeren Düse den Abgasen in der aus der erhöhten Strömungsgeschwindigkeit resultierenden kürzeren Verweilzeit durch die kältere Brennkammerwand weniger Energie entzogen [185]. Die geringere Zunahme der Wärmabgabe an die Wand im Vergleich zur Steigerung der Leistung würde den Energiehaushalt des Systems so verändern, dass mehr Energie zum Erhitzen der Abgase übrig bliebe. Es ist daher davon auszugehen, dass sie eine höhere Endtemperatur erreichen würden. Die durchgeführten Temperaturmessungen im Abgas ergaben für größere effektive Flächen eine für die Stickoxidbildung nach dem thermischen Mechanismus bedeutende Temperatursteigerung. Beispielsweise führte der Einsatz einer Düse mit einer effektiven Fläche von 319 mm² (Betriebsdruck 5 bar, Luftvorwärmtemperatur 473 K, Luftzahl 1,6) zu einer Erhöhung der Abgastemperatur von über 80 K im Vergleich zu einer Düse mit einer effektiven Fläche von 212 mm².

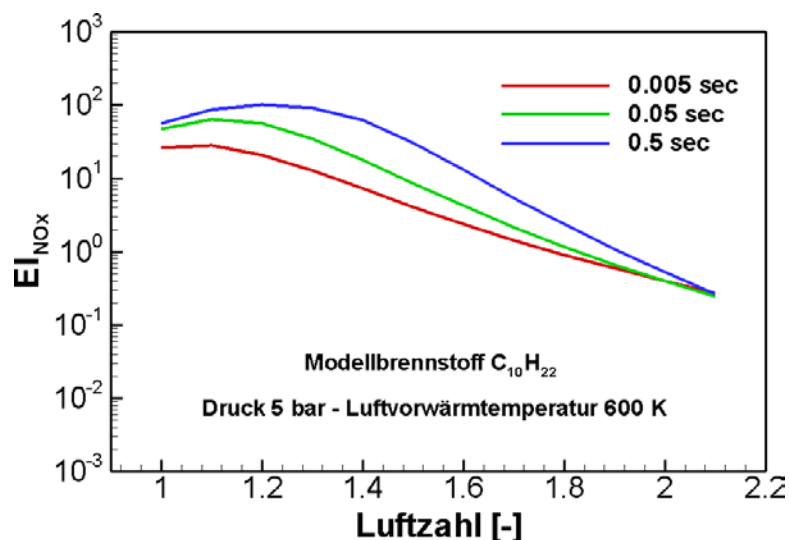


Abbildung 4-44: Numerische Simulation des Einflusses der Verweilzeit auf die Stickoxidproduktion

Neben der Verweilzeit und den damit verbundenen Temperatureffekten ruft eine Variation der Düsengröße bei eingeschlossenen Flammen eine Veränderung der Menge der zurücktransportierten Abgase hervor (Kapitel 4.3.3). Die verstärkte Rezirkulation bei kleinerer Düse hat eine Steigerung des Abgasanteils im Frischgas zur Folge, deshalb wird die Abgasrezirkulation häufig zur Minderung der Stickoxide eingesetzt. Bei-

spielsweise kann die Zugabe von 20 % Abgas zur Verbrennungsluft die NO_x -Konzentration um mehr als 45 % reduzieren [186]. Grund dafür ist der verringerte Sauerstoffpartialdruck im Frischgas. Mit der Sauerstoffkonzentration nimmt auch die Geschwindigkeit der Bildungsreaktion von Stickoxid ab. Diese Effekte sorgen bei Einsatz der kleineren Düse für niedrigere NO_x -Emission. Durch die erhöhte rezirkulierende Abgasmenge im Falle der kleineren Düse erhöht sich außerdem das gesamte Temperaturniveau in der Vorwärmzone, was dazu führt, dass die Verdampfung der Brennstofftropfen schneller vonstattengeht. Wie in Kapitel 4.4.2 behandelt, erhöht sich dadurch die Gemischhomogenität, was unter mageren Bedingungen zu einer Verringerung der Stickoxidkonzentration führt.

Tabelle 4: Abschätzung der Auswirkung der effektiven Fläche der Düse auf die Wärmeverluste (die verwendeten Werte sind exemplarisch)

DM Brennkammer	0,1 m	
Länge BK	0,3 m	
Austrittsgeschwindigkeit Düse	60 m/s	
Temp. Luft (ein)	20 °C	
LBV	20 kg Luft/kg BS	
Heizwert BS	43 MJ/kg	
Adiabate VB-Temperatur	1600 °C	
Temp. BK Wand	1000 °C	
Prandtl Zahl	0,7 -	
	Brenner klein	Brenner groß
DM Brenner	0,03	0,045 m
Verhältnis DM Brenner groß/klein	1,5	-
Massenstrom Luft	0,0547	0,1231 kg/s
Leistung Brenner	117,6	264,7 kW
Verhältnis Leistung Brenner groß/klein	2,25	-
Reynolds-Zahl BK (heiß)	1,07E+04	2,40E+04 -
Rohrreibungszahl ξ	0,0302	0,0245 -
Nusselt-Zahl	59,598	106,693 -
Verhältnis Nusselt-Zahl groß/klein	1,79	

4.5 Einfluss der Betriebsparameter auf die mageren Verlöschgrenzen

Um die Stickoxide noch weiter absenken zu können, wird gegenwärtig verstärkt auf das tiefere Abmagern des brennbaren Gemisches gesetzt. Bei der Verwirklichung dieses Ansatzes werden jedoch die Ingenieure mit diversen Schwierigkeiten, wie zum Beispiel den erhöhten Konzentrationen von Kohlenmonoxid und unverbrannten Kohlenwasserstoffen im Abgas konfrontiert (Abbildung 4-45).

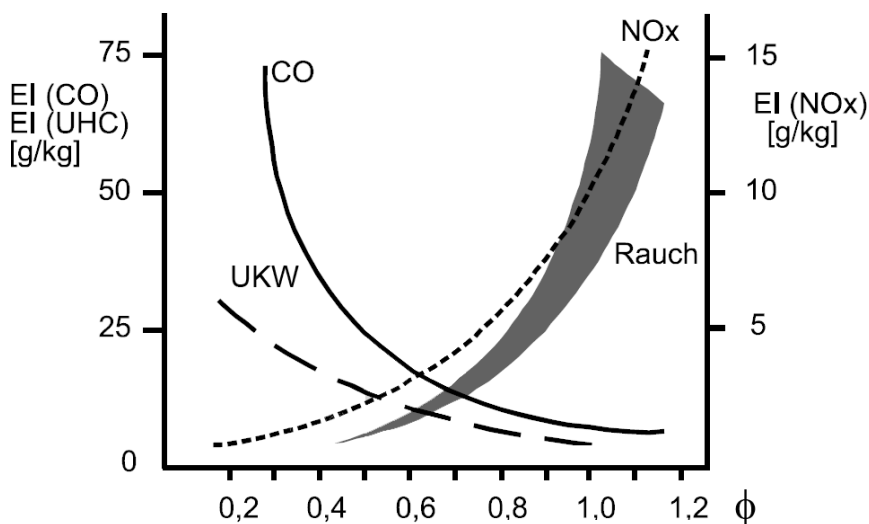


Abbildung 4-45: Emissionsverhalten einer Fluggasturbine (nach Hönig [187])

Außerdem birgt die magere Verbrennung die größere Gefahr des Flammenverlöschens. Wie aus Kapitel 2.4 bekannt, bedarf es für eine stabile Verbrennung eines Bereiches, in dem eine Gleichheit der zeitmittleren Normalkomponente der Strömungsgeschwindigkeit und der turbulenten Brenngeschwindigkeit vorliegt. Das kann zum Beispiel durch Erzeugung einer Rezirkulationszone erreicht werden. In der Scherschicht zwischen Vor- und Rückwärtsströmung entstehen Zonen niedriger Strömungsgeschwindigkeit. Die erhöhte Turbulenzintensität am Rande des Rezirkulationsgebietes sorgt außerdem für eine Steigerung der turbulenten Brenngeschwindigkeit um bis zu einer Größenordnung [188, 189]. Das durch die Rezirkulation hervorgerufene Zuführen teilweise oder komplett abgebrannter Abgase zum Frischgas sorgt nicht nur für ein sicheres Wiederezünden des Frischgases, sondern erhöht die Vorwärmtemperatur des Gemisches und somit auch seine laminare Brenngeschwindigkeit. Eine hohe Flammenstabilität wird erreicht, wenn im Bereich der niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten gleichzeitig ein nahestöchiometrisches Gemisch mit höchstmöglicher laminarer Brenngeschwindigkeit vorliegt [190]. Der Bereich, in dem sich die oben aufgeführten Voraussetzungen überlagern, wird als Stabilisierungszone bezeichnet.

Eine Abmagerung des Frischgases führt dazu, dass sich einerseits aufgrund des erhöhten reaktionskinetischen Zeitmaßes die Reaktion stromab verlagert und andererseits das gesamte Energieniveau abnimmt. Aufgrund dessen wird durch die Rezirkulation weniger Energie zurücktransportiert, wodurch die Temperatur im düsenahen Bereich abfällt. Neben den erschwerten Zündbedingungen führt die niedrigere Temperatur, bedingt durch die Abnahme der kinematischen Viskosität und der daraus folgenden Erhöhung der Reynolds-Zahl, zur Intensivierung der turbulenten Austauschprozesse. Durch den schnelleren Stofftransport schrumpfen die Bereiche der nahestöchiometrischen Zusammensetzung, bis schließlich nach kurzer Phase starker Instabilitäten das magere Verlöschens auftritt [34].

Um das Eintreten des Verlöschens quantifizieren zu können, schlugen Zukoski und Marble vor, die Kontaktzeit der rezirkulierenden Gase mit dem Frischgemisch ins Verhältnis zu einer reaktionskinetischen Zeit zu setzen [191]. Schefer et al. betrachteten die Rezirkulationszone als ideal durchmischten Reaktor und nutzten anstelle der Kontaktzeit eine charakteristische Zeit, die aus der Länge der Rezirkulationsblase und der Anströmgeschwindigkeit ermittelt wurde [192].

Damit eine stabile Verbrennung sichergestellt werden kann, muss am Stabilisierungspunkt die zeitlich-mittlere Anströmungsgeschwindigkeit gleich der turbulenten Brenngeschwindigkeit sein:

$$U = S_T \quad (4-13)$$

Daraus lässt sich ein Stabilitätskriterium herleiten, dessen Ursprünge auf die Arbeit von Bernard Lewis und Günther von Elbe zurückzuführen sind [193]. Voraussetzungen dafür sind die geometrische Ähnlichkeit des Brenner-Brennkammer-Systems und die gleichen thermischen Randbedingungen. Im Bereich der hochturbulenten Flammen, gekennzeichnet durch $Re_t \gg 1$ und $Da < 1$, gilt gemäß den Überlegungen aus Kapitel 4.3.1 für das Verhältnis der turbulenten zu der laminaren Brenngeschwindigkeit der Zusammenhang:

$$\frac{S_T}{S_L} \sim \sqrt{Re_t} \quad \rightarrow \quad S_T \sim S_L \sqrt{\frac{u' l_t}{\bar{a}}} \quad (4-14)$$

In geometrisch ähnlichen Systemen mit vollständig ausgebildeter Strömung ist die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit proportional zu einer charakteristischen Geschwindigkeit (beispielsweise zur Austrittsgeschwindigkeit aus der Düse) $u' \sim U_{char}$; das integrale Längenmaß ist proportional zu einem charakteristischen Durchmesser (zum Beispiel zum Austrittsdurchmesser der Düse) $l_t \sim L_{char}$. Des Weiteren ist aufgrund der in Kapitel 2.5 erläuterten Ähnlichkeitsgesetze die mittlere Geschwindigkeit im Gasstrahl ebenfalls von der charakteristischen Geschwindigkeit im System abhängig, d.h. $U \sim U_{char}$. Mit den obigen Proportionalitäten ergibt sich aus Gleichung (4-14) nach dem Einsetzen in Gleichung (4-13):

$$U_{char} \sim S_L \sqrt{\frac{U_{char} L_{char}}{\bar{a}}} \quad \rightarrow \quad U_{char}^2 \sim S_L^2 \frac{U_{char} L_{char}}{\bar{a}} \quad (4-15)$$

$$\frac{U_{char}}{L_{char}} = K \frac{S_L^2}{\bar{a}} \quad (4-16)$$

Die obige Beziehung besagt, dass in geometrisch ähnlichen Systemen, die unter denselben Bedingungen und mit demselben Brennstoff betrieben werden, die Abblasegeschwindigkeit proportional zur charakteristischen Länge ist. Die geometrischen Gegebenheiten des Systems sind in der Konstante K enthalten.

Die Beziehung (4-16) wird häufig umgeformt und als Verhältnis von zwei Péclet-Zahlen dargestellt, woher auch die Bezeichnung Péclet-Kriterium rührt.

$$\frac{U_{char} L_{char}}{\bar{a}} = K \left(\frac{S_L L_{char}}{\bar{a}} \right)^2 \rightarrow Pe_t = K Pe_{S_L}^2 \quad (4-17)$$

Sind die Strömungsfelder der zu vergleichenden Systeme hingegen nicht ähnlich, ergeben sich Exponenten in der Beziehung, die vom einzig physikalisch sinnvollen Wert von 2 abweichen [194]. Die richtige Wahl der charakteristischen Größen U_{char} und L_{char} ist für die korrekte Anwendung des Péclet-Kriteriums entscheidend. Ist das zunächst für vorgemischte Flammen entwickelte Péclet-Kriterium auf Diffusionsflammen anzuwenden, kommt die Ähnlichkeit der Mischungsfelder zu den anderen Voraussetzungen hinzu [34].

Aus der vorangegangenen Betrachtung ist die wichtige Rolle der laminaren Brenngeschwindigkeit für die Flammenstabilität erkennbar. Trotz der relativ geringen Unterschiede in der laminaren Brenngeschwindigkeit gängiger Brennstoffe auf Kohlenwasserstoffbasis, wirkt sich die Wahl des Brennstoffes durchaus auf die Flammenstabilität aus. Nach neueren Erkenntnissen beträgt die laminare Brenngeschwindigkeit eines stöchiometrischen Methan-Luft-Gemisches bei 295 K und unter atmosphärischem Druck 35,7 cm/s [195] und erhöht sich bei 400 K auf 55,7 cm/s [196]. Unter denselben Bedingungen ist die laminare Brenngeschwindigkeit eines stöchiometrischen Kerosin-Luft-Gemisches um knapp 10 % höher und beträgt bei 400 K 61,2 cm/s [169]. Neben der höheren laminaren Brenngeschwindigkeit zeichnet sich das in dieser Studie eingesetzte Kerosin durch eine niedrigere Zündtemperatur aus, weil sie stark mit der Länge des Kohlenwasserstoffmoleküls zusammenhängt (Abbildung 4-46).

Wie bereits erwähnt, wird in dieser Studie die Erhöhung der Luftzahl erreicht, indem der Durchsatz des Brennstoffes verringert wird, was dazu führt, dass insgesamt weniger Energie in der Brennkammer freigesetzt wird. Entsprechend wird durch die Rezirkulation immer weniger Energie zurück zum Düsenauslass transportiert, was das Vorheizen des Frischgases beeinträchtigt. Eine niedrigere Zündtemperatur, wie beim Kerosin, trägt dazu bei, dass in der Stabilisierungszone das Wiederzünden auch bei etwas tieferer Abmagerung möglich ist, sodass Verlöschen erst bei höheren Luftzahlen eintritt. Hadeef et al. verglichen Kerosin- und Methanflammen bei verschiedenen Luftvorwärmtemperaturen und begründeten die festgestellte bessere Stabilität der Kerosinflamme unter anderem durch die niedrigere Zündtemperatur von Kerosin (458-555 K) im Vergleich zu Methan (813 K) [197]. Neuere Quellen legen die Zündtemperatur von Kerosin auf ca. 523 K fest [198].

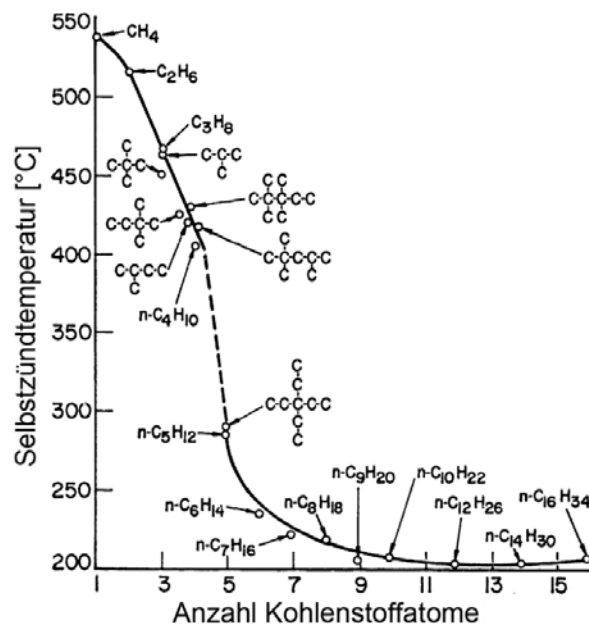


Abbildung 4-46: Zündtemperatur gängiger Kohlenwasserstoffe in Abhängigkeit von der Moleküllänge (nach Zabetakis [199])

Die Erhöhung des chemischen Zeitmaßes der Verbrennungsreaktion und das Herabsetzen des Gesamttemperaturniveaus bei zunehmender Abmagerung des Frischgemisches führen dazu, dass in der Nähe der Verlöschgrenze die durch die strömungstechnischen Randbedingungen begrenzte Verweilzeit einen vollständigen Ausbrand nicht mehr zulässt. Die Verbrennungsreaktion von Kohlenwasserstoffen besteht aus einer Vielzahl einzelner Reaktionen, wobei der abschließende Schritt immer das Aufoxidieren von Kohlenmonoxid zu Kohlendioxid nach der Reaktion $CO + OH \rightleftharpoons CO_2 + H$ ist. Aufgrund der im Vergleich zu den anderen Reaktionsschritten geringen Reaktionsgeschwindigkeit der Oxidation von Kohlenmonoxid lässt sich kurz vor dem Auftreten des mageren Verlöschens wegen mangelnder Verweilzeit eine erhöhte Konzentration von Kohlenmonoxid im Abgas registrieren, was als Indikator für das bevorstehende Flammenverlöschens genutzt werden kann. Sobald die über die Rezirkulation zurückgeführte Energie nicht mehr ausreicht, um die Zündung des Gemisches sicherzustellen, setzt die Verbrennungsreaktion stellenweise sogar komplett aus mit der Folge, dass die Konzentration unverbrannter Kohlenwasserstoffe im Rauchgas ebenfalls zunimmt.

Die Auftragung der Verlöschgrenzen einer sich direkt am Brenner stabilisierenden Flamme und einer abgehobenen Flamme im selben Diagramm verdeutlicht, dass wider Erwarten die abgehobene Flamme in einem weiten Bereich der Luftvorwärmung eine bessere Stabilität gegenüber dem mageren Verlöschens aufweist (Abbildung 4-47).

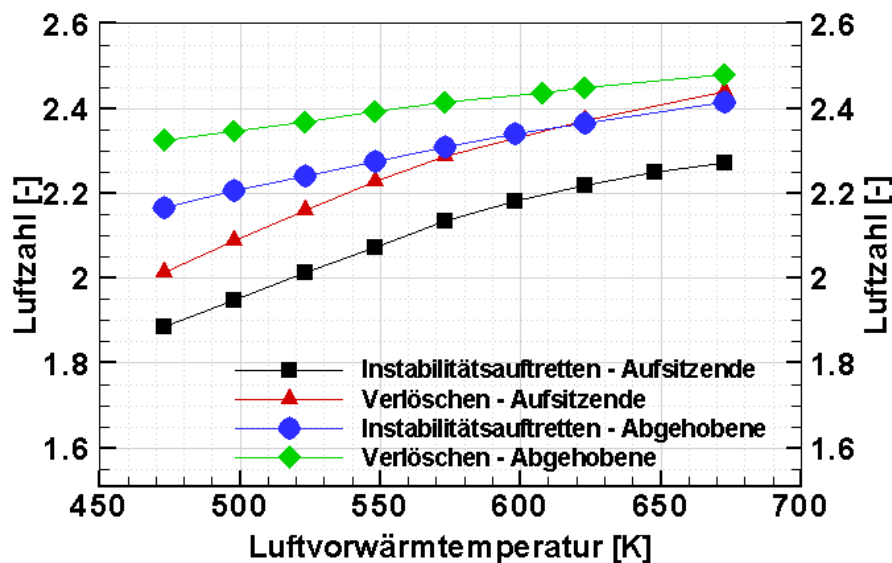


Abbildung 4-47: Abhängigkeit der mageren Verlöschgrenzen vom Flammentyp [152]

Die Stabilisierungszone der am Brenner sitzenden Flamme befindet sich in Bereichen hoher mittlerer Geschwindigkeit. Daher reagiert diese Flamme empfindlicher auf die Abnahme der Brenngeschwindigkeit beim Abmagern des Gemisches. Die Stabilisierungszone der abgehobenen Flamme liegt dagegen weiter stromab in Bereichen niedriger Geschwindigkeit, die aus der fortgeschrittenen radialen Ausweitung des Gasstrahls resultiert, und ist daher robuster gegenüber der Abnahme der Brenngeschwindigkeit.

4.5.1 Betriebsdruck

Der Verlauf der mageren Stabilitätsgrenzen in Abhängigkeit vom Betriebsdruck deutet auf einen Wechsel der ausschlaggebenden Stabilitätskriterien mit der Variation des Druckes hin (Abbildung 4-48). So tritt zunächst mit steigendem Druck das magere Verlöschen bei immer höheren Luftzahlen auf, erreicht ein Maximum und nimmt dann bei noch höheren Drücken wieder ab. Um diesen Verlauf erklären zu können, müssen die Druckabhängigkeiten der einzelnen Einflussgrößen im Detail betrachtet werden.

Eine Steigerung des Betriebsdruckes wirkt sich indirekt auf die thermischen Randbedingungen der Brennkammer aus und kann auf diese Weise auch die Flammenstabilität beeinflussen. Die Temperatur der keramischen Brennkammerwand hängt unter anderem davon ab, wie intensiv der Wärmetransport zwischen den heißen Abgasen und der kälteren Wand stattfindet. Neben dem rein konvektiven Wärmetransport spielt der Austausch durch Strahlung eine wichtige Rolle für den thermischen Zustand der keramischen Ausmauerung. Beim Erhöhen des Betriebsdruckes nimmt die Dichte und somit auch die Konzentration der Gase in der Brennkammer zu. Vor allem die Konzentration der strahlungsaktiven Spezies in den heißen Abgasen, wie etwa CO_2 und Wasser, ist für den Strahlungsaustausch nach dem Lambert-Beer-Gesetz entscheidend. Ihre erhöhte Kon-

zentration steigert die Wärmeübertragung durch Strahlung und trägt zum stärkeren Aufheizen der keramischen Brennkammerwand und der metallischen Düsenplatte bei. Außerdem führt die Druckzunahme zu einer verstärkten Rußbildung. Messungen und numerische Simulationen lassen auf eine quadratische Abhängigkeit der Rußbildung vom Betriebsdruck schließen [200, 201]. Die glühenden Rußpartikeln emittieren als Graustrahler Licht in ein breites Spektrum, sodass die nur in bestimmten Wellenlängen aktiven Spezies im Abgas praktisch kein Hindernis für diese Strahlung darstellen. Sie kann daher die keramischen Wände und die Düsenplatte ungehindert erreichen und sie weiter aufheizen. Diese zusätzliche Energie können die Bauteile dann an das kühlere Frischgas abgeben. Mit der erhöhten Vorwärmtemperatur nimmt auch seine Brenngeschwindigkeit zu, was die Flamme zusätzlich stabilisiert.

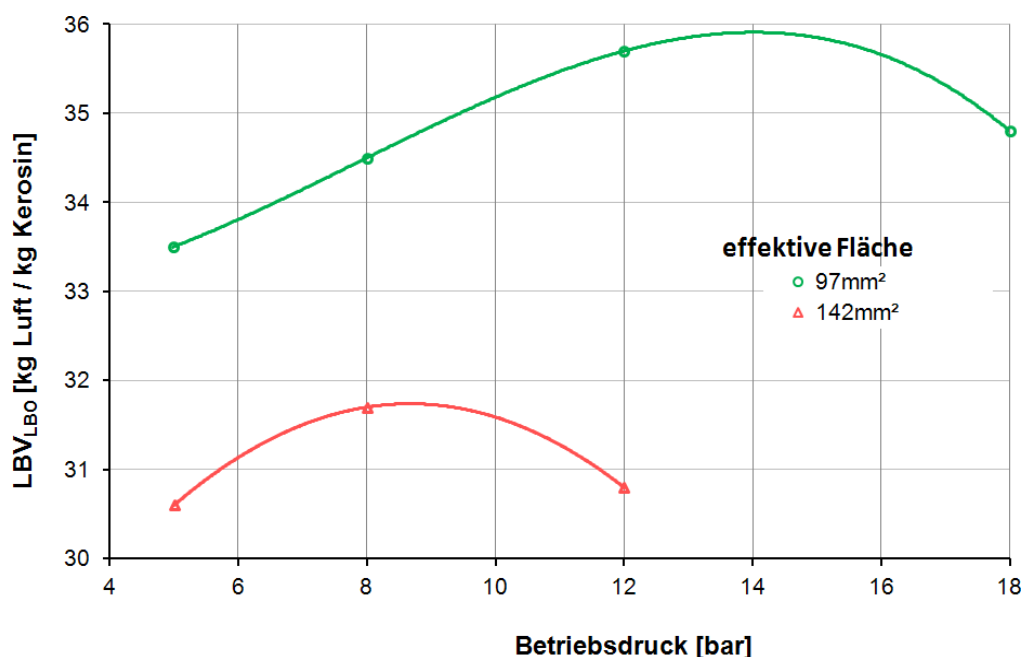


Abbildung 4-48: Abhängigkeit der mageren Verlöschgrenzen vom Betriebsdruck (T_v 473 K; ΔP 3 %; $DM_{BK,innen}$ 100 mm)

Zu diesen beiden Effekten kommt noch die positive Druckabhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit (Kapitel 4.3.1), die ebenfalls zur Verbesserung der Flammenstabilität beiträgt.

Beim Erhöhen des Betriebsdruckes nimmt außerdem die Mindestzündenergie des brennbaren Gemisches ab. Dies führt bei höheren Drücken dazu, dass die nah an der mageren Verlöschgrenze nur knapp verfügbare Energie ausreichend sein wird, um größere Mengen Frischgas zu entflammen, was das Aufrechterhalten der Reaktion unterstützen wird. Des Weiteren nimmt nach heutigem Wissensstand auch die Zündtemperatur mit dem Druck ab und strebt asymptotisch einen Wert von ca. 450 K an [202]. Die Zündtemperatur von Kerosin liegt unter Normalbedingungen bei 523 K, sodass mit zu-

nehmendem Druck noch eine merkliche Änderung zu erwarten ist mit dem entsprechenden Einfluss auf die Flammenstabilität.

Im Bereich der höheren Drücke ist das Absinken der Zündtemperatur zu gering, um die Stabilitätsgrenzen wesentlich verbessern zu können. Dort nehmen andere Effekte überhand und führen letztendlich zu einer Verschlechterung der Flammenstabilität mit steigendem Druck. Beim Abmagern des brennbaren Gemisches wird die laminare Flammenfront aufgrund des zunehmenden chemischen Zeitmaßes dicker, sodass kleinere turbulente Wirbelstrukturen in sie eindringen könnten. Dabei kühlt das kalte in den turbulenten Wirbeln enthaltene Gas die Flammenfront ab. Wenn dabei die Zündtemperatur unterschritten wird, kann es zum lokalen Verlöschen kommen. Die Zwischenprodukte der Reaktion werden von der Strömung wegtransportiert und können bei günstigen Bedingungen an einer anderen Stelle erneut zünden [21]. Ist die Turbulenzintensität hoch genug, kann es durch das Eindringen der Wirbel in die Flammenfront sogar zu einem kompletten Verlöschen der Flamme kommen. Die Wahrscheinlichkeit dafür lässt sich nach der Theorie von Abdel-Gayed et al. [30] mit Hilfe des im theoretischen Teil eingeführten Karlowitz-Streckungsfaktors K quantitativ beschreiben. Nach Erkenntnissen der Autoren tritt für $Re_t > 300$ (ein Zustand, der zum Beispiel bei ausreichender Strömungsgeschwindigkeit im Bereich der höheren Drücke, aufgrund der Beziehung $Re_t \sim 1/\nu \sim p$ zu erwarten wäre) oberhalb von $K Le > 1,5$ das komplette Verlöschen der Flamme auf. Ausgehend von Gleichung (2-57) ergibt sich mit $S_L \sim p^\omega$ (ω ist der Exponent der Druckabhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit) und der Druckabhängigkeit der kinematischen Zähigkeit $\nu \sim 1/p$ ein Ausdruck für die Druckabhängigkeit des Karlowitz-Streckungsfaktors:

$$K = Konst \left(\frac{u'}{S_L} \right)^2 \sqrt{\frac{\nu}{u' l_t}} \sim \left(\frac{1}{p^\omega} \right)^2 \sqrt{p^{-1}} \quad (4-18)$$

Wie aus Kapitel 4.3.1 bekannt, ist der Exponent ω von der Reaktionsordnung der Verbrennungsreaktion und somit auch vom eingesetzten Brennstoff abhängig. Bei Methan ist ω mit -0,5 zu beziffern, was in eine Druckabhängigkeit des Karlowitz-Streckungsfaktors $K \sim p^{0,5}$ resultiert. Mit anderen Worten, bei einer hochturbulenten ($Re_t > 300$) vorgemischten Methan-Luft-Flamme, die sich kurz vor dem Verlöschen befindet ($K Le$ knapp unter 1,5), würde eine Drucksteigerung zur Zunahme des Produktes $K Le$ und letztendlich zum Verlöschen der Flamme führen. Selbst bei langkettigen Kohlenwasserstoffen wie etwa Kerosin, die sich durch einen geringeren Exponenten ω auszeichnen (Kapitel 4.3.1), ist die positive Druckabhängigkeit des Karlowitz-Streckungsfaktors zu erkennen und würde zur Destabilisierung der Flamme mit steigendem Druck führen. Bei niedrigeren Drücken herrscht in der Brennkammer eine geringere turbulente Reynolds-Zahl. Für $Re_t < 300$ tritt das Flammenverlöschen nach der

Theorie von Abdel-Gayed et al. bei $K Re_t^{-0,5} > 0,079$ auf. In diesem Fall kommt zu der Druckabhängigkeit des Karlowitz-Streckungsfaktors noch die Druckabhängigkeit der turbulenten Reynolds-Zahl hinzu. Im Gegensatz zu den hochturbulenten Strömungen ergibt sich in diesem Fall für langkettige Kohlenwasserstoffe eine negative Druckabhängigkeit des Produktes $K Re_t^{-0,5}$, was die Stabilität der Flamme mit steigendem Druck verbessern würde, wie es auch im Niederdruckbereich in Abbildung 4-48 zu sehen ist. Die Einordnung der untersuchten Flammen im Borghi-Diagramm (Abbildung 4-14) bestätigt, dass die durchgeführten Messungen im Bereich der charakteristischen turbulenten Reynolds-Zahl von 300 stattgefunden haben.

In Abbildung 4-48 ist außerdem zu erkennen, dass die Position des Flammenstabilitätsmaximums mit der effektiven Fläche der Düse variiert. An der Stelle des Maximums leitet die Überschreitung der charakteristischen turbulenten Reynolds-Zahl den Übergang zwischen den beiden oben beschriebenen Bereichen ein. Da in der turbulenten Reynolds-Zahl Re_t das integrale Längenmaß l_t enthalten ist, dessen Größe proportional zur Düsenlänge ist, wird im Falle einer größeren effektiven Fläche die charakteristische turbulente Reynolds-Zahl von 300 bei niedrigerem Druck erreicht, denn es gilt $Re_t = u' l_t / \nu \sim A_{eff} / p^{-1}$.

Wie in Kapitel 4.3.1 behandelt, verringert sich der Sauterdurchmesser der Brennstofftropfen mit Zunahme des Betriebsdruckes, was zu einer Verkürzung der Lebensdauer der Tropfen führt. Daher sinkt der Anteil der Tropfen, die die Flamme erreichen und dort diffusiv verbrennen. Das wirkt sich im mageren Bereich zwar positiv auf die Konzentration von Stickoxiden aus (Abbildung 4-34), verschlechtert aber die Gesamtstabilität der Flamme, denn die heißen Diffusionsflammen um die Brennstofftropfen können als Zündquellen dienen.

Einige Effekte, die für die Verschiebung der Flammenstabilitätsgrenze mit dem Druck verantwortlich sind, sind auch in der Druckabhängigkeit der Stickoxidemissionen wiederzufinden (Kapitel 4.4.1). So führt zum Beispiel die Erhöhung der turbulenten Brenngeschwindigkeit mit steigendem Druck zunächst zu einer Verkürzung der Abhebehöhe und, durch die Verschlechterung der Gemischhomogenität, zu höheren NO_x -Emissionen (Abbildung 4-34). Auf der anderen Seite wirkt sich die schnellere Verbrennung positiv auf die Flammenstabilität aus, wie Abbildung 4-48 zeigt. Höhere Drücke beeinträchtigen zwar durch partielle Quenchvorgänge in der Flamme die Flammenstabilität, führen jedoch zu einer Zunahme der Abhebehöhe und somit zur Abnahme der NO_x -Konzentration.

4.5.2 Luftvorwärmtemperatur

Zur Verringerung der Konzentration von stabilisierend wirkenden diffusiv brennenden Tropfen in der Reaktionszone trägt nicht nur die Steigerung des Druckes bei sondern

auch eine höhere Temperatur der Verbrennungsluft. In einzelnen Fällen kann das sogar im Bereich der niedrigeren Lufttemperaturen zu einer leichten Abnahme der mageren Stabilitätsgrenze mit steigender Vorwärmtemperatur führen (Abbildung 4-49).

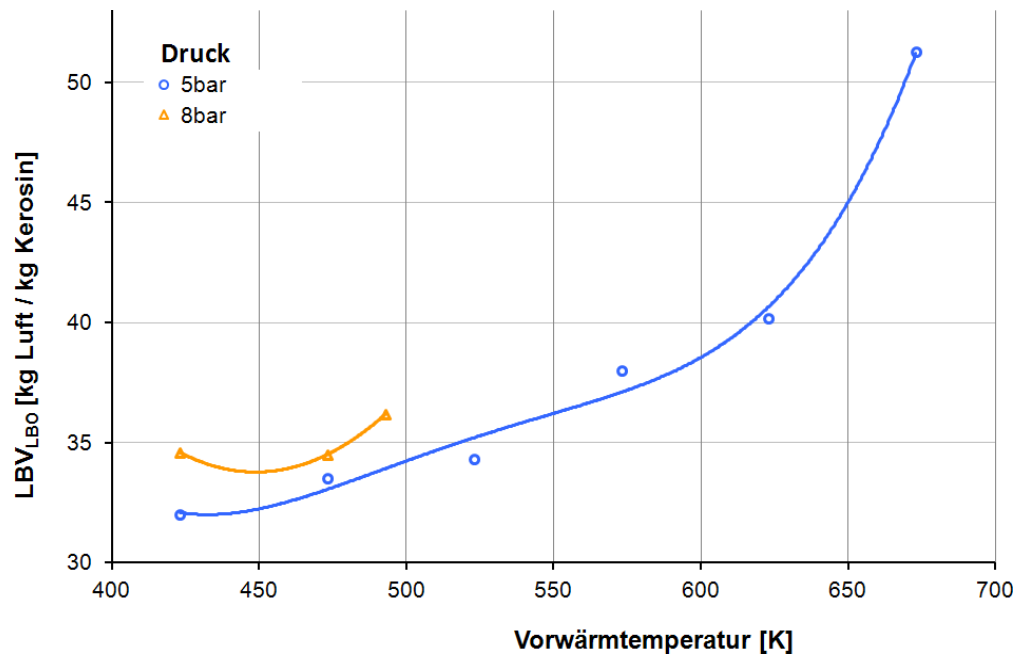


Abbildung 4-49: Abhängigkeit der mageren Verlöschgrenze von der Luftvorwärmtemperatur (ΔP 3 %; A_{eff} 97 mm²; $DM_{\text{BK,innen}}$ 100 mm)

Wie die Abbildung zeigt, tritt bei stärkerem Erhitzen der Verbrennungsluft das magere Verlösch bei immer höheren Luftzahlen auf, wie aus der Temperaturabhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit $S_T \sim a T^2 + b$ mit den Konstanten a und b zu erwarten ist [124]. Einen Beitrag zu der mit zunehmender Temperatur verbesserten Flammenstabilität liefert außerdem die temperaturbedingte Ausweitung der Zündgrenzen. Weil die abgehobene Flamme zur Familie der teilvorgemischten Verbrennungsarten gehört, weist die Zusammensetzung des brennbaren Gemisches in Bezug auf die über die Massenströme von Brennstoff und Luft global eingestellte Stöchiometrie eine gewisse Streuung auf. Da bei Annäherung an die magere Verlöschgrenze immer mehr brennbares Gemisch außerhalb der Zündgrenzen gerät, kann es nicht mehr zum Energiehaushalt des Systems beitragen. Durch die temperaturbedingte Ausweitung der Zündgrenzen wird ein Teil dieses Gemisches wieder zündfähig und kann das Aufrechterhalten der Verbrennungsreaktion unterstützen. Neben der Ausweitung der Zündgrenzen bewirkt die erhöhte Vorwärmtemperatur eine Verringerung der Zündenergie [203], sodass selbst geringere Mengen der über die Rezirkulation von Abgas zurückgeführten Energie genügen, um frisches Gemisch zu entflammen.

4.5.3 Effektive Fläche der Düse

Selbst wenn Untersuchungen an freibrennenden abgehobenen Strahlflammen auf eine positive Abhängigkeit der Stabilität der Flamme gegenüber magerem Verlöschen vom Düsendurchmesser hindeuten [204], tendiert die Stabilität der hier untersuchten eingeschlossenen abgehobenen Flammen dazu, mit der Vergrößerung der effektiven Fläche der Düse abzunehmen (Abbildung 4-50).

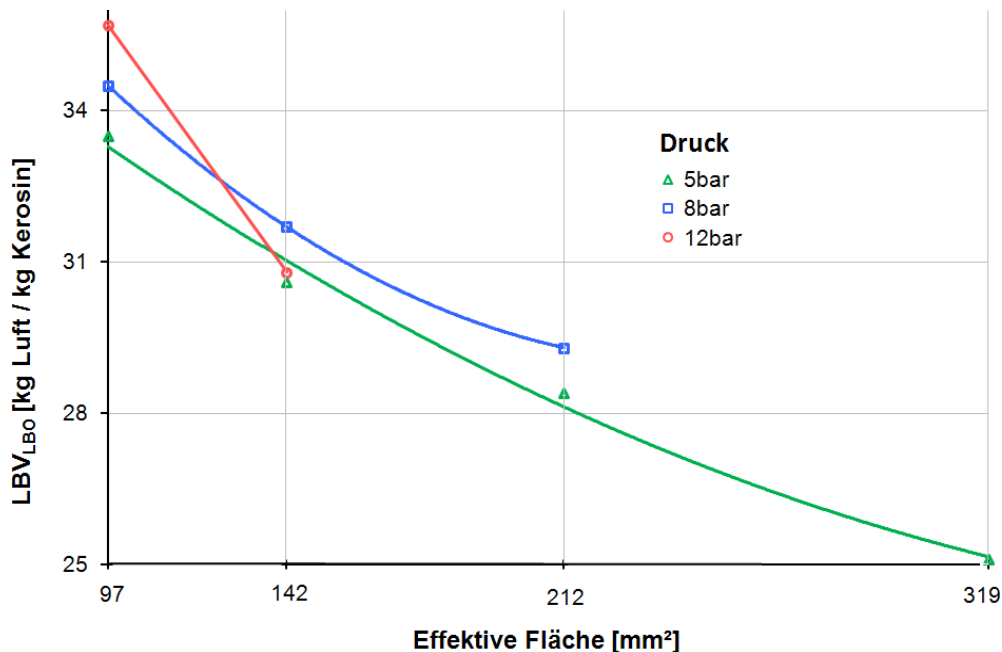


Abbildung 4-50: Abhängigkeit der mageren Verlöschgrenze von der effektiven Fläche (T_v 473 K; ΔP 3 %; $DM_{BK,innen}$ 100 mm)

Grund dafür sind die im Vergleich zu freibrennenden Flammen unterschiedlichen Vorgänge, die eine eingeschlossene Verbrennung begleiten, wie etwa die Entstehung von äußeren Rezirkulationsgebieten (Kapitel 2.5). Wie bereits in Kapitel 4.3.3 behandelt, ist die Menge an Abgasen, die durch die Eckwirbel zurücktransportiert wird, vom Expansionsfaktor D/d abhängig. Da in dieser Studie nur der Brennerdurchmesser d variiert (in Abbildung 4-50 als effektive Fläche angegeben), der Durchmesser der Brennkammer D jedoch konstant gehalten wurde, hat sich der Expansionsfaktor verändert mit der Folge, dass beim Einsatz von größeren Düsen weniger Rauchgase zum Düsenaustritt zurücktransportiert werden. Der verringerte Rücktransport von Abgasen beeinträchtigt die zusätzliche Vorwärmung des Frischgases und dadurch sinkt die laminare und damit auch die turbulente Brenngeschwindigkeit, mit negativen Auswirkungen auf die Flammenstabilität, wie in Abbildung 4-50 eindeutig zu erkennen ist.

Aus Kapitel 4.3.3 ist außerdem bekannt, dass die Erhöhung der effektiven Fläche der Düse bei konstant bleibendem Brennkammerdurchmesser über den volumetrischen Durchsatz zu einer erhöhten mittleren Strömungsgeschwindigkeit im Brennerraum führt. Sie wird unter diesen Umständen in der Lage sein, selbst bei brennstoffreicheren

Gemischen, die sich durch höhere Brenngeschwindigkeiten auszeichnen, die Flamme zum Abblasen zu bringen.

Die Stabilität der Flamme hängt weiterhin stark mit der in der chemischen Reaktion produzierten Energie zusammen. Bedingt durch die endliche Reaktionsgeschwindigkeit ist die Menge der erzeugten Wärme proportional zu der Verweilzeit der Reaktionspartner in der Reaktionszone. Aufgrund der erhöhten Strömungsgeschwindigkeit im Falle einer größeren Düse nimmt die Verweilzeit ab, wodurch weniger Energie freigesetzt werden kann, sodass die Flamme insgesamt abkühlt, was letztendlich zum vorzeitigen Abblasen führt.

4.6 Gemischausbrand

Ein vollständiger Ausbrand ist für die praxisrelevanten Verbrennungskonzepte von entscheidender Bedeutung, denn eine unvollständige Verbrennung verringert einerseits die Ausnutzung der im Brennstoff enthaltenen Energie und erhöht andererseits die Konzentration von Schadstoffen im Abgas.

Der Ausbrand wurde in dieser Studie gemäß den SAE-Richtlinien ermittelt [172]. Danach berechnet sich der Ausbrand aus der Enthalpie, die aufgrund der unvollständigen Verbrennung noch in den brennfähigen Bestandteilen des Abgases enthalten ist. Es wird angenommen, dass die unverbrannten Kohlenwasserstoffe denselben Heizwert haben wie der Brennstoff selbst. Die Berechnung des Ausbrandes erfolgt nach der Formel:

$$AB = \left(1 - 10109 \frac{EI_{CO}}{H_{BS}} - \frac{EI_{UKW}}{1000} \right) \cdot 100\% \quad (4-19)$$

Wie die Abbildung 4-51 verdeutlicht, zeichnet sich die in dieser Studie untersuchte abgehobene Verbrennung durch einen nahezu kompletten Ausbrand im relevanten Stöchiometriebereich aus. Lediglich in der Nähe des mageren Verlöschens nimmt erwartungsgemäß der Ausbrand ab, da dort aufgrund der langsameren Reaktionskinetik Produkte unvollständiger Verbrennung entstehen.

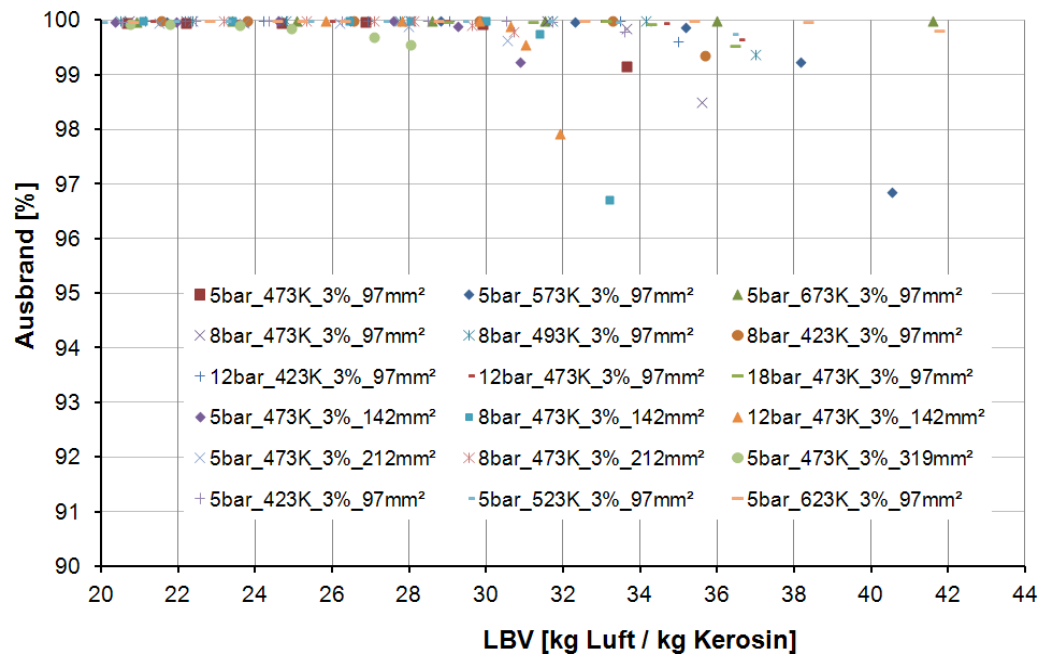


Abbildung 4-51: Ausbrand in Abhängigkeit von der Gemischstöchiometrie für verschiedene Betriebsbedingungen ($DM_{BK,innen}$ 100 mm)

5 Zusammenfassung

Den Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bilden die experimentellen Untersuchungen an abgehobenen verdrallten Flammen unter praxisrelevanten Bedingungen. Die abgehobenen Flammen besitzen einige wertvolle Eigenschaften, die, richtig eingesetzt, zur Minimierung des Schadstoffausstoßes beitragen können. In Bezug auf die Schadstoffemissionen konzentrierten sich die Untersuchungen auf die Stickoxide, deren schädliche Wirkung auf Mensch und Umwelt mittlerweile unumstritten ist [205, 206]. Im Vergleich zu anderen gängigen Techniken zur Reduktion von Stickoxidemissionen zeichnet sich die abgehobene Verbrennung durch ihre einfache Umsetzung und durch die geringe Anfälligkeit für Flammeninstabilitäten aus. Damit die Vorteile dieser Verbrennungsart optimal genutzt werden können, ist die genaue Kenntnis des Flammenverhaltens unter verschiedenen Betriebsbedingungen entscheidend. Um künftige Einsatzbereiche definieren zu können, sind vor allem Untersuchungen unter turbinennahen Bedingungen, das heißt unter erhöhten Drücken und Temperaturen, unerlässlich. Bei dieser Studie wurden alle wichtigen Betriebsparameter variiert, darunter Betriebsdruck, Vorwärmtemperatur der Verbrennungsluft, Zusammensetzung des Luft-Brennstoff-Gemisches, effektive Fläche der Düse und Druckverlust über die Düse.

Die zu untersuchende abgehobene Flamme wurde mittels einer modifizierten Airblast-Düse erzeugt [121]. Im Vergleich zu anderen gängigen Düsenkonstruktionen wurde die Drallzahl passend reduziert, um eine räumliche Entkopplung der Verbrennungsreaktion vom Brenner zu ermöglichen und gleichzeitig eine schwache innere Rezirkulationszone entstehen zu lassen, die einen wichtigen Beitrag zu Gemischhomogenisierung leistet.

Für die Untersuchungen wurden zwei Prüfstände entworfen und gefertigt. Der erste wurde für die Analyse der Abgaskonzentrationen konzipiert, woraus sich neben Schadstoffemissionen auch noch die Stabilitätsgrenzen der Flamme ermitteln ließen. Die zweite Versuchsanlage hatte das Ziel, eine optische Zugänglichkeit zu ermöglichen. Damit war es möglich, die Position der Reaktionszone und den Verdampfungsfortschritt des als Brennstoff eingesetzten flüssigen Kerosins zu bestimmen. Des Weiteren konnten bei isothermen Messungen die Geschwindigkeitsfelder und einige daraus ableitbare strömungstechnische Größen wie beispielsweise Turbulenzgrad vermessen werden.

Der Ergebnisteil wurde mit einem Vergleich zwischen drei unterschiedlichen Flammenarten, darunter auch der verdrallten abgehobenen Flamme, die Gegenstand dieser Arbeit ist, eingeleitet. Dabei wurde besonderes Augenmerk auf ihre Vor- und Nachteile gelegt. Der Rest der Arbeit widmet sich dann hauptsächlich der abgehobenen Verbrennung.

Da die **Strömungsgeschwindigkeit** und die von ihr abgeleiteten Kenngrößen, wie zum Beispiel die **turbulenten Schwankungen**, einen starken Einfluss auf die Flammenstabi-

lität ausüben, wurden mittels laseroptischer Messmethoden die Geschwindigkeitsfelder aufgenommen. Die unter isothermen Bedingungen durchgeführten Messungen bestätigten das Vorhandensein einer schwachen inneren Rezirkulationszone in Düsen­nähe. Auch die Ergebnisse der computergestützten Simulationen weisen auf eine innere Rezirkulationsblase hin. Es ist zudem gut zu erkennen, dass diese Rezirkulationsblase in den Auslasskanal des primären Drallerzeugers eindringt und somit den freien Querschnitt der Düse verringert.

Erwartungsgemäß ist die mittlere Strömungsgeschwindigkeit vom Betriebsdruck weitestgehend unabhängig. Da die kinematische Viskosität der Luft mit dem Druck abnimmt, wird ihre dämpfende Wirkung auf die Turbulenz dadurch geschwächt. Die erhöhte Turbulenzintensität unter Druck ermöglicht eine schnellere Vermischung von Brennstoff und Luft und verhilft somit zu einer besseren Gemischhomogenität. Einer der Vorteile der Doppeldralldüsen ist, dass die Turbulenz genau dort generiert wird, wo sie für die optimale Funktion benötigt wird, nämlich an der Stelle, wo die zwei verdrallten Luftströme und der Brennstoff aufeinandertreffen.

Eine Zunahme der Luftvorwärmtemperatur führt zu einer Erhöhung der mittleren Geschwindigkeit in der Brennkammer, wie aus der gasdynamischen Beziehung zu erwarten ist. Beim Normieren der Geschwindigkeitsfelder mit der volumetrischen Austrittsgeschwindigkeit der Gasströmung aus der Düse ist die Ähnlichkeit der Strömungsfelder gut erkennbar. Die quadratischen Mittelwerte der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit nehmen aufgrund ihrer Abhängigkeit von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit zu. Aufgrund der temperaturbedingten Erhöhung der kinematischen Viskosität nimmt jedoch der Turbulenzgrad leicht ab.

Die Auswertung der Messdaten lieferte außerdem eine im Schnitt höhere Strömungsgeschwindigkeit in der Brennkammer bei Düsen mit einer größeren effektiven Fläche. Diese Erkenntnisse stimmen gut mit den theoretischen Überlegungen überein, wonach in solchen Fällen einen höheren Volumenstrom vorliegt und eine schwächere radiale Ausdehnung des austretenden Gasstrahls und somit auch eine langsamere Abnahme der axialen Geschwindigkeit mit zunehmender Entfernung zur Düse zu erwarten ist. Interessanterweise nahm, trotz der erwarteten Invarianz gegenüber der Düsengröße, auch die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit der Strömung zu. Das liegt am beobachteten steileren Geschwindigkeitsgradienten an der Grenze zwischen der inneren Rezirkulationsblase und der Hauptströmung im Falle der größeren Düse. In der Scherschicht an der Grenze haben nämlich die das Strömungsfeld prägenden turbulenten Strukturen ihren Ursprung.

Die Variation des Druckverlustes verhielt sich in Bezug auf die Geschwindigkeitsfelder erwartungsgemäß. Mit zunehmendem Druckverlust nimmt sowohl die mittlere Strö-

mungsgeschwindigkeit als auch die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit zu gemäß der gasdynamischen Beziehung.

Da die im Vergleich zum Seeding größeren **Brennstofftropfen** einen bestimmten Geschwindigkeitsschlupf zur Gasströmung aufweisen, können aus der Geschwindigkeit der Luft keine Rückschlüsse auf die Geschwindigkeit der Brennstofftropfen gezogen werden. Weil diese Information jedoch für die Ermittlung der Verweilzeit der Tropfen bis zum Erreichen der Hauptreaktionszone von großer Bedeutung ist, wurde die laserbasierte Messtechnik auch in der reagierenden Strömung auf die Brennstofftropfen angewendet. Die Ergebnisse zeigen, dass die Brennstofftropfen, die die Zerstäuberlippe der Düse mit einer geringen Geschwindigkeit verlassen, zuerst von der Gasströmung beschleunigt werden. Aufgrund der radialen Ausweitung des Gasstrahls wird die Strömung mit der Entfernung zum Brenner immer langsamer, sodass sie die Brennstofftropfen ab einer bestimmten Distanz zur Düse wieder abbremst. Es zeigte sich, dass die Brennstofftropfen die Hauptreaktionszone binnen weniger Millisekunden erreichen. Neben der Mischfunktion war aus den Messdaten eine weitere positive Nebenwirkung der inneren Rezirkulationszone zu erkennen. Die erfolgreiche Auswertung der Messdaten aus dem PIV-Messverfahren im Inneren der axialen Rezirkulationsblase deutet dort auf eine hohe Konzentration von Brennstofftropfen hin. Den in der Rezirkulationsblase „gefangenen“ Tropfen steht eine längere Zeit zum Verdampfen zur Verfügung. Der dadurch erhöhte Anteil an dampfförmigem Brennstoff kann durch die frühzeitige Vermischung mit der Verbrennungsluft zusätzlich die Gemischhomogenität steigern.

Mit Hilfe von berührungslosen optischen Messverfahren ließen sich auch der **Verdampfungsfortschritt des Sprays** und die **Lage der Reaktionszone** bestimmen, woraus die Abhebehöhe abgeleitet wurde. Um die Auswirkungen der Variation der Betriebsparameter auf die Position der gesamten Reaktionszone erfassen zu können, wurde eine modifizierte Definition der Abhebehöhe angewendet, die besser die die NO_x -Bildung fördernden heißen Bereiche der Reaktionszone weiter stromab berücksichtigt.

Die Erhöhung des Betriebsdruckes führte zu einer merklichen Verringerung der Größe der Reaktionszone und gleichzeitig zu einer Abnahme der Abhebehöhe. Da die relevanten strömungstechnischen Zeitmaße vom Druck nicht beeinflusst werden, deuten diese Veränderungen auf ein mit steigendem Druck schnelleres Abreagieren des brennfähigen Gemisches hin. Selbst wenn die laminare Brenngeschwindigkeit im Allgemeinen eine negative Druckabhängigkeit aufweist, ist die Ausprägung dieser Abhängigkeit von der Gesamtreaktionsordnung der Verbrennungsreaktion abhängig und somit für unterschiedliche Brennstoffe unterschiedlich stark. Für das in dieser Studie eingesetzte Kerosin ist die Druckabhängigkeit schwächer als zum Beispiel die von Methan. Daher kann sich im hochturbulenten Bereich gemäß dem Schmid-Modell [27] eine Steigerung der turbulenten Brenngeschwindigkeit mit zunehmendem Druck ergeben, sobald die laminare Brenngeschwindigkeit weniger stark mit dem Druck abnimmt als die Wurzel der in

der turbulenten Reynolds-Zahl enthaltenen kinematischen Viskosität. Mit steigendem Druck ging neben der Abhebehöhe auch noch die Länge des Brennstoffsprays leicht zurück. Dazu trägt vor allem die druckbedingte Verfeinerung der Spraytropfen bei. Eine wichtige Erkenntnis dieser Beobachtungen ist die gute Korrelation zwischen der Lage der Reaktionszone, den gemessenen Stickoxidkonzentrationen und der Flammenstabilität. Mit der druckbedingten Verlagerung der Reaktionszone stromauf verringert sich die Verweilzeit des Luft-Brennstoff-Gemisches in der Vormischzone, sodass eine geringere Gemischhomogenität an der Flammenbasis zu erwarten ist. Die schlechtere Gemischhomogenität macht sich unter mageren Bedingungen durch die steigende NO_x -Konzentration im Abgas bemerkbar, da in der Flamme immer häufiger heiße Hotspots auftreten können. Parallel zur zunehmenden NO_x -Konzentration wird allerdings die Flamme mit steigendem Betriebsdruck stabiler gegenüber magerem Verlöschen. Da bei noch höheren Drücken sowohl eine Abnahme der NO_x -Konzentration als auch eine Verschlechterung der Flammenstabilität gegenüber magerem Verlöschen festgestellt wurde, ist davon auszugehen, dass unter diesen Druckbedingungen eine Verlagerung der Reaktionszone stromauf stattfindet, die zur Verbesserung der Gemischhomogenität führt.

Die Erhöhung der Vorwärmtemperatur der Verbrennungsluft führt zu einer klaren Verringerung der Spraylänge, da die Brennstofftropfen wesentlich schneller in der heißen Umgebung verdampfen. Die Verkürzung des Sprays führt unter anderem dazu, dass die Spitzenkonzentration von Brennstoff in dem der Reaktionszone zugeführten Gemisch durch den früheren Abtransport der Brennstoffdämpfe abnimmt. Da mit der Brennstoffkonzentration auch die Brenngeschwindigkeit herabgesetzt wird, ist eine stabile Verbrennung erst weiter stromab möglich, wo die Strömungsgeschwindigkeit durch die radiale Expansion des Gasstrahls ausreichend abgenommen hat. Die daraus resultierende Verlagerung der Reaktionszone wird zusätzlich durch die temperaturbedingte Erhöhung der Austrittsgeschwindigkeit der Gasströmung aus der Düse gemäß der gasdynamischen Beziehung verstärkt. Oberhalb einer charakteristischen Vorwärmtemperatur der Luft wendet sich jedoch der Verlauf der Abhebehöhe, weil die laminare und demzufolge auch die turbulente Brenngeschwindigkeit des Gemisches mit der Temperatur schnell zunimmt und eine stabile Verbrennung näher an der Düse, in Bereichen höherer Strömungsgeschwindigkeiten, ermöglicht.

Mit Steigerung der effektiven Fläche der vermessenen Düsen ist eine gut erkennbare Zunahme der Abhebehöhe zu verzeichnen. Aufgrund der Erhöhung des volumetrischen Durchsatzes nimmt mit der Düsengröße die Strömungsgeschwindigkeit in der Brennkammer mit unverändertem Durchmesser zu, und zwar sowohl im düsennahen als auch im düsenfernen Bereich. Die höhere Geschwindigkeit der Gasströmung verdrängt die Reaktionszone stromab und erhöht somit die Abhebehöhe. Des Weiteren verändert sich mit dem Durchmesser Verhältnis zwischen Brennkammer und Düse die Menge an zu-

rücktransportierten Abgasen. Im Falle der größeren Düse nimmt diese ab, was sich negativ auf die Vorheizung des Frischgases und somit auch auf die Brenngeschwindigkeit auswirkt.

Auch der Einfluss der Variation der Gemischzusammensetzung auf die Abhebehöhe zeichnet sich durch eine eindeutige Tendenz aus. Da die laminare Brenngeschwindigkeit stark von der Gemischstöchiometrie mitbestimmt wird, stellt sich nach einer Abmagerung des Gemisches die Bilanz zwischen Brenn- und Anströmgeschwindigkeit erst weiter stromab, in Bereichen niedriger Strömungsgeschwindigkeit ein und die Abhebehöhe nimmt zu.

Außerdem erhöht sich die Abhebehöhe mit zunehmendem Druckverlust über die Düse, da die Austrittsgeschwindigkeit der Gasströmung aus der Düse mit dem Druckverlust zunimmt. Auch wenn aufgrund der erhöhten Geschwindigkeit der Brennstofftropfen eine Zunahme der Spraylänge zu erwarten wäre, wurde stattdessen sogar eine leichte Abnahme festgestellt. Diese Beobachtung kann auf eine stark ausgeprägte Verringerung der Lebensdauer der Tropfen zurückgeführt werden. Die Ursache für diese verkürzte Lebensdauer bei höheren Druckverlusten ist die geringere Größe der gebildeten Tropfen und die erhöhte Verdampfungsrate unter diesen Betriebsbedingungen.

Im darauffolgenden Abschnitt des Ergebniskapitels wurde die Auswirkung diverser Betriebsparameter auf die **Stickoxidproduktion** erörtert. Die Vorteile der abgehobenen Verbrennung wurden anhand einer Vergleichsmessung an einer aufplatzenden, das heißt direkt am Düsenaustritt brennenden, Flamme demonstriert. Die Ergebnisse im heißen nahestöchiometrischen Bereich zeigen im Falle der abgehobenen Flamme eine intensivere NO_x -Produktion im Vergleich zur aufplatzenden Flamme. Bei der abgehobenen Flamme sinkt jedoch beim Abmageren des Gemisches die Konzentration der Stickoxide im Abgas schneller ab, sodass sie im mageren Bereich nur etwa halb so viel NO_x produziert wie die aufplatzende Flamme. Ein solcher Verlauf dient gleichzeitig als Beweis für die erhöhte Gemischhomogenität der untersuchten abgehobenen Flamme im Vergleich zu anderen Diffusionsflammen. Die enorme Wichtigkeit der Homogenität des brennbaren Gemisches für die Minderung der Stickoxide wurde im theoretischen Kapitel im Detail erläutert. Das Experiment zeigte außerdem, dass die abgehobene Flamme erst im mageren Bereich ihr volles Potenzial entfalten kann, sodass sich alle weiteren Untersuchungen dort konzentrierten.

Die Variation des Druckes hat - je nach Betriebsbedingungen - unterschiedliche Auswirkungen auf die Konzentration von Stickoxiden im Abgas. Im nahestöchiometrischen Bereich ist ein merklicher Anstieg der Stickoxidemissionen mit dem Druck zu verzeichnen. Bei höheren Drücken werden einige Dissoziationsreaktionen, die sonst einen Teil der bei der Verbrennungsreaktion freigesetzten Energie binden würden, unterdrückt. Dadurch steht mehr Energie für die Erwärmung der Abgase zur Verfügung und

sie erreichen eine höhere Endtemperatur. Da die Bildung von Stickstoffmonoxid nach dem für industrielle Anwendungen sehr wichtigen thermischen Mechanismus in exponentieller Relation zur Verbrennungstemperatur steht, begünstigt die Drucksteigerung durch die Temperaturzunahme die Entstehung von NO_x . Ein weiterer Effekt ist die direkte Auswirkung des Druckes auf die Reaktionsrate der Stickoxidproduktion nach dem thermischen Mechanismus. Bei Luftzahlen größer als eins nimmt die Reaktionsrate proportional zur Wurzel des Betriebsdruckes zu. Im mageren Bereich lässt der Druckeinfluss etwas nach, da hier kaum Dissoziation stattfindet und der Druck somit nicht mehr in der Lage ist, die Verbrennungstemperatur nennenswert zu steigern. Aufgrund der niedrigeren Verbrennungstemperatur nimmt außerdem der Beitrag des thermischen Mechanismus ab, aber dafür wird immer mehr Stickoxid nach Dreikomponenten-Reaktionen, wie etwa dem N_2O -Mechanismus, gebildet. Bei noch höheren Drücken kann es sogar zu einer leichten Abnahme der Stickoxidproduktion kommen. Diese Beobachtung lässt sich durch die verbesserte Gemischhomogenität erklären, die aus der feineren Zerstäubung des Brennstoffes resultiert. Zudem zeigen die Ergebnisse aus den laseroptischen Messungen eine Erhöhung der Turbulenzintensität mit dem Druck, die zum schnelleren Vermischen von Brennstoff und Luft und somit zur Verbesserung der Gemischhomogenität führt. Des Weiteren lassen die Ergebnisse des mageren Verlöschens auf eine Steigerung der Abhebehöhe bei hohen Drücken schließen, die ebenfalls positive Auswirkungen auf die Gemischhomogenität und somit auch auf die Stickoxidbildung hat.

Bedingt durch das schnellere Verdampfen der Brennstofftropfen und die daraus resultierende Verbesserung der Gemischhomogenität, führt die Erhöhung der Luftvorwärmtemperatur im mageren Bereich zuerst zu einer Reduzierung der Stickoxidemissionen. Dazu trägt außerdem die aus den optischen Messungen erkennbare Zunahme der Abhebehöhe bei. Nach Überschreitung einer charakteristischen Temperatur der Verbrennungsluft nimmt die Konzentration der Stickoxide im Abgas jedoch zu. Verantwortlich dafür ist die durch die heiße Luft zusätzlich eingebrachte Enthalpie, die zur Steigerung der Verbrennungstemperatur führt, die mit einer exponentiellen Zunahme der NO -Bildungsrate nach dem thermischen Mechanismus einhergeht. Darüber hinaus deuten die optischen Messergebnisse auf eine Verkürzung der Abhebehöhe bei höheren Vorwärmtemperaturen hin, was sich direkt auf die Qualität der Vormischung des Luft-Brennstoff-Gemisches auswirkt. Bei einer Vorwärmtemperatur von 623 K führt die Variation der Gemischzusammensetzung zu einer sprunghaften Änderung der NO_x -Konzentration im Abgas. Diese Anomalie ließ auf einen Übergang von einer abgehobenen zu einer verankerten Flammenform schließen, da sie unterschiedliche Emissionscharakteristiken aufweisen. Je nachdem, ob die Variation der Stöchiometrie von brennstoffreich zu brennstoffarm oder umgekehrt stattfand, erfolgte der Übergang bei einer

anderen Luftzahl. Man spricht in diesem Fall von einer Hysterese. Die Existenz dieses Übergangs wurde durch die optischen Messungen bestätigt.

Der Einsatz von Düsen unterschiedlicher Größe, ausgedrückt in Form von effektiver Fläche, brachte ein interessantes Ergebnis hervor. Da der freie Querschnitt der Brennkammer bei allen Messungen konstant gehalten wurde, ist bei sonst gleichen Betriebsbedingungen von einer Verkürzung der Verweilzeit der Abgase aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeit auszugehen. Da der thermische Mechanismus als Hauptverantwortlicher für die Stickoxidproduktion bei praktischen Anwendungen langsam abläuft und längere Verweilzeiten bevorzugt, war mit einer Abnahme der NO_x -Konzentration im Abgas mit zunehmender effektiver Fläche der Düse zu rechnen. Bei den Messungen wurde jedoch die umgekehrte Tendenz festgestellt. Die Daten aus der im Abgasstrom platzierten Temperaturmessung gaben Aufschluss über diesen Sachverhalt. Mit der Verkürzung der Verweilzeit nehmen auch die Wärmeverluste ab, sodass die Temperatur der Abgase etwas zunimmt. Aufgrund der exponentialen Abhängigkeit hat diese Erhöhung einen stark ausgeprägten Einfluss auf die NO_x -Produktionsrate nach dem thermischen Mechanismus. Darüber hinaus ist der Einsatz einer größeren Düse mit einer Herabsetzung der zum Düsenaustritt zurücktransportierten Abgasmenge verbunden. Neben dem Sicherstellen der Zündung des Frischgases beeinflusst die Rezirkulation von Abgasen die Konzentration von Sauerstoff im brennbaren Gemisch. Wird die Rezirkulation verringert, nimmt auch die Konzentration des für die NO_x -Produktion notwendigen Sauerstoffs im Gemisch zu. Da das Beimischen von rezirkulierenden Abgasen auch die Temperatur des Frischgases erhöht, ist mit der Abnahme der Rezirkulationsmenge eine geringere Vorheizung verbunden. Dadurch verschlechtert sich die Gemischhomogenität, weil die Umgebungstemperatur starke Auswirkung auf die Verdampfung der Brennstofftropfen hat.

Viele moderne Verbrennungskonzepte werden, genauso wie die bei dieser Studie untersuchte abgehobene Flamme, zwecks Minderung der Stickoxidemissionen bei höheren Luftzahlen betrieben. Durch die abnehmende Flammentemperatur steigt dabei die Gefahr des Flammenverlöschens. Die Bestimmung der **mageren Verlöschgrenzen** ist daher für die erfolgreiche Umsetzung dieser Konzepte in die Praxis von entscheidender Bedeutung. Die Flamme erlischt, sobald die in der Reaktionszone freigesetzte Energie nicht ausreicht oder nicht schnell genug dem Frischgemisch zugeführt werden kann, um auf diese Weise die Zündung des Frischgases einzuleiten.

Die Untersuchungsergebnisse zeigen, dass die Steigerung des Betriebsdruckes die Flammenstabilität gegenüber magerem Verlöschens zunächst verbessert. Die mit der Druckzunahme verbundene Erhöhung der Gasdichte bewirkt eine Steigerung der Strahlungsintensität der Flamme. Die intensivere Rußbildung unter Druck trägt ebenfalls dazu bei. Infolgedessen wird praktisch ohne zeitlichen Verzug Energie von der Flamme an die keramische Ausmauerung und andere Brennkammereinbauten übertragen. Diese

können dann ihre Energie an das Frischgas abgeben und es erhitzen, was zu einer höheren Brenngeschwindigkeit führt. Des Weiteren ist im Falle einer hochturbulenten Verbrennung für langkettige Brennstoffe eine Zunahme der turbulenten Brenngeschwindigkeit mit steigendem Druck zu erwarten. Da die Flammenstabilität stark vom Gleichgewicht zwischen Strömungs- und Brenngeschwindigkeit abhängt, erlischt die Flamme in diesem Fall durch die größere Brenngeschwindigkeit erst bei stärkerer Abmagerung des Gemisches. Abfallende Zündenergie und Zündtemperatur tragen ebenfalls zur Verbesserung der Flammenstabilität unter Druck bei, und unter diesen Umständen reicht auch eine geringere Energiefreisetzung aus, um durch die Rezirkulation von Abgasen das Frischgemisch zu entflammen. Steigt der Druck jedoch weiter, beginnt die Flammenstabilität nach dem Erreichen eines Maximums abzunehmen. Mit der Erhöhung des Druckes wächst die turbulente Reynolds-Zahl und damit werden die kleinsten im System vorkommenden Wirbel immer kleiner. Sobald ihre Größe die Dimensionen der Flammenfront erreicht hat, können Wirbel in sie eindringen. Das in den Wirbeln enthaltene kalte Gemisch könnte zum lokalen Aussetzen der Verbrennungsreaktion führen. Tritt das lokale Aufreißen der Flammenfront in einem ausreichenden Maß auf, kann es das komplette Abblasen der Flamme herbeiführen. Die in Zusammenhang mit den Stickoxidkonzentrationen erwähnte druckbedingte Verringerung des Sauterdurchmessers des Sprays sowie die Erhöhung der Verdampfungsrate führen dazu, dass die Konzentration der unvollständig verdampften Brennstofftropfen in der Hauptreaktionszone abfällt. Da die heißen Diffusionsflammen um die Tropfen sehr stabil sind, können sie als Zündquellen dienen und somit die Zündung des restlichen brennbaren Gemisches verbessern. Nimmt jedoch die Tropfenkonzentration unter Druck ab, wird die gesamte Flammenstabilität beeinträchtigt.

Eine Erhöhung der Luftvorwärmtemperatur kann am Anfang wider Erwarten sogar zu einer geringfügigen Abnahme der Flammenstabilität führen. Dies ist auf die oben beschriebene Verknappung der diffusiv brennenden Brennstofftropfen, die die Reaktionszone erreichen, zurückzuführen. Bei weiterer Erhöhung der Luftvorwärmtemperatur folgt jedoch eine zügige Verbesserung der Flammenstabilität. Ein wichtiger Grund dafür ist die Temperaturabhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit, die eng mit der turbulenten Brenngeschwindigkeit verknüpft ist. Die laminare Brenngeschwindigkeit kann näherungsweise als proportional zum Quadrat der Gemischtemperatur angenommen werden. Die mit der Temperatur höher werdende Brenngeschwindigkeit kann auf diese Weise die Flamme selbst bei stärkerer Abmagerung stabilisieren. Neben der Steigerung der Brenngeschwindigkeit wirken sich die temperaturbedingte Abnahme der Zündenergie und die Ausweitung der Zündgrenzen des Gemisches positiv auf die Flammenstabilität aus, da dadurch die nah an der mageren Verlöschgrenze nur knapp verfügbare Energie besser zur Aufrechterhaltung der Verbrennungsreaktion genutzt werden kann.

Die Messergebnisse lassen außerdem auf einen negativen Einfluss der effektiven Fläche der Düse auf die magere Verlöschgrenze schließen. Die Ursachen dafür sind auch hier vielseitig. Wie aus der Betrachtung der Emissionswerte bekannt, erhöht sich mit der effektiven Fläche die Strömungsgeschwindigkeit des Gasgemisches in der Brennkammer. Bleibt die Brenngeschwindigkeit unverändert, wird das Gleichgewicht gestört und die Flamme kann abgeblasen werden. Zusätzlich nimmt durch die erhöhte Strömungsgeschwindigkeit die der Verbrennungsreaktion zur Verfügung stehende Verweilzeit ab. Dadurch wird die freigesetzte Energie und somit auch ihr Anteil, der das Zünden des Frischgases sicherstellt, reduziert. Die Theorie über eingeschlossene Freistrahlen sagt außerdem eine Verringerung der rezirkulierenden Abgasmenge im Falle der größeren Düse voraus. Dadurch kann das Frischgas weniger stark erhitzt werden, was sich negativ auf die Brenngeschwindigkeit auswirkt.

Der aus der Konzentration der einzelnen Komponenten im Abgas berechnete **Ausbrand** brachte für die untersuchten Betriebspunkte eine praktisch vollständig abgeschlossene Verbrennungsreaktion und somit eine komplette Freisetzung der chemischen Energie des Brennstoffes ans Licht. Erst kurz vor dem mageren Verlöschen genügt die Verweilzeit, aufgrund des erhöhten Reaktionszeitmaßes, nicht mehr zum vollständigen Abreagieren. Hier lassen sich erhöhte Konzentrationen von Produkten unvollständiger Verbrennung im Abgas messen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass aus den Ergebnissen dieser Studie deutlich wurde, wie vielseitig der Einfluss der verschiedenen Betriebsparameter auf das Verhalten der untersuchten abgehobenen Flamme ist. Mit Hilfe der erlangten Erkenntnisse lässt sich jedoch diese Vielseitigkeit gezielt nutzen, um die Eigenschaften dieser außergewöhnlichen Flammenart nach den eigenen Bedürfnissen zu steuern.

Die vielen Aspekte dieser relativ neuen Technologie bieten ausreichend Platz auch für künftige Forschungsprojekte. So kann zum Beispiel durch Experimente mit gasförmigen Brennstoffen und den Vergleich mit den Ergebnissen dieser Studie der Einfluss der Zerstäubung und der Verdampfung näher untersucht werden. Mit Hilfe von laserbasierter Messtechniken kann außerdem auf die Mischungsvorgänge im Detail eingegangen werden. Diese Messungen sind jedoch nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

6 Summary

An experimental investigation of swirled lift-off flames under realistic conditions was the scope of the present work. Lifted flames possess a few unique features, which, if employed properly, might be beneficial to the pollution reduction. This work is focused on nitrogen oxides due to their major impact on the environment [205, 206]. In comparison to other common reduction techniques the lifted flame is characterized by its simplicity and its lower susceptibility to acoustic instabilities. The definition of the practical usability of this very specific flame type relies on experimental data gained under a variety of operating conditions. Especially results at high temperatures and pressures as found in industrial applications are of high value. In the present study the impact of all important operating parameters, like pressure, air temperature, equivalence ratio, pressure drop over the nozzle and nozzle size, was investigated.

The subject of investigation was a swirled flame burning in a lift-off regime and generated by a modified air-blast nozzle [121]. The reduced swirl number leads to a spatial decoupling of the combustion reaction from the burner but leaving a weak inner recirculation zone contributing to the mixture homogeneity.

Two test rigs were designed and manufactured for the experiments. One of them was well suited for flue gas analysis, allowing the definition of both emission concentrations and stability limits of the flame. The other facility was focused on optical measurements giving the possibility to determine the flame position and the fuel evaporation progress. Furthermore, it was possible to investigate the characteristics of the isothermal flow.

In the beginning of the results chapter, the lifted swirl flame has been compared to other two flame types with higher swirl strength, focusing on their advantages and disadvantages.

Since the flame stability is strongly affected by the gas flow, one part of the optical measurements was dedicated to the **velocity fields** and the **turbulence characteristics** derived from them, e.g. eddy length scales and normalized turbulent intensities. The measurements confirmed the presence of a weak inner recirculation zone close to the nozzle outlet. Its existence was also proven by CFD simulations. Despite its small size, it penetrates into the primary channel of the nozzle and reduces its effective cross section.

As expected the mean flow velocity is not noticeably dependent on the operating pressure. However, the normalized turbulent intensity grows with the pressure, since the dampening effect of the viscosity regresses. The resulting higher turbulent intensity contributes to a faster mixing of fuel and air with increasing pressure and increases the

homogeneity. It was observed that the most of turbulence is generated behind the atomizing edge of the double swirl nozzle. This is also the position where the turbulence is mostly needed, since there fuel and air meet there and start to mix.

As predicted by the gas-dynamic equation the mean flow velocity increases with the temperature of the combustion air. Normalizing with the volumetric flow velocity reveals the similarity of the flow fields regardless of the temperature. Even though the rms¹⁰ of the turbulent fluctuations raise with the air temperature, due to their relation to the mean flow velocity, the normalized turbulence intensity falls down affected by the increasing viscosity.

The measured higher bulk velocity inside the combustion chamber in case of a nozzle with a bigger effective cross section correlates well with the theoretical considerations and are due to the higher volumetric flow and the less pronounced radial expansion of the jet issuing from the bigger nozzle. Against the expected independency on the effective cross section, the turbulent fluctuations also increased as a result of the steeper velocity gradients on the border between the inner recirculation zone and the surrounding air flow.

The variation of the pressure drop over the nozzle has the expected consequences. Both mean flow velocity and turbulent fluctuations increase with the pressure drop conform with the gas-dynamic equation.

Knowing the **velocity of the fuel droplets** is of high interest, allowing us to define the time they require to reach the borders of the lifted flame. Since the fuel droplets are relatively heavy to follow the brisk air movements, there is a certain lag between the velocity of air and fuel droplets, making a dedicated measurement of the droplet velocity necessary. The results show, that the fuel droplets leave the atomizing edge at a relatively slow velocity and at first are forced to accelerate by the drag of the air flow. Moving away from the nozzle the air velocity decreases due to the radial expansion of the gas jet, causing eventually the deceleration of the droplets, yielding a time to cross the lift-off height in the range of milliseconds. Beside the important mixing function, the measurements revealed another beneficial effect of the inner recirculation zone. There are fuel droplets captured inside it and undergoing a recirculation together with the air. These droplets stay longer in contact with the air, permanently evaporating in the hot surrounding. The higher degree of evaporation contributes to a more uniform mixture being provided to the flame.

Furthermore, the optical measurements made the determination of the **position of the reaction zone** and the **evaporation progress** possible, thus enabling to calculate the lift-off height for each operating point. In the present work, an adapted definition of the

¹⁰ Root mean square

lift-off height was introduced, allowing to take the hot regions downstream the flame, with high contribution to the NO_x emissions, better into account.

The increase of the operating pressure led to a noticeable shrinking of the reaction zone and shortening of the lift-off zone. As the relevant flow characteristics do not vary with the pressure, such an impact indicates a faster conversion of the fuel. Even though the laminar burning velocity slows down with the increasing pressure this effect is less pronounced in case of higher hydrocarbons, e.g. the kerosene used for this study, compared to lower hydrocarbons like methane. As a result, for highly turbulent flows, the pressure dependency of the turbulent burning velocity may shift to positive according to the Schmid model [27]. In addition, the length of the fuel spray became slightly shorter with the pressure due to the better atomization quality of the air-blast nozzle under pressure. A good correlation between the lift-off height, the emissions of nitrogen oxides and the flame stability was observed throughout the study. With the reaction zone shifting upstream with the pressure, there is less time for the fuel to evaporate and mix with the air before reaching the reaction zone, thus producing at lean overall conditions more hot regions within the reaction zone and eventually higher NO_x concentration in the flue gas. On the other hand, the higher burning velocity leads to a better flame stability. Beyond a characteristic pressure both pressure dependencies, NO_x and flame stability, swap and it might be concluded, that a shifting of the flame position downstream takes place at higher pressures, thus improving the mixture homogeneity.

The increasing temperature of the combustion air causes a distinct shortening of the spray length as the evaporation rate raises. The earlier release of the fuel vapor and the subsequent mass transport away from the spray core reduces the peak fuel concentration together with the laminar burning velocity of the mixture. As a result, the flame is not able to stabilize in regions of high flow velocities close to the nozzle and moves downstream. This effect is supported by the increasing velocity of the flow issuing from the nozzle at higher air temperatures according to the gas-dynamic equation. Above a characteristic air temperature, the lift-off height starts decreasing under the influence of the rapid non-linear growth of the burning velocity.

Keeping all other operating parameters constant and employing nozzle with a bigger effective cross section results in a noticeable shifting of the reaction zone downstream, caused primary by the greater volumetric flow rate of the jet issuing from the nozzle. The higher gas flow rate leads in a confined combustion chamber with a fixed diameter to higher overall flow velocities, both close and far from the nozzle exit opening, thus pushing the reaction zone away to areas with lower flow velocity. In addition, there is an inverse correlation between the diameter ratio of combustion chamber / nozzle and the amount of hot flue gases recirculating back to the nozzle. Employing a bigger nozzle reduces the recirculation and with it the preheating of the jet, which results in a lower overall burning velocity.

The variation of the stoichiometry has a quite unambiguous impact on the lift-off height. For lean mixtures, reducing the fuel concentration will cause a decrease in the burning velocity, so that the flame will only be able to stabilize in regions of the combustion chamber with lower flow velocity further away from the nozzle.

Raising the pressure drop over the nozzle also yields a greater lift-off height due to the strong dependency of the flow velocity on the pressure drop. Even though the fuel droplets also propagate in a higher speed, a slight shortening of the spray length was observed a higher pressure drops, caused by the generation of finer droplets and improved evaporation rates.

A comparison of the **emissions of nitrogen oxides** from a lifted flame and an attached flame, i.e. flame burning directly at the nozzle exit, helped defining the operating conditions, where the lifted flame develops its full emission reduction potential. Close to stoichiometric conditions, the more uniform mixture of the lifted flame burns with higher temperature, which promotes the production of nitrogen oxides. Moving towards leaner mixtures however, we observe in the case of the lifted flame a steeper decrease in the NO_x production, leading at sufficiently lean conditions to a twice as low concentration of nitrogen oxides in the flue gas compared to the attached flame. Such a steep concentration profile also confirms the better mixture homogeneity of the lifted flame. Since the lifted flame revealed its beneficial impact on the emission characteristics mainly on the far lean side, the further experiments were focused on this stoichiometric region.

Increasing the operating pressure leads for fuel richer mixtures (yet still in the lean region) to a distinct increase of the emissions of nitrogen oxides. The corresponding high flame temperature of fuel rich mixtures enables a certain degree of decomposition of reaction products. Since the relevant dissociation reactions are strongly endothermic, there is less energy available for heating up the flue gases, which lowers their temperature. As the products of the relevant dissociation reactions mostly require more space, increasing pressure will inhibit the dissociation. More of the combustion energy will be transferred to the flue gases thus heating them up further and exponentially accelerating the NO_x production. For leaner mixtures, the impact of operating pressure on the NO_x emission is less pronounced and can even become negative for sufficiently high pressures. The flame temperature in this case is much too low for a significant dissociation and its suppression by the operating pressure. In addition, the better fuel atomization at higher pressures combined with the slightly higher turbulence intensities improve the mixture homogeneity thus preventing hot spots in the flame. Finally, the results from the lean blowout suggest an increase of the lift-off height at higher pressures further improving the mixture uniformity.

At first the nitrogen oxides concentration is reduced by the increase of the temperature of the combustion air. Responsible is the shortening of the fuel spray length, caused by

the improved evaporation rate, and the extending of the lift-off zone, both causing better fuel-air mixing. Above a characteristic air temperature, the higher flame temperature and the decreasing lift-off height contribute to raise the NO_x formation. At an air preheating of 623 K the measurements revealed a jump in the diagram of the NO_x emissions against the air excess ratio as an indication of the transition between a lifted flame and an attached flame. This transition was also observed during the optical experiments. Depending on the direction of the stoichiometry variation, the transition occurred at a different air excess ratio (hysteresis).

Before commencement of the experiments, it was expected to reduce the nitrogen oxides concentration by utilizing nozzles with bigger effective cross section due to the reduction of the residence time of the hot flue gases. However exactly the opposite trend was observed. The measured higher temperature of the flue gases in case of a bigger nozzle, with its strong impact on NO_x generation, evidences a lowering of the overall heat losses due to the shorter residence time. In addition, there is less recirculation of flue gases back to the bigger nozzle causing less preheating impairing the fuel evaporation and less oxygen dilution of the air jet issuing from the nozzle both promoting the NO_x production.

There are certain boundaries limiting the increasing of the air excess ratio for the purpose of emission control. As soon as the energy content of the system drops below a critical value and the energy cannot be conveyed fast enough to ensure the ignition of the fuel-air mixture the flame will extinguish. This defines the **lean blowout limits**.

As a consequence of the increasing operating pressure the lean blowout limits first improve, and then start to decrease after reaching a maximum. The improving of the flame stability is the result of a simultaneous enhancement of the radiative heat transfer back to the nozzle, rise of the burning velocity and lowering of ignition temperature and minimum ignition energy. Beyond the characteristic pressure however, the eddies in the flow are small enough to interfere with the flame front and to inject cold gases leading to local extinction. As soon as the degree of local extinction surpasses a critical value, the whole flame may extinguish due to lack of energy. Due to the better atomization at higher pressure, the concentration of the burning droplets within the reaction zone will also decrease thus lowering the probability to sustain the combustion reaction.

Except for a slight decrease at low temperature of the combustion air, the stability limits benefit strong from the air preheating. It is caused on first place by the very distinct dependency of the burning velocity on the air preheating. In addition, the higher air temperature will reduce the minimum ignition energy and will broaden the flammability limits of the mixture, thus lowering the energy demand to maintain a self-sustainable combustion reaction. The decrease at low temperature is the result of the reduction of

the stabilizing burning droplets within the reaction zone due to the faster fuel evaporation progress.

Versatile parameters affect also the response of the stability limits to a variation of the effective cross section of the nozzle. The increase of the flow velocity, the reduction of the flue gas recirculation ratio and the lowering of the residence time lead eventually to a negative dependency.

Except for the operating points close to the lean blowout limits, the **combustion efficiency** calculated from the flue gas analysis was nearly perfect, indicating almost complete liberation of the bound energy of the fuel and a low concentration of polluting products of incomplete combustion in the flue gases.

In summary it can be said, that this experimental study brought to light a quite versatile impact of the different operating conditions on behavior of the investigated lifted flame. The proper implementation of the findings would allow us to shape within certain limits the features of this unique flame type according to our needs.

The numerous aspects of this quite new technology offer many opportunities for further research activities. For instance, performing experiments with gaseous fuel would allow investigating in more detail the influence of the atomization and evaporation on the flame. Nonintrusive measuring techniques would give a good insight into the mixing processes. However, this kind of work goes beyond the scope of the current study.

Literaturverzeichnis

1. Lechner, C., Seume, J.: *Stationäre Gasturbinen*. Springer, 2010.
2. Singer, S.F.: *The Changing global environment*. 1975.
3. Wolfrum, J.: *Bildung von Stickstoffoxiden bei der Verbrennung*. Chemie Ingenieur Technik, 44(10): 656-659. 1972.
4. Zarzalis, N.: *Auslegung einer Gasturbinenbrennkammer*. Vorlesung: KIT. 2010.
5. *Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft (TA Luft)*. Köln: Carl Heymanns Verlag, 2002.
6. *International Civil Aviation Organization, 4th Meeting of the Committee on Aviation Environmental Protection (CAEP)*. 1998.
7. Mayer, S.: *Emissionszertifikate im Luftverkehr*. GRIN Verlag GmbH, 2007.
8. Sterzenbach, R., Conrady, R.: *Luftverkehr: betriebswirtschaftliches Lehr- und Handbuch*. Oldenbourg, 2003.
9. Schwab, A.J.: *Elektroenergiesysteme*. Berlin: Springer, 2006.
10. Nguyen, H.L., et al.: *Critical evaluation of Jet-A spray combustion using propane chemical kinetics in gas turbine combustion simulated by KIVA-II*. 26th Joint Propulsion Conference. Orlando. 1990.
11. Clavin, P.: *Premixed Combustion and Gasdynamics*. Annual Review of Fluid Mechanics, 26(1): 321-352. 1994.
12. Gaydon, A.G., Wolfhard, H.G.: *Flames, their structure, radiation, and temperature*. Halsted Press book. 1979.
13. Freimann, R.: *Hydraulik für Bauingenieure: Grundlagen und Anwendungen*. Hanser Fachbuchverlag, 2008.
14. Kolmogorov, A.N.: *The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers*. Proceedings of the USSR Academy of Sciences. 1941.
15. Zarzalis, N.: *Theorie turbulenter Strömungen ohne und mit überlagerter Verbrennung*. Vorlesung: Universität Karlsruhe (TH). 2009.
16. Fritz, J.: *Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*. Dissertation, Technische Universität München. 2003.
17. Wilcox, D.C.: *Turbulence modeling for CFD*. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, 2006.
18. Kuo, K.K.: *Principles of combustion*. Hoboken: Wiley, 2005.
19. Reynolds, A.J.: *Turbulent flows in engineering*. London, New York: John Wiley, 1974.
20. Rotta, J.C.: *Turbulente Strömungen*. Stuttgart: Teubner, 1972.
21. Poruba, C.: *Turbulente Flammenausbreitung in Wasserstoff-Luft-Gemischen*, in *Lehrstuhl für Thermodynamik*. Dissertation, Technische Universität München. 2002.

22. Gerlinger, P.: *Numerische Verbrennungssimulation: Effiziente Numerische Simulation Turbulenter Verbrennung*. Springer, 2005.
23. Tennekes, H., Lumley, J.L.: *A First course in turbulence*. Cambridge: MIT Pr., 1972.
24. Pischinger, R., et al.: *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. Springer, 2009.
25. Turns, S.R.: *An introduction to combustion*. McGraw-Hill series in mechanical engineering. Boston: McGraw-Hill, 2000.
26. Peters, N.: *Laminar flamelet concepts in turbulent combustion*. Symposium (International) on Combustion, 21(1): 1231-1250. 1988.
27. Schmid, H.-P.: *Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärmefreisetzung von vorgemischten turbulenten Flammen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 1995.
28. Borghi, R.: *On the structure of turbulent premixed flames*. Recent Advances in Aeronautical Science. 1984.
29. Landau, L.D.: *On the theory of slow combustion*. Acta Physicochim (URSS), 19: 77-85. 1944.
30. Abdel-Gayed, R.G., et al.: *Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames*. Combustion and Flame, 76(2): 213-218. 1989.
31. Herrmann, K.: *Strömung, Flammencharakterisierung und Stickoxid-Bildung in Turbulenten Vormischflammen*, Swiss Federal Institute of Technology (ETHZ). 2002.
32. Schmittl, P.: *Untersuchungen zum Stabilisierungsmechanismus von eingeschlossenen turbulenten Flammen mit innerer Rückströmzone*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 2001.
33. Wetzel, F.: *Numerische Untersuchungen zur Stabilität nicht-vorgemischter, doppelt-verdrallter Flammen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 2007.
34. Merkle, K.: *Einfluss gleich- und gegensinniger Drehrichtung der Verbrennungsluftströme auf die Stabilisierung turbulenter Doppeldrall-Diffusionsflammen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 2006.
35. Holzäpfel, F.: *Zur Turbulenzstruktur freier und eingeschlossener Drehströmungen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 1996.
36. Döbbeling, K.: *Experimentelle und theoretische Untersuchungen an stark verdrallten, turbulenten isothermen Strömungen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 1990.
37. Schade, H., Kunz, E.: *Strömungslehre*. De-Gruyter-Lehrbuch. Berlin: de Gruyter, 2007.
38. Dinkov, I.: *Theoretische Erfassung des Strömungs- und Mischungsfeldes eines Movable-Block Drallerzeugers*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH). 2006.
39. Zierep, J., Bühler, K.: *Grundzüge der Strömungslehre: Grundlagen, Statik und Dynamik der Fluide*. Vieweg+Teubner Verlag, 2010.

40. Windmeier, C.: *Theoretische Erfassung des Einflusses gleich- und gegensinniger Verdrallung auf das Strömungs- und Mischungsfeld einer doppelblutigen Brennstoffdüse*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH). 2003.
41. Escudier, M.: *Vortex breakdown: Observations and explanations*. Progress in Aerospace Sciences, 25(2): 189-229. 1988.
42. Jung, R.: *Beiträge angewandter Strömungsforschung zur Entwicklung der Kohlenstaubfeuerung*. VDI-Forschungsheft. Bd. 532. Düsseldorf: 1969.
43. Chigier, N.A., Beér, J.M.: *Velocity and static pressure distributions in swirling air jets issuing from annular and divergent nozzles*. J Basic Eng, 86(4): 778–796. 1964.
44. Hoffmann, S.: *Untersuchungen des Stabilisierungsverhaltens und der Stabilitätsgrenzen von Drallflammen mit innerer Rückströmzone*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 1994.
45. Kerr, N.M., Fraser, D.: *Swirl, part I: effect on axisymmetric turbulent jets*. Journal of the Institute of Fuel, 38: 519-526. 1965.
46. Günther, R.: *Verbrennung und Feuerungen*. Berlin: Springer, 1974.
47. Reichardt, H.: *Gesetzmäßigkeiten der freien Turbulenz*. VDI-Forschungsheft. Bd. 414. Düsseldorf: VDI-Verl., 1951.
48. Barchilon, M., Curtet, R.: *Some details of the structure of an axisymmetric confined jet with backflow*. J. Basic Engrg., 86: 777–787. 1964.
49. Thring, M., Newby, M.: *Combustion Length of Enclosed Turbulent jet Flames*. Fourth Symposium (International) on Combustion: 789–796. 1953.
50. Beer, J.M., Chigier, N.A.: *Combustion aerodynamics*. Fuel and energy science series. London: Applied Science Publ., 1972.
51. Joos, F.: *Technische Verbrennung*. Berlin: Springer, 2006.
52. Zarzalis, N.: *Angewandte Verbrennungstechnik*. Vorlesung: KIT. 2010.
53. Dombrowski, N., Johns, W.R.: *The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets*. Chemical Engineering Science, 18(3): 203-214. 1963.
54. Horvay, M.: *Theoretische und experimentelle Untersuchung über den Einfluss des inneren Strömungsfeldes auf die Zerstäubungseigenschaften von Drall-Druckzerstäubungsdüsen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 1985.
55. Aigner, M.M.: *Charakterisierung der bestimmenden Einflußgrößen bei der luftgestützten Zerstäubung*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 1986.
56. Maas, U.: *Sprayverbrennung*. Vorlesung: Universität Stuttgart. 2002.
57. Weber, C.: *Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles*. ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, 11(2): 136-154. 1931.
58. Merrington, A.C., Richardson, E.G.: *The break-up of liquid jets*. Proceedings of the Physical Society, 59(1): 1. 1947.
59. Hinze, J.O.: *Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes*. AIChE Journal, 1(3): 289-295. 1955.
60. Schneider, B.M.: *Experimentelle Untersuchungen Zur Spraystruktur In Transienten, Verdampfenden Und Nicht Verdampfenden Brennstoffstrahlen*

- Unter Hochdruck*. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich. 2003.
61. Ohnesorge, W.: *Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen*. ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, 16: 355–358. 1936.
 62. Koch, R.: *Verbrennung: Chemische Reaktionen, Transportphänomene, Technische Systeme I*. Vorlesung: Universität Karlsruhe (TH). 2007.
 63. Becker: *Spray-Dispersion in einem generischen Vormischmodul für Flugtriebwerks-Brennkammern*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum. 2004.
 64. Chou, W.H., et al.: *Temporal properties of drop breakup in the shear breakup regime*. International Journal of Multiphase Flow, 23(4): 651-669. 1997.
 65. Kasabov, P.: *Experimentelle und theoretische Analyse der NO_x-Emissionen bei Airblast-Zerstäuber-Düsen*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH). 2004.
 66. Zeldovich, Y.: *The oxidation of nitrogen in combustion and explosions*. Acta Physicochimica U.R.S.S., 21: 577-628. 1946.
 67. Glassman, I., Yetter, R.A.: *Combustion*. Academic Press, 2008.
 68. Davidson, D.F., Hanson, R.K.: *High temperature reaction rate coefficients derived from N-atom ARAS measurements and excimer photolysis of NO*. International Journal of Chemical Kinetics, 22(8): 843-861. 1990.
 69. Miller, J., Bowman, C.: *Mechanism and Modeling of Nitrogen Chemistry in Combustion*. Progress in Energy and Combustion Science, 15(4): 287-338. 1989.
 70. Fenimore, C.P.: *Formation of nitric oxide in premixed hydrocarbon flames*. Symposium (International) on Combustion, 13(1): 373-380. 1971.
 71. Rutar, T., Malte, P.: *NO_x formation in high-pressure jet-stirred reactors with significance to lean-premixed combustion turbines*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 124(4): 776-783. 2002.
 72. Bachmaier, F., et al.: *The Formation of Nitric Oxide and the Detection of HCN in Premixed Hydrocarbon-Air Flames at 1 Atmosphere*. Combustion Science and Technology, 7(2): 77-84. 1973.
 73. Michaud, M.G., et al.: *Chemical mechanisms of NO_x formation for gas turbine conditions*. Symposium (International) on Combustion, 24(1): 879-887. 1992.
 74. Correa, S.M., Smooke, M.D.: *Nox in parametrically varied methane flames*. Symposium (International) on Combustion, 23(1): 289-295. 1991.
 75. Malte, P.C., Pratt D.T.: *Measurement Of Atomic Oxygen And Nitrogen Oxides In Jet-stirred Combustion*. Fifteenth Symposium (International) on Combustion: 1061-1070. 1975.
 76. Bozzelli, J., Dean, A.: *O+NNH - A Possible New Route for NO_x Formation in Flames*. International Journal of Chemical Kinetics, 27(11): 1097-1109. 1995.
 77. Harrington, J., et al.: *Evidence for a new NO production mechanism in flames*. Twenty-sixth Symposium (international) on Combustion. Pittsburgh: Combustion Institute. 1996.

78. Soete, G.G.D.: *Overall reaction rates of NO and N2 formation from fuel nitrogen*. 15th Symposium (International) on Combustion, 15(1): 1093-1102. 1975.
79. Kolar, J.: *Stickstoffoxide und Luftreinhaltung*. Berlin: Springer, 1990.
80. Zahoransky, R.: *Energietechnik*. Wiesbaden: Friedr. Vieweg & Sohn Verlag, 2007.
81. Snyder, T.S., et al.: *Emission and Performance of a Lean-Premixed Gas Fuel Injection System for Aeroderivative Gas Turbine Engines*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 118(1): 38-45. 1996.
82. Sattelmayer, T., et al.: *NOx-Abatement Potential of Lean-Premixed GT Combustors*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 120(1): 48-59. 1998.
83. Sato, H., et al.: *Development of a Dry Ultra-Low NOx Double Swirler Staged Gas Turbine Combustor*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 120(1): 41-47. 1998.
84. Djordjevic, N., et al.: *Flame stabilization and emissions of a natural gas/air ceramic porous burner*. Advanced Materials Research, 47-50: 105-108. 2008.
85. Döbbeling, K., et al.: *Magere Vormischverbrennung von Erdgas und Heizöl EL bei hohen Vorheiztemperaturen (800K) und hohen Brennkammerdrücken (30bar)*. VDI Berichte 1313: 109. 1997.
86. Peters, N.: *Turbulent combustion*. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
87. Lyons, K.M.: *Toward an understanding of the stabilization mechanisms of lifted turbulent jet flames: Experiments*.
88. Scholefield, D.A., Garside, J.E.: *The structure and stability of diffusion flames*. Symposium on Combustion and Flame, and Explosion Phenomena, 3(1): 102-110. 1949.
89. Pitts, W.M.: *Assessment of theories for the behavior and blowout of lifted turbulent jet diffusion flames*. Symposium (International) on Combustion, 22(1): 809-816. 1989.
90. Wohl, K., et al.: *The stability of open flames*. Symposium on Combustion and Flame, and Explosion Phenomena, 3(1): 3-21. 1949.
91. Vanquickenborne, L., van Tiggelen, A.: *The stabilization mechanism of lifted diffusion flames*. Combustion and Flame, 10(1): 59-69. 1966.
92. Eickhoff, H., et al.: *Experimental investigation on the stabilization mechanism of jet diffusion flames*. Symposium (International) on Combustion, 20(1): 311-318. 1985.
93. Kalghatgi, G.T.: *Lift-off Heights and Visible Lengths of Vertical Turbulent Jet Diffusion Flames in Still Air*. Combustion Science and Technology, 41(1): 17-29. 1984.
94. Muñoz, L., Mungal, M.G.: *Instantaneous flame-stabilization velocities in lifted-jet diffusion flames*. Combustion and Flame, 111(1-2): 16 - 30. 1997.
95. Schefer, R.W., Goix, P.J.: *Mechanism of flame stabilization in turbulent, lifted-jet flames*. Combustion and Flame, 112(4): 559 - 574. 1998.

96. Watson, K.A., et al.: *Simultaneous two-shot CH planar laser-induced fluorescence and particle image velocimetry measurements in lifted CH₄/air diffusion flames*. Proceedings of the Combustion Institute, 29(2): 1905 - 1912. 2002.
97. Watson, K.A., et al.: *Simultaneous Rayleigh imaging and CH-PLIF measurements in a lifted jet diffusion flame*. Combustion and Flame, 123(1-2): 252 - 265. 2000.
98. Kelman, J.B., et al.: *Laser Imaging in the Stabilisation Region of Turbulent Lifted Flames*. Combustion Science and Technology, 135(1-6): 117-134. 1998.
99. Su, L.K., et al.: *Experimental investigation of stabilization mechanisms in turbulent, lifted jet diffusion flames*. Combustion and Flame, 144(3): 494 - 512. 2006.
100. Schefer, R.W., et al.: *Stabilization of lifted turbulent-jet flames*. Combustion and Flame, 99(1): 75 - 78, IN9-IN10, 79-86. 1994.
101. Peters, N., Williams, F.: *Liftoff Characteristics of Turbulent Jet Diffusion Flames*. AIAA Journal, 21(3): 423-429. 1983.
102. Janicka, J., Peters, N.: *Prediction of turbulent jet diffusion flame lift-off using a pdf transport equation*. Symposium (International) on Combustion, 19(1): 367-374. 1982.
103. Horch, K.: *Zur Stabilität von Freistahl-Diffusionsflammen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 1978.
104. Brockhinke, A., et al.: *Investigation of the flame-stabilization process in turbulent, lifted flames*. VDI-Bericht. Bd. 1313. 1997.
105. Chelliah, H., et al., *Reduced Kinetic Mechanisms for Counterflow Methane-Air Diffusion Flames*, in *Reduced Kinetic Mechanisms for Applications in Combustion Systems*, N. Peters and B. Rogg, Editors. 1993, Springer Berlin / Heidelberg. p. 224-240.
106. Takahashi, F., Goss, L.P.: *Near-field turbulent structures and the local extinction of jet diffusion flames*. Symposium (International) on Combustion, 24(1): 351 - 359. 1992.
107. Yamashita, H., et al.: *A numerical study on flame stability at the transition point of jet diffusion flames*. Symposium (International) on Combustion, 26(1): 27 - 34. 1996.
108. Takeno, T., Kotani, Y.: *An experimental study on the stability of jet diffusion flame*. Acta Astronautica, 2(11-12): 999-1008. 1975.
109. Broadwell, J.E., et al.: *Blowout of turbulent diffusion flames*. Symposium (International) on Combustion, 20(1): 303 - 310. 1985.
110. Miake-Lye, R.C., Hammer, J.A.: *Lifted turbulent jet flames: A stability criterion based on the jet large-scale structure*. Symposium (International) on Combustion, 22(1): 817-824. 1989.
111. Kaplan, C.R., et al.: *Stabilization mechanism of lifted jet diffusion flames*. Symposium (International) on Combustion, 25(1): 1183-1189. 1994.

112. Schefer, R.W., et al.: *Temporal evolution of turbulence/chemistry interactions in lifted, turbulent-jet flames*. Symposium (International) on Combustion, 25(1): 1223 - 1231. 1994.
113. Tacke, M.M., et al.: *A detailed investigation of the stabilization point of lifted turbulent diffusion flames*. Symposium (International) on Combustion, 27(1): 1157 - 1165. 1998.
114. Cessou, A., et al.: *Parametric and statistical investigation of the behavior of a lifted flame over a turbulent free-jet structure*. Combustion and Flame, 137(4): 458 - 477. 2004.
115. Plessing, T., et al.: *An experimental and numerical study of a laminar triple flame*. Combustion and Flame, 115(3): 335 - 353. 1998.
116. Veynante, D., et al.: *Triple Flame Structure and Diffusion Flame Stabilization*. Proceedings of the Summer Program: 55-73. 1994.
117. Lee, B.J., Chung, S.H.: *Stabilization of lifted tribrachial flames in a laminar nonpremixed jet*. Combustion and Flame, 109(1-2): 163 - 172. 1997.
118. Lockett, R.D., et al.: *The structure and stability of the laminar counter-flow partially premixed methane/air triple flame*. Combustion and Flame, 119(1-2): 109 - 120. 1999.
119. Buckmaster, J., Weber, R.: *Edge-flame-holding*. Symposium (International) on Combustion, 26(1): 1143 - 1149. 1996.
120. Upatnieks, A., et al.: *Liftoff of turbulent jet flames--assessment of edge flame and other concepts using cinema-PIV*. Combustion and Flame, 138(3): 259 - 272. 2004.
121. Zarzalis, N., et al.: *Fuel injection apparatus*, DE 10 2005 022 772.4, EP 06 009 563.5. 2005.
122. Haessler, H.: *Einfluss gleich- und gegensinniger Verdrallung auf das isotherme Strömungs- und Mischungsfeld einer zweiflutigen Airblastdüse*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH). 2002.
123. *Datenblatt SILUX®*, Sico Technology GmbH.
124. Lindow, R.: *Zur Bestimmung der laminaren Flammengeschwindigkeit*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 1966.
125. Gail, L.: *Reinraumtechnik*. Berlin: Springer, 2004.
126. *Bedienungsanleitung Flüssigkeitszerstäuber AGF 10.0 D*, Palas. 2007.
127. *Quantel Brilliant / BrilliantB Q-Switched Nd:YAG Lasers (Instruction Manual)*, Quantel. 2000.
128. Keane, R.D., Adrian, R.J.: *Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems*. Measurement Science and Technology, 1(11): 1202. 1990.
129. *HiSense PIV/PLIF Camera (Installation & User's Guide)*, Dantec. 1998.
130. *Kiron 105mm f2.8Macro Lens (Instructions)*, Kiron Corporation.
131. *FlowManager software and Introduction to PIV Instrumentation: Software User's guide*, Dantec.

132. Hirasawa, T., et al.: *Determination of laminar flame speeds using digital particle image velocimetry: Binary Fuel blends of ethylene, n-Butane, and toluene*. Proceedings of the Combustion Institute, 29(2): 1427-1434. 2002.
133. Westerweel, J.: *Fundamentals of digital particle image velocimetry*. Measurement Science and Technology, 8(12): 1379. 1997.
134. Cárdenas, C., et al.: *Two-dimensional estimation of Reynolds-fluxes and -stresses in a Jet-in-Crossflow arrangement by simultaneous 2D-LIF and PIV*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 88: 581-591. 2007.
135. Najm, H.N., et al.: *On the Adequacy of Certain Experimental Observables as Measurements of Flame Burning Rate*. Combustion and Flame, 113(3): 312-332. 1998.
136. Fischer, A.: *Hybride, thermoakustische Charakterisierung von Drallbrennern*. Dissertation, Technische Universität München. 2004.
137. Kunze, K.: *Untersuchung des thermoakustischen Flammenübertragungsverhaltens in einer Ringbrennkammer*. Dissertation, Technische Universität München. 2004.
138. Nori, V., Seitzman, J.: *Chemiluminescence Measurements and Modeling in Syngas, Methane and Jet-A Fueled Combustors*. 45th Aerospace Sciences Meeting, Reno. 2007.
139. Devriendt, K., Peeters, J.: *Direct identification of the $C_2H(X(2)\Sigma^+)+O(P-3)\rightarrow CH(A(2)\Delta)+CO$ reaction as the source of the $CH(A(2)\Delta)\rightarrow X(2)\Pi$ chemiluminescence in $C_2H_2/O_2/H$ atomic flames*. Journal of Physical Chemistry A, 101(14): 2546-2551. 1997.
140. Elsamra, R., et al.: *$CH(A(2)\Delta)$ formation in hydrocarbon combustion: The temperature dependence of the rate constant of the reaction $C_2H+O_2\rightarrow CH(A(2)\Delta)+CO_2$* . Journal of Physical Chemistry A, 109(45): 10287-10293. 2005.
141. Tinaut, F.V., et al.: *Measurements of OH^* and CH^* Chemiluminescence in Premixed Flames in a Constant Volume Combustion Bomb under Autoignition Conditions*. Energy & Fuels, 25(1): 119-129. 2011.
142. Muruganandam, T.M., et al.: *Optical equivalence ratio sensors for gas turbine combustors*. Proceedings of the Combustion Institute, 30(1): 1601 - 1609. 2005.
143. *ICCD-MAX (Operation Manual)*, RS Princeton Instruments. 1999.
144. *Produktkatalog Andover Corporation*, Andover Corporation. 2009.
145. Chan, G., Hieftje, G.: *Estimation of confidence intervals for radial emissivity and optimization of data treatment techniques in Abel inversion*. Spectrochimica Acta Part B-Atomic Spectroscopy, 61(1): 31-41. 2006.
146. Alvarez, R., et al.: *An Abel inversion method for radially resolved measurements in the axial injection torch*. Spectrochimica Acta Part B-Atomic Spectroscopy, 57(11): 1665-1680. 2002.
147. Nestor, O.H., Olsen, H.N.: *Numerical Methods for Reducing Line and Surface Probe Data*. SIAM Review, 2(3): 200-207. 1960.

148. Giuliani, F., et al.: *The effect of ambient air pressure on planar liquid sheet disintegration at gas-turbine conditions*. 19. Int. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems. Nottingham. 2004.
149. Nagabhushana, S., Sudha, L.K.: *Aircraft Instrumentation and Systems*. I.K. International Publishing House Pvt. Ltd., 2010.
150. Tosidis, D.: *Experimentelle Untersuchung des Einflusses von Druckverlust, Luftvorwärmtemperatur Stöchiometrie auf die Tropfen-Ausbreitung unter Verwendung eines Airblast-Zerstäubers*. Studienarbeit, Universität Karlsruhe (TH). 2004.
151. Fink, R.: *Untersuchungen zu LPP-Flugtriebwerksbrennkammern unter erhöhtem Druck*. Dissertation, Technische Universität München. 2001.
152. Fokaides, P.A.: *Experimentelle Analyse der Stabilisierungseigenschaften von abgehobenen eingeschlossenen nicht-vorgemischten Drallflammen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 2009.
153. Rayleigh, L.: *On the Dynamics of Revolving Fluids*. Proceedings of the Royal Society of London. 1917.
154. Chigier, N., et al.: *Jet Flames in Rotating Flow Fields*. Combustion and Flame, 14(1-3): 171-179. 1970.
155. Sadanandan, R., et al.: *Investigation of the Syngas Flame Characteristics at Elevated Pressures Using Optical and Laser Diagnostic Methods*. SPEIC10: Towards Sustainable Combustion. 2010.
156. Sequera, D., Agrawal, A.K.: *Effect of Fuel Composition on Emissions From a Low-Swirl Burner*. ASME Conference Proceedings, 2007(47918): 789-799. 2007.
157. Andrews, G., Bradley, D.: *Burning Velocity of Methane-Air Mixtures*. Combustion and Flame, 19(2): 275. 1972.
158. Bockhorn: *Grundlagen der Verbrennungstechnik 1*. Vorlesung: KIT. 2010.
159. Kobayashi, H., et al.: *Experimental study on general correlation of turbulent burning velocity at high pressure*. Symposium (International) on Combustion, 27(1): 941-948. 1998.
160. Bradley, D., et al.: *The Measurement of Laminar Burning Velocities and Markstein Numbers for Iso-octane-Air and Iso-octane-n-Heptane-Air Mixtures at Elevated Temperatures and Pressures in an Explosion Bomb*. Combustion and Flame, 115(1-2): 126-144. 1998.
161. Franzelli, B., et al.: *A two-step chemical scheme for kerosene-air premixed flames*. Combustion and Flame, 157(7): 1364-1373. 2010.
162. Pieringer, J., et al.: *Anwendung von Modellen der turbulenten Flammengeschwindigkeit auf einen vorgemischten Strahlbrenner*. 21. Deutscher Flammentag Verbrennung und Feuerung. Cottbus. 2003.
163. Zimont, V.L., Mesheriakov, E.A.: *A model of combustion of partially premixed gases In: Structure of Gas Flames*. Proceedings of International Colloquium: 35. 1988.

164. Khramtsov, V.A.: *Investigation of pressure effect on the parameters of turbulence and on turbulent burning*. Symposium (International) on Combustion, 7(1): 609-614. 1958.
165. Bradley, D., et al.: *Study of Turbulence and Combustion Interaction: Measurement and Prediction of Turbulent Burning*, University of Leeds, 1994.
166. Rizkalla, A.A., Lefebvre, A.H.: *The Influence of Air and Liquid Properties on Airblast Atomization*. Journal of Fluids Engineering, 97(3): 316-320. 1975.
167. Mayer, W.: *Coaxial atomization of a round liquid jet in a high speed gas stream: A phenomenological study*. Experiments in Fluids, 16: 401-410. 1994.
168. Metghalchi, M., Keck, J.C.: *Burning velocities of mixtures of air with methanol, isoctane, and indolene at high pressure and temperature*. Combustion and Flame, 48: 191-210. 1982.
169. Kamal, K., et al.: *Laminar Flame Speeds and Extinction Limits of Conventional and Alternative Jet Fuels*. Forty-Seventh Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper No. 2009-991. 2009.
170. Lefebvre, A.H.: *Atomization and sprays*. Combustion: an international series. New York: Hemisphere Publ., 1989.
171. Birouk, M., et al.: *Droplet Evaporation in a Turbulent Environment at Elevated Pressure and Temperature Conditions*. Combustion Science and Technology, 180(10): 1987-2014. 2008.
172. *SAE ARP1533 Procedure for the calculation of gaseous emissions from aircraft turbine engines*. 1994.
173. Fric, T.: *Effects of Fuel-Air Unmixedness on NOX Emissions*. Journal of Propulsion and Power, 9(5): 708-713. 1993.
174. Leonard, G., Stegmaier, J.: *Development of an Aeroderivative Gas Turbine Dry Low Emissions Combustion System*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 116(3): 542-546. 1994.
175. Ruhkamp, W.: *Einflußgrößen für die Schadstoffbildung magerer Flammen in Gasturbinenbrennkammern*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum. 1996.
176. Ricken, V.: *Untersuchungen zur Stickoxidemission von Gasturbinenbrennkammern mit luftgestufter Verbrennungsführung*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 2006.
177. Warnatz, J., Maas, U.: *Technische Verbrennung*. Springer-Lehrbuch. Berlin: Springer, 1993.
178. Knapp, K.: *Untersuchungen zur Reduzierung der NOx-Emission von Gasturbinenbrennkammern durch zweistufige Verbrennungsführung*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 1994.
179. Beck, C.: *Influence of Incomplete Evaporation on LP Combustion Emissions*, Vortrag, Villaroche. 2005.
180. Lefebvre, A.H.: *Gas turbine combustion*. McGraw-Hill series in energy, combustion, and environment. Washington: Hemisphere Publ. Corp., 1983.
181. Beck, C.: *Influence of Incomplete Evaporation on LP Combustion Emissions*, Vortrag, Rom. 2007.

182. Lin, C.K., et al.: *The stabilization mechanism of the lifted jet diffusion flame in the hysteresis region*. Experiments in Fluids, 14: 353-365. 1993.
183. Gollahalli, S.R., et al.: *Structure of attached and lifted gas jet flames in hysteresis region*. Symposium (International) on Combustion, 21(1): 1463-1471. 1988.
184. Böckh, P.: *Wärmeübertragung: Grundlagen und Praxis*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
185. Turns, S.R., et al.: *Oxides of nitrogen emissions from turbulent jet flames: Part II--Fuel dilution and partial premixing effects*. Combustion and Flame, 93(3): 255-269. 1993.
186. Giese, A.: *Anwendung der „Verdünnte Verbrennung“ für regenerativ beheizte Glasschmelzwannen – Eine Möglichkeit zur NO_x-Reduzierung*. 24. Deutscher Flammentag Verbrennung und Feuerung. Bochum. 2009.
187. Höning, R.: *Konzentrations- und Temperaturbestimmung in Brennkammern luftatmender Antriebe mit Hilfe laserspektroskopischer Meßverfahren*. Dissertation, Technische Universität München. 1995.
188. Leisenheimer, B.: *Zum Ausbreitungsverhalten von Deflagrationsfronten in laminaren und turbulenten Brenngas-Luft-Gemischen innerhalb geschlossener Behälter*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 1997.
189. Liu, Y.: *Untersuchung zur stationären Ausbreitung turbulenter Vormischflammen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH). 1991.
190. Rawe, R., Kremer, H.: *Flammenstabilität und Stabilisierungsmechanismen turbulenter Dralldiffusionsflammen*. VDI-Berichte. Bd. 423. 1981.
191. Zukoski, E.E., Marble, F.E.: *Experiments Concerning the Mechanism of Flame Blow Off from Bluff Bodies*. Proceedings of the Gas Dynamics Symposium on Aerothermochemistry: 205–210. 1956.
192. Schefer, R.W., et al.: *Effect of Confinement on Bluff-Body Burner Recirculation Zone Characteristics and Flame Stability*. Combustion Science and Technology, 120(1): 185-211. 1996.
193. Lewis, B., von Elbe, G.: *Stability and Structure of Burner Flames*. The Journal of Chemical Physics, 11(2): 75-97. 1943.
194. Spalding, D.B., Tall, B.S.: *Flame Stabilisation in High Velocity Gas Streams and the Effect of Heat Losses at Low Pressures*. The Aeronautical Quarterly, Vol.5: 195-217. 1954.
195. Bosschaart, K.J., et al.: *The laminar burning velocity of flames propagating in mixtures of hydrocarbons and air measured with the heat flux method*. Combustion and Flame, 136(3): 261-269. 2004.
196. Gu, X.J., et al.: *Laminar burning velocity and Markstein lengths of methane-air mixtures*. Combustion and Flame, 121(1-2): 41-58. 2000.
197. Hadeif, R., et al.: *Experimental study of airblast atomizer spray flames*. Journal of the Institute of Energy, 73(494): 50-55. 2000.
198. Bräunling, W.: *Flugzeugtriebwerke*. VDI. Berlin: Springer, 2009.
199. Zabetakis, M.G.: *Flammability Characteristics Of Combustible Gases And Vapors*. Bureau of Mines Bulletin 627. 1965.

200. Bönig, M., et al.: *Soot formation in premixed C₂H₄ flat flames at elevated pressure*. Symposium (International) on Combustion, 23(1): 1581-1587. 1991.
201. Mauss, F., Bockhorn, H.: *Numerical Calculation of Soot Formation in Premixed Hydrocarbon Flames*. ACS Division of Fuel Chemistry Preprints, 39(1): 172. 1994.
202. Gödde, M.: *Zündtemperatur organischer Verbindungen in Abhängigkeit von chemischer Struktur und Druck*. Dissertation, TU Braunschweig. 1998.
203. Brandes, E., Thedens, M.: *Kenngößen des Explosionsschutzes bei nichtatmosphärischen Bedingungen*, Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), 2003.
204. Kalghatgi, G.T.: *Blow-Out Stability of Gaseous Jet Diffusion Flames. Part I: In Still Air*. Combustion Science and Technology, 26(5): 233-239. 1981.
205. Meyer, W.B.: *Human impact on the earth*. Cambridge University Press, 1996.
206. Ryding, S.O.: *Environmental management handbook*. IOS Press, 1994.
207. Rachner, M.: *Die Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1*. Mitteilung 98-01, Institut für Antriebstechnik (Köln), Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, 1998.

Anhang

Relevante Eigenschaften von Kerosin

Eine ausführliche Übersicht der Eigenschaften von Kerosin ist in der Arbeit von Rachner zu finden [207]. Für diese Studie wurde die Kerosinsorte Jet A-1 eingesetzt, die außerhalb der USA in der zivilen Luftfahrt am meisten Anwendung findet. Bei Kerosin handelt es sich um eine aus Rohöl gewonnene Mischung aus Kohlenwasserstoffen. Kerosin hat keine festgelegte Zusammensetzung. Einige seiner Eigenschaften müssen lediglich die von der American Society for Testing and Materials herausgegebene Spezifikation ASTM D1655 erfüllen. Kerosin Jet A-1 besteht hauptsächlich aus Alkanen, Cycloalkanen und Aromaten, die 9 bis 17 Kohlenstoffatome enthalten. Insbesondere wird auf den Gehalt von Aromaten geachtet, da diese bei der Verbrennung zur Rußbildung neigen. So ist bei Jet A-1 ein maximaler Gehalt von Aromaten von 22 gew.-% zulässig. Die von Rachner empfohlene Summenformel für Kerosin Jet A-1 ist $C_{12}H_{23}$, was einer molaren Masse von 167,3 kg/kmol entspricht. Die Analyse des in dieser Arbeit eingesetzten Kerosins Jet A-1 zeigte, dass es 86,23 gew.-% Kohlenstoff und 13,72 gew.-% Wasserstoff enthält. Unter der Annahme einer durchschnittlichen Anzahl von 12 Kohlenstoffatomen entspricht die gemessene Zusammensetzung der Summenformel $C_{12}H_{22,75}$. Der untere Heizwert muss nach der Spezifikation oberhalb von 42,8 MJ/kg liegen. Rachner empfiehlt den Wert 43,26 MJ/kg zu verwenden. Die Dichte von Kerosin soll bei 15 °C zwischen 775 und 840 kg/m³ liegen. Bei dem eingesetzten Brennstoff lag die Dichte bei ca. 800 kg/m³. Da Kerosin in großen Höhen zum Einsatz kommt, wo tiefe Außentemperaturen herrschen, werden strenge Anforderungen an den Gefrierpunkt gestellt. So wird für Kerosin Jet A-1 ein maximal zulässiger Gefrierpunkt von -47 °C gefordert. Die Viskosität von Kerosin beeinflusst nicht nur das Fließverhalten der Flüssigkeit sondern auch die Zerstäubungsvorgänge. Gemäß Spezifikation ist bei Jet A-1 eine kinematische Viskosität von höchstens 8 cSt (-20 °C) erlaubt. Üblicherweise liegt sie bei 4 cSt (-20 °C).

Unter den physikalischen Eigenschaften von Kerosin befinden sich einige, die für diese Studie von besonderer Bedeutung sind. Die in der Airblast-Düse generierten Brennstofftropfen gelangen in die heiße Umgebung der Brennkammer und beginnen zu verdampfen. Um die Verdampfungsvorgänge korrekt beschreiben zu können, ist die Kenntnis des Dampfdruckes entscheidend. Weil das Kerosin aus mehreren Stoffen mit unterschiedlichen Siedebereichen besteht, ist davon auszugehen, dass bei Erhöhung der Temperatur zunächst die leicht siedenden Komponenten verstärkt verdampfen und erst bei höheren Temperaturen die schwer siedenden. Und dennoch lässt sich nach Rachner

der Dampfdruck von Kerosin analog zu einem Einkomponentensystem mit der Antoine-Gleichung beschreiben:

$$p_D = e^{A - \frac{B}{T-C}} \quad (\text{A-1})$$

Die Konstante C beträgt 43. Die Werte der Konstanten A und B hängen vom Temperaturbereich ab. Für eine Temperatur unter 477,95 K ist $A = 20,427$ und $B = 3877,390$. Darüber nimmt A den Wert 21,318 und B den Wert 4264,478 an.

In Bezug auf die Oberflächenspannung des flüssigen Jet A-1 gegen seinen Dampf gibt Rachner die Beziehung

$$\sigma = 1,550388 \cdot 10^{-5} (684,26 - T)^{1,222222} \quad (\text{A-2})$$

an.