

# VT-Forschungsbericht 2015-02

## Experimentelle Untersuchung der Selbstzündung wasserstoffreicher Brennstoffe unter Reheat- Bedingungen

Dipl.-Ing. Julia Fleck

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Verbrennungstechnik  
Stuttgart



DLR

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt



Herausgeber

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt

**Institut für  
Verbrennungstechnik**

Pfaffenwaldring 38-40  
70569 Stuttgart

Telefon  
Telefax

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

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

D93, Stuttgart

# Experimentelle Untersuchung der Selbstzündung wasserstoffreicher Brennstoffe unter Reheat-Bedingungen

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

vorgelegt von

**Dipl.-Ing. Julia Fleck**

aus Malsch

Hauptberichter: Prof. Dr. Manfred Aigner

Mitberichter: Prof. Dr. Ulrich Maas

Tag der mündlichen Prüfung 29/05/2015

Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt  
Universität Stuttgart

2015





# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während der Jahre 2008 bis 2014 am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V. (DLR) am Institut für Verbrennungstechnik in Stuttgart. Auch wenn ich versichere, die vorgestellten Ergebnisse eigenständig erarbeitet zu haben, so wäre diese Dissertation doch nicht ohne vielfältige Unterstützung möglich gewesen.

Ein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Aigner, der mir mit seinem entgegenbrachten Vertrauen einen inspirierenden Rahmen für die fachliche und persönliche Entwicklung während meiner Zeit am DLR bot. Weiterhin danke ich meinem Mitberichter Herrn Prof. Dr. Ulrich Maas und Herrn Prof. Dr. Ulrich Rist für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes. Meinem Betreuer Dr. Peter Griebel möchte ich meinen herzlichen Dank aussprechen für die zunächst enge fachliche Begleitung, die im Laufe der Zeit mehr und mehr Freiraum für die eigene Gestaltung der Arbeit ließ.

Während meiner Zeit am DLR schätzte ich besonders auch die gute und vielfältige Zusammenarbeit mit Kollegen aus unterschiedlichen Disziplinen und Fachbereichen. So danke ich zunächst der Prüfstandcrew, die anfangs in Person von Uwe Prestel, Karl-Heinz Ferst und Steffen Peuckert, später von Roman Schieferstein und Timo Schiek, mit großem Engagement und Erfahrungsschatz die Hochdruckversuche am Verbrennungsprüfstand ermöglichte. Ein herzlicher Dank gilt auch den Kollegen der Abteilung Laserdiagnostik, insbesondere Christoph Arndt, Dr. Adam Steinberg, Dr. Michael Stöhr und Dr. Rajesh Sadanandan, die mit ihrem exzellenten Fachwissen die Spezialmesstechniken am Prüfstand betreuten und ebenso interessiert für fachliche Diskussionen zur Verfügung standen. Auch den Kollegen der Abteilung Chemische Kinetik, insbesondere Dr. Clemens Naumann, sei gedankt für die Unterstützung und Diskussionen bezüglich der chemisch-kinetischen Hintergründe der Experimente. Bedanken möchte ich mich ebenso bei den zahlreichen Kollegen am Institut, die mit offenen Türen und Diskussionsbereitschaft eine konstruktive, inspirierende und freundschaftliche Arbeitsatmosphäre geschaffen haben.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Familie und bei meinem Mann Johannes Fleck bedanken, die mir in dieser intensiven Zeit einen besonderen Rückhalt geboten haben.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>7</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>11</b>
<b>Abstract</b>	<b>13</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>15</b>
1.1 Hintergrund . . . . .	15
1.2 Zielsetzung und Aufbau . . . . .	18
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>21</b>
2.1 Grundlagen der Selbstzündung . . . . .	21
2.2 Jet-in-Cross-Flow-Anordnung . . . . .	41
<b>3 Experiment und Messmethoden</b>	<b>45</b>
3.1 Hochdruckbrennkammer-Prüfstand . . . . .	45
3.2 Reheat-Brennkammersystem . . . . .	46
3.3 Mischstrecken-Bedingungen . . . . .	48
3.4 Messmethoden . . . . .	50
<b>4 Charakterisierungs-Messungen</b>	<b>61</b>
4.1 Mischstrecken-Bedingungen . . . . .	61
4.2 Selbstzündung: Vergleich Lumineszenz zu OH*-Chemilumineszenz . . . . .	66
<b>5 Untersuchung der Selbstzündung</b>	<b>69</b>
5.1 Versuchsdurchführung . . . . .	69
5.2 Stabilisierungsgrenzen . . . . .	74
5.3 Charakteristik der Selbstzündung . . . . .	85
5.4 Homogen-kinetische Berechnungen . . . . .	92
5.5 Prozess der Flammenstabilisierung . . . . .	104

<b>6</b>	<b>Abschließendes</b>	<b>141</b>
6.1	Zusammenfassung . . . . .	141
6.2	Schlussfolgerungen . . . . .	143
6.3	Ausblick . . . . .	145
<b>A</b>	<b>Lambda aus Abgas</b>	<b>147</b>
<b>B</b>	<b>Rayleigh-Strömung</b>	<b>149</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>150</b>

# Abkürzungsverzeichnis

## Symbole

$A$	Querschnittsfläche
$a$	Streckungsrate
$\alpha$	Anstellwinkel des Brennstoffstrahls
$c$	Schallgeschwindigkeit
$\chi$	skalare Dissipationsrate
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$c_v$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
$d$	Durchmesser
$D_{\ddot{u}}$	Diffusionskoeffizient der überschüssigen Spezies
$D_m$	Diffusionskoeffizient der mangelnden Spezies
$E_a$	Aktivierungsenergie
$\epsilon$	turbulente Dissipation
$J$	Impulsstromdichte-Verhältnis
$K$	Gladstone-Dale-Konstante
$k$	Geschwindigkeitskoeffizient
$\kappa$	Isotropenexponent
$\lambda$	Luftzahl
$L$	Länge
$Le$	Lewis-Zahl
$L_K$	Kolmogorov-Längenmaß

## Abkürzungsverzeichnis

---

$L_T$	integrales Längenmaß
$m$	Masse
$\dot{m}$	Massenstrom
$Ma$	Mach-Zahl
$MW$	molare Masse
$n$	Brechungsindex
$\nu$	kinematische Viskosität
$o_{min}$	Mindestsauerstoffbedarf
$p$	Druck
$R$	Universelle Gaskonstante
$R_s$	massenspezifische Gaskonstante
$r$	Geschwindigkeitsverhältnis
$Re$	Reynoldszahl
$\rho$	Dichte
$S_{ij}$	Streckungstensor
$S_{L,0}$	laminare Flammengeschwindigkeit, ohne Streckung
$S_{L,max}$	maximale laminare Flammengeschwindigkeit
$S_T$	turbulente Flammengeschwindigkeit
$T$	Temperatur
$\tau_T$	integrales Zeitmaß
$\tau_k$	Kolmogorov-Zeitmaß
$\tau$	Zündverzugszeit
$\tau_{exp,krit}$	kritische experimentelle Zündverzugszeit
$\tau_{hom}$	Zündverzugszeit berechnet aus homogenem System
$t$	Zeit
$u$	Geschwindigkeit
$U$	mittlere Geschwindigkeit
$u'$	Turbulenzintensität
$V$	Volumen

---

$X$	Molanteil
$x$	kartesische Koordinate x
$\xi$	Mischungsbruch
$Y$	Massenanteil
$y$	kartesische Koordinate y
$z$	kartesische Koordinate z

### Abkürzungen

AV	vertikales Ausdehnungsverhältnis
BS	Brennstoff
HG	Heißgas-Erzeuger
<i>hom</i>	homogen
JiCF	Jet in Cross-Flow
<i>mol</i>	molar
MS	Mischstrecke
PIV	Particle Image Velocimetry
RMS	quadratisches Mittel <i>Root Mean Square</i>
<i>stöch</i>	stöchiometrisch
TE1	1-fach-Thermoelement
TE5	5-fach-Thermoelement
$X_{N_2,high}$	Brennstoffgemisch mit hohem $N_2$ -Anteil bzw. Impulsstromdichte-Verhältnis
$X_{N_2,low}$	Brennstoffgemisch mit niedrigem $N_2$ -Anteil bzw. Impulsstromdichte-Verhältnis
$X_{H_2/NG}$	Wasserstoffanteil an reaktiver Komponente im Brennstoff, $X_{H_2}/(X_{H_2} + X_{NG})$





# Zusammenfassung

In modernen Verbrennungstechnologien ist zunehmend das Verständnis spontaner Zündprozesse bedeutend, insbesondere in Verbindung mit den heute vermehrt eingesetzten wasserstoff ( $\text{H}_2$ )-reichen Brennstoffen. So kommen in stationären Gasturbinen aktuell vorwiegend magerformmischende Verbrennungssysteme zum Einsatz, um die niedrigen gesetzlichen Emissionsgrenzwerte einzuhalten. Zündet während des Vormischprozesses von Luft und Brennstoff das entstehende reaktive Gemisch spontan, kann dies bis zur Zerstörung der Brennkammer führen. Denn durch die Zündung kann sich eine stabile Verbrennung in der Vormischzone etablieren, die nicht für solch hohe thermische Belastung ausgelegt ist. In der Vormischzone einer sogenannten Reheat-Brennkammer, die in Alstoms GT24<sup>®</sup> und GT26<sup>®</sup> Gasturbinenfamilie eingesetzt wird, liegen spezielle Bedingungen vor. Hier wird der Brennstoff in heißes Abgas, anstatt in Luft, mit Temperaturen von mehr als 1000 K eingemischt. Dies führt insbesondere mit wasserstoffreichen Brennstoffen zu einem unterschiedlichen Selbstzündverhalten verglichen mit konventionellen Gasturbinen-Brennkammern, wo deutlich niedrigere Lufttemperaturen in der Vormischzone vorliegen.

Vor diesen Hintergründen zielt die vorliegende Arbeit darauf ab, das Selbstzündverhalten wasserstoffreicher Brennstoffe während des Vormischprozesses bei Reheat-relevanten Bedingungen zu untersuchen. Dies bezieht auch die auf eine Selbstzündung folgende Flammenausbreitung mit ein, die zu einer stabilen Flamme in der Vormischzone führt. Die Versuche wurden in einer generischen, optisch zugänglichen Reheat-Brennkammer durchgeführt, welche in einem Hochdruckbrennkammer-Prüfstand installiert war. So ließen sich technisch relevante Drücke in turbulenter Umgebung realisieren. Es wurden Oxidatortemperaturen zwischen  $T = 1143$  und  $1203$  K bei Drücken von  $p = 5, 10$  und  $15$  bar, Strömungsgeschwindigkeiten von  $u = 200$  und  $300$  m/s und Oxidatorzusammensetzungen entsprechend solchen in einer Reheat-Brennkammer untersucht. In den durch die Mischstrecke strömenden Oxidator wurden unterschiedliche Wasserstoff/Stickstoff- und Wasserstoff/Erdgas/Stickstoff-Gemische quer zur Hauptströmungsrichtung zugegeben. Während eines Selbstzündversuches wurden die Mischstrecken-Parameter konstant gehalten und der Wasserstoffgehalt im Brennstoff schrittweise in Richtung eines Sollwertes erhöht, bis sich eine durch Selbstzündung induzierte Flamme in der Mischstrecke stabilisierte. Durch häufiges Wiederholen dieses Vorgangs bei unter-

schiedlichen Oxidatortemperaturen und Drücken ließ sich der Wasserstoffgehalt bei flammeninduzierender Selbstzündung in Abhängigkeit dieser Parameter ermitteln. Diese Abhängigkeiten stellen die sogenannten Stabilisierungsgrenzen dar. Zudem wurden die Zündereignisse mittels Hochgeschwindigkeits-Messtechnik detektiert, wobei standardmäßig das Lumineszenzsignal bei einer Rate von bis zu 30 kHz aufgezeichnet wurde. In einigen Fällen wurden simultane Schattenaufnahmen durchgeführt. Zusätzlich zu den experimentellen Untersuchungen wurden homogen-kinetische Berechnungen bei entsprechenden Randbedingungen in Relation zu den experimentellen Ergebnissen gesetzt.

Die Ergebnisse belegen bei allen Drücken eine hohe Temperaturabhängigkeit der Stabilisierungsgrenzen, die bei  $u = 300$  m/s ausgeprägter ist als bei  $u = 200$  m/s. Bei der höheren Geschwindigkeit ( $u = 300$  m/s) und dem höchsten untersuchten Druck ( $p = 15$  bar) konnten unterhalb von rund  $T = 1173$  K die angestrebten  $H_2$ -Soll-Konzentrationen (52 bzw. 64 vol.%) ohne Flammenstabilisierung erreicht werden. Für geringere Drücke als 15 bar reduzierte sich der  $H_2$ -Anteil bei Flammenstabilisierung, oder er blieb in etwa konstant. Auch dieses Verhalten hing von der Geschwindigkeit in der Mischstrecke ab. Kleine Anteile an Erdgas erhöhten den möglichen Gehalt an  $H_2$  bei vergleichbaren Randbedingungen signifikant, um bis zu rund 35 vol.%. Die beobachteten Verhaltensweisen lassen sich zum Teil anhand der chemischen Kinetik des Wasserstoffsystems erklären, welche neben der hohen Temperatursensitivität unter bestimmten Bedingungen eine komplexe Druckabhängigkeit aufweist.

Bezüglich des detaillierten Ablaufs eines Zündprozesses zeigten die Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen, dass ein Selbstzündereignis zunächst in Form eines Zündkerns auftrat. Einige dieser Zündkerne wurden stromab getragen und resultierten nicht in einer stabilen Flamme. Andere, die näher an der Brennstoffzufuhr entstanden, wanderten stromauf und stabilisierten vermutlich in der Nachlaufzone des Brennstoffstrahls. Aufgrund von Beobachtungen des Prozesses von Zündkernentstehung bis hin zu einer stabilen Flamme wurde eine Hypothese über die Flammenausbreitung entwickelt und diskutiert. Gemäß dieser Hypothese beeinflusst ein Zündkern während seiner Entstehung und seines Anwachsens die Bedingungen in der Mischstrecke zugunsten der Entstehung weiterer Zündkerne und der Flammenstabilisierung.

Zusammenfassend weisen die Beobachtungen der Studie auf eine hohe Sensitivität hinsichtlich der Bedingungen (Randbedingungen, Brennstoff) hin, sowohl was die Selbstzündung als auch die darauffolgende Flammenausbreitung betrifft.

# Abstract

In modern combustion technologies, understanding of spontaneous ignition processes becomes more important, particularly with hydrogen( $H_2$ )-rich fuels, which are nowadays used more frequently. Currently, stationary gas turbines mainly apply lean premixing combustion systems to meet the stringent low emission targets. In this context, spontaneous ignition of the reactive mixture resulting from mixing of air and fuel can lead to the destruction of the combustion chamber, since the mixing zone is not designed to resist high thermal loads of a stabilized flame. In a so-called Reheat-combustor applied in Alstom's GT24<sup>®</sup> and GT26<sup>®</sup> gas turbine family, particular conditions are present in the mixing zone: The fuel is injected into hot exhaust gas of temperatures higher than 1000 K instead of air. This leads to different autoignition characteristics, especially with high hydrogen fuels, compared to conventional gas turbines, which exhibit significantly lower air temperatures in the mixing zone.

Against this background, the present work aims at investigating the autoignition behaviour of  $H_2$ -rich fuels during the mixing process at Reheat-relevant operating conditions. This also includes the flame propagation process following an ignition event. The experiments were performed in a generic, optically accessible Reheat combustor, which was installed in a high-pressure test rig. Thus, technically relevant pressure levels under turbulent conditions could be realized. The conditions in the mixing section of the combustion chamber comprised oxidizer temperatures between  $T = 1143$  to  $1203$  K, pressures of  $p = 5, 10$  and  $15$  bar, flow velocities of  $u = 200$  and  $300$  m/s and oxidizer compositions corresponding to that of a Reheat combustor. Different hydrogen/nitrogen- and hydrogen/natural gas/nitrogen-jets were used as fuels by injecting them into the oxidizer crossflow in the mixing section. During an autoignition experiment, the parameters in the mixing section were kept constant. Meanwhile, the hydrogen level in the fuel was stepwise increased towards a set point value, until an autoignition induced flame stabilized in the mixing section. By repeating this procedure at different temperatures and pressures, the hydrogen content at autoignition inducing a stable flame in the mixing section could be determined in dependence on these parameters. These correlations represent the so-called stabilization limits. In addition, the ignition events were detected by highspeed cameras, which captured the luminosity signal at a rate of up to 30 kHz. In some experiments, additional simultaneous shadowgraphy measurements were car-

ried out. In complement to the experimental investigations, chemical-kinetic calculations of homogeneous systems were related to the experimental results.

The experimental results reveal a high temperature dependence of the stabilization limits for all investigated pressures, which is more pronounced for velocities of  $u = 300$  m/s than 200 m/s. At the higher velocity ( $u = 300$  m/s) and the highest investigated pressure ( $p = 15$  bar), the hydrogen set point concentrations (52 or 64 vol.%, respectively) could be reached without flame stabilization for temperatures below approximately  $T = 1173$  K. For lower pressures than 15 bar, the H<sub>2</sub>-content inducing a stable flame was slightly lower or about the same. This behaviour also depended on the oxidizer velocity. Small amounts of natural gas increased the H<sub>2</sub>-concentration without flame stabilization up to 35 vol.%. The observed behaviour can partially be related to the chemical kinetics of the hydrogen system, which, besides high temperature sensitivity, also exhibits a complex pressure dependence under certain boundary conditions. The significant influence of the crossflow velocity may also indicate an influence of turbulence.

Regarding the details of an ignition process, the highspeed images showed that ignition events initiated as separated kernels. Several kernels were carried downstream by the flow and did not initiate a stable flame. Others, which emerged closer to the fuel injector, propagated upstream and stabilized, probably in the wake of the fuel injector. From observations of ignition kernel initiation and development until flame stabilization, a hypothesis regarding the flame stabilization process was postulated and discussed. The hypothesis states that ignition kernel initiation and development influences the conditions in the mixing section in favor of initiation of further ignition kernels and flame stabilization.

In summary, the observations document a significant influence of the conditions (boundary conditions, fuel) on both autoignition and subsequent flame propagation.

# 1. Einleitung

## 1.1. Hintergrund

Während der letzten Jahre ist die Energiewirtschaft einem verstärkten Wandel unterworfen. Zu den treibenden Kräften zählt einerseits die Verknappung fossiler Energieträger, welche die Erschließung alternativer Primärenergiequellen vorantreibt. Ziel dabei ist es, Abhängigkeiten von fossilen Rohstoffen und deren Importen zu reduzieren und weiterhin die Versorgungssicherheit zu gewährleisten. In Deutschland entfällt zudem mit dem im Jahre 2011 beschlossenen Ausstieg aus der Kernenergie in Zukunft ein bedeutender, zusätzlich zu kompensierender Anteil im Energiesektor. Diesen Rahmenbedingungen soll die sogenannte Energiewende Rechnung tragen, die langfristig eine nachhaltige Energieversorgung mit einem Großteil an erneuerbaren Energien anstrebt. Essentiell sind zudem klimarelevante Aspekte, welche die Reduktion von Treibhausgasen, insbesondere Kohlenstoffdioxid ( $\text{CO}_2$ ), und anderer Schadstoffe wie Stickoxide ( $\text{NO}_x$ ) beinhalten.

Infolgedessen erhöht sich die Diversität an Energieträgern. Bei der Stromerzeugung werden fossile Brennstoffe wie Kohle oder Erdgas auch mittelfristig einen bedeutenden Anteil ausmachen. Dabei ist die Vergasung der Kohle eine Option, welche die Reduktion des  $\text{CO}_2$ -Ausstoßes durch dessen Abtrennung aus dem Brennstoff bereits vor der Verbrennung erlaubt [90]. Daneben werden vermehrt biogene Brennstoffe verwendet, wie sie beispielsweise aus der Vergasung von Biomasse entstehen [51, 127]. Beide Prozesse, sowohl Kohle- als auch Biomasse-Vergasung, resultieren häufig in einem Wasserstoff( $\text{H}_2$ )-reichen Produktgas, welches neben  $\text{H}_2$  meist Kohlenstoffmonoxid ( $\text{CO}$ ), Stickstoff ( $\text{N}_2$ ) und ggf. weitere Gaskomponenten wie etwa Methan ( $\text{CH}_4$ ) in unterschiedlichen Anteilen enthält [90, 51]. Eine weitere neuartige Brennstoffquelle erschließt das als „Power-to-Gas“ bekannte Verfahren, welches zu gewissen Anteilen die Speicherung erneuerbarer Energien erlaubt. Hierbei wird ungenutzter Strom, etwa aus Windenergie, für die Wasserstoffgewinnung mittels Elektrolyse eingesetzt, wobei der Wasserstoff teilweise weiter zu Methan umgesetzt wird. Diese Gase können dann dem Erdgasnetz zugeführt werden [9]. So bedingen die unterschiedlichen Quellen einen wachsenden Anteil an zum Teil hochwasserstoffhaltigen Brennstoffen. Diese weisen eine gegenüber Erdgas erhöhte Reaktivität auf und beeinträchtigen so potentiell die Zuverlässigkeit von Ver-

brennungssystemen, in welchen sie zum Einsatz kommen.

Eine Möglichkeit, unterschiedliche Brennstoffe hocheffizient zur Stromerzeugung zu nutzen, bieten stationäre Gasturbinen (GT). In Kombination mit Dampfturbinen (*Gas und Dampf*, GuD) lassen sich in Kraftwerken mittlerweile thermische Wirkungsgrade von mehr als 60% realisieren [134]. Weitere Vorteile neben der hohen Brennstoffflexibilität sind die kompakte Bauweise, äußerst niedrige Schadstoffemissionen und eine hohe Flexibilität bezüglich Anfahrzeiten und Lastwechsel, die sie besonders für den Einsatz neben den wechselnd verfügbaren erneuerbaren Energien qualifizieren [152].

Um wasserstoffreiche Brennstoffe in Gasturbinen ebenso zuverlässig verwenden zu können wie Erdgas, ist ihr Brennverhalten im jeweiligen Verbrennungssystem sorgfältig zu prüfen und das Verbrennungsverfahren gegebenenfalls anzupassen. Heutige stationäre Gasturbinen verwenden meist mager-vorgemischte Verfahren, um einen niedrigen Schadstoffausstoß sicherstellen zu können [84, 81, 27]. Hierbei werden Brennstoff und Luft bei Luftüberschuss zunächst in einer Vormischzone möglichst gleichmäßig vermischt, was in der nachfolgenden Verbrennung Spitzentemperaturen nahe der Stöchiometrie vermeidet und so zu einem niedrigeren Ausstoß an Stickoxiden ( $\text{NO}_x$ ) beiträgt. Essenziell hierbei ist, dass die Flamme außerhalb der Vormischzone verbleibt, da diese für hohe thermische Belastungen nicht ausgelegt ist. Entsprechend sind entscheidende Auslegungsparameter zum einen die Strömungsgeschwindigkeit, welche die Flammgeschwindigkeit nicht unterschreiten darf, da ansonsten die Flamme stromauf in die Vormischzone hineinwandern würde. Zum anderen muss die Aufenthaltszeit in der Vormischzone kürzer sein als die sogenannte Zündverzugszeit, innerhalb derer das Brennstoff-Oxidator-Gemisch spontan zündet. Eine Zündung während der Mischung kann ebenfalls in einer stabilen Flamme in der Vormischzone münden. Wasserstoffhaltige Brennstoffe weisen unter gewissen Bedingungen sowohl eine erhöhte Flammgeschwindigkeit als auch eine verkürzte Zündverzugszeit gegenüber Erdgas auf, sodass die Auslegung eines Brenners ggf. dahingehend angepasst werden muss.

Während in den meisten GT-Verbrennungssystemen die Flammgeschwindigkeit im Vergleich zu der Zündverzugszeit den kritischeren Parameter darstellt [8], kann sich dies unter bestimmten Bedingungen anders verhalten. So ist es bei dem System der sequentiellen, oder auch *Reheat*-Verbrennung der Fall, welches in Alstoms GT24<sup>®</sup> und GT26<sup>®</sup> Gasturbinenfamilie zum Einsatz kommt [62, 46]. In dieser Prozessführung mit Zwischenerhitzung („re-heat“) ist eine zweistufige Verbrennung realisiert (vgl. Abbildung 1.1): An eine erste Brennkammer schließt sich zunächst eine Hochdruck-Turbinenstufe an, in welcher das Abgas teilentspannt wird. In die Vormischzone der darauf folgenden Reheat-Brennkammer wird dem Abgas-/Kühlluft-Gemisch der ersten Stufe, im Folgenden als *Heißgas* bezeichnet, bei Temperaturen von mehr als 1000 K und einem Druck um 15 bar erneut Brennstoff zu-

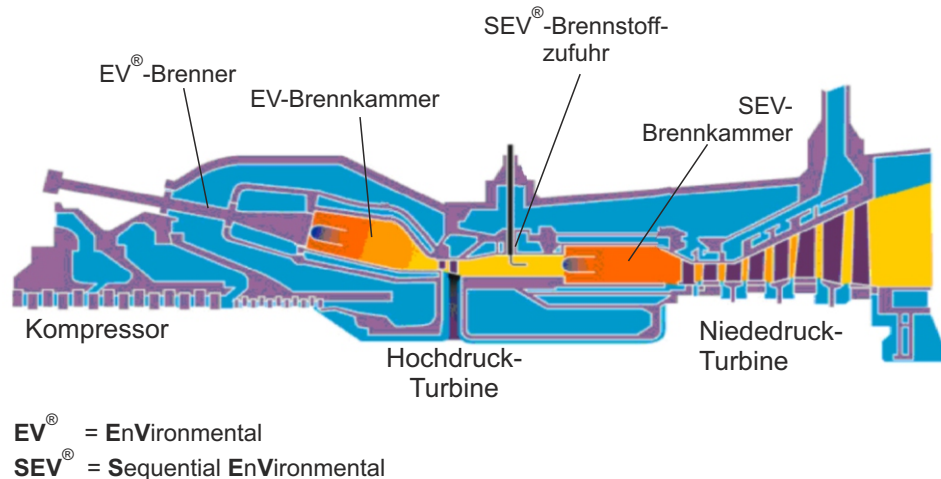


Abbildung 1.1.: Reheat-System von Alstom<sup>®</sup> (nach [120]).

geführt. Das entstehende reaktive Gemisch zündet in der zweiten Brennkammer spontan, d. h. ohne externe Zündquelle, und das abreagierte Abgas wird schließlich in der Niederdruckturbine entspannt. Die erhöhte Relevanz der Zündverzugszeit ergibt sich aus den hohen Temperaturen, die in der Vormischzone der Reheat-Brennkammer herrschen. Unter den gegebenen Temperaturen und Drücken unterschreiten die Zündverzugszeiten von Wasserstoff jene des bisher überwiegend verwendeten Erdgases beträchtlich [88]. Um eine Flamme innerhalb der Reheat-Brennkammer-Vormischzone auszuschließen, ist eine sorgfältige Evaluierung des Selbstzündverhaltens wasserstoffreicher Brennstoffe sowie der Flammenausbreitung im Anschluss an eine etwaige Selbstzündung unter reheat-typischen Bedingungen vonnöten.

Unter homogenen Verhältnissen ohne jegliche Gradienten (z. B. bzgl. Zusammensetzung und Temperatur) ist die Zündverzugszeit rein chemisch-kinetisch bestimmt und von Temperatur, Systemdruck und Zusammensetzung abhängig. Apparaturen zur Messung solcher homogenen Zündverzugszeiten sind beispielsweise Stoßrohre oder kolbenbetriebene Kompressionsmaschinen. Neben der Ermittlung des Zündverzugs erlauben sie die Untersuchung relevanter Reaktionsschritte während des Verbrennungsprozesses und liefern eine Datenbasis, um Mechanismen zur Vorhersage von Zündverzugszeiten zu entwickeln. Hierbei wurden mit Wasserstoff und wasserstoffreichen Brennstoffen zahlreiche Studien durchgeführt, die auch den Druck- und Temperaturbereich der Reheat-Bedingungen abdecken, darunter [113, 104, 54, 70]. Erkenntnisse solcher Untersuchungen werden in Kapitel 2 vorgestellt.

In technischen Anwendungen sind zudem Prozesse wie turbulente Mischung und Diffusion relevant. Dies gilt insbesondere unter Nicht- oder Teilvorgemischtheit von Brennstoff und Oxidator, wie sie beispielsweise während des Mischungsprozesses in GT-Brennkammer-Vormischzonen vorliegen. Maschinentests lassen keine Untersuchungen der genauen Mecha-

nismen zu, die für Selbstzündungsprozesse und darauf folgende Stabilisierung einer Flamme ausschlaggebend sind und welche es daher zu berücksichtigen gilt. Somit sind generische Studien unabdingbar. Einige solcher Selbstzündstudien tragen zum generellen Verständnis von lokalen Vorgängen während des Zündprozesses unter nicht- oder teilvorgemischten Bedingungen bei, wie etwa [74, 12, 96, 4]. Keine dieser Ausführungen bezieht jedoch Reheat-relevante Randbedingungen bzgl. einer Kombination aus adäquatem Druck, Temperatur, Zusammensetzung und Inhomogenitäten, insbesondere Turbulenz, mit ein. Details aus relevanten Studien werden in Kapitel 2 aufgegriffen. Zusammenfassend zeigen sie jedoch, dass Turbulenz und Streckung nicht nur Absolutwerte des Zündverzugs, sondern auch generelle Trends gegenüber homogenen Verhältnissen verschieben können. Der Einfluss solcher fluidmechanischen Größen hängt vor allem bei hoch-wasserstoffhaltigen Brennstoffen entscheidend von den Randbedingungen ab. Daneben verdeutlichen die Studien, dass weiterhin offene Fragestellungen bezüglich Selbstzündung innerhalb komplexer, technisch naher Systeme existieren.

### 1.2. Zielsetzung und Aufbau

Vor den geschilderten Hintergründen in Verbindung mit der fehlenden experimentellen Datenbasis befasst sich die vorliegende Arbeit mit dem Selbstzündverhalten wasserstoffreicher Brennstoffe bei Reheat-Bedingungen unter Berücksichtigung der vollen Komplexität, d. h. hochturbulenter und nicht- bzw. teilvorgemischter Verhältnisse. Die Experimente wurden in einer optisch zugänglichen Reheat-Brennkammer durchgeführt, die hinsichtlich Temperatur, Druck und Heißgas-Zusammensetzung, sowie Aufenthaltszeit des Reheat-Brennstoffes in der Mischzone technisch relevante Bedingungen abdeckt. Unter Nutzung unterschiedlicher Wasserstoff/Stickstoff( $H_2/N_2$ )- und Wasserstoff/Erdgas/Stickstoff( $H_2/NG/N_2$ )-Brennstoffe wurden Parameter variiert um zu ergründen, unter welchen Bedingungen eine durch Selbstzündung initiierte stabile Flamme in der Mischzone resultiert, die es in der Praxis zu vermeiden gilt. Überdies wurden Details der initialen Selbstzündereignisse und deren zeitliche Entwicklung mittels Hochgeschwindigkeits-Messtechnik untersucht, um Einblicke in für die Flammenausbreitung und -stabilisierung relevante Mechanismen zu erhalten. Solche Details sind ebenso über den Bezug zu Reheat-Systemen hinaus von Interesse, da die hier gewählte Ausführung der Brennstoffzufuhr als Brennstoffstrahl quereingeströmt in den Heißgasstrom (*Jet in Cross-flow*, JiCF) eine generische, in technischen Systemen verbreitete Konfiguration darstellt [66, 102]. Um zudem Druckeffekte zu untersuchen, die insbesondere für wasserstoffreiche Brennstoffe von komplexer Natur sein können, wurden neben dem Reheat-relevanten Druck von 15 bar weitere Drücke (5, 10 bar) einbezogen. Für ein besseres Verständnis des Systemverhaltens wurden dazu Berechnungen von homogen-kinetischen Zündverzugszeiten in Relation gesetzt, die in Zusammenarbeit mit der Abteilung Chemische Kinetik entstanden.



So umfasst die vorliegende Selbstzündstudie, trotz ihres Schwerpunktes auf Reheat-typischen Randbedingungen, überdies weiterreichende Aspekte.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind auf fünf Messkampagnen während der Jahre 2009-2012 zurückzuführen. Diese schließen die Charakterisierung der Randbedingungen in der Mischstrecke bezüglich Emissionen im Heißgas, Temperaturprofilen und Geschwindigkeitsfeldern mit ein. Die Charakterisierungsmessungen wurden im Vorfeld der Selbstzünduntersuchungen durchgeführt und werden hier auszugsweise vorgestellt. Messungen des Geschwindigkeitsfeldes und deren Auswertung wurden durch die DLR-VT-Abteilung Verbrennungsdiagnostik vorgenommen, ebenso die Messungen, nicht aber die Auswertung, mittels Hochgeschwindigkeits-Messtechnik. Auszüge der hier aufgeführten Ergebnisse wurden bereits veröffentlicht [36, 32, 33, 35, 34].

Strukturell gliedert sich die Arbeit wie folgt: Im anschließenden Kapitel 2 werden zunächst theoretische Grundlagen erläutert, welche sich insbesondere auf die Wasserstoffselbstzündung beziehen und eine Literaturübersicht mit einschließen. Kapitel 3 befasst sich mit dem experimentellen Aufbau und mit Details über verwendete Messmethoden. Im Anschluss werden zunächst Ergebnisse der Mischstrecken-Charakterisierung (Kapitel 4) vorgestellt, die im Vorfeld zu den Selbstzünduntersuchungen durchgeführt wurde. Zusätzlich beinhaltet dieses Kapitel Vorstudien zu den Hochgeschwindigkeits-Lumineszenzmessungen, die hierbei mit Chemilumineszenzmessungen verglichen werden. Kapitel 5 wendet sich schließlich den Ergebnissen der Selbstzünduntersuchungen zu.



## 2. Theoretische Grundlagen

Die nachfolgenden Grundlagen beinhalten einen Literaturüberblick über den momentanen Stand der Forschungen hinsichtlich der vorliegenden Thematik. Hierbei wird, soweit es für das Verständnis im weiteren Verlauf notwendig ist, Wesentliches über die Selbstzündung (vgl. Abschnitt 2.1) behandelt. Abschnitt 2.1 bezieht dabei ebenso Grundlagen der Flammenausbreitung mit ein, die für die letztendliche Stabilisierung einer selbstzünd-initiierten Flamme ebenso ausschlaggebend ist wie die eigentliche Zündung. Darüber hinaus geht Abschnitt 2.2 auf die strömungstechnischen Besonderheiten der hier gewählten Konfiguration der Brennstoffzufuhr als *Jet in Cross-flow* ein, insbesondere hinsichtlich der Flammenstabilisierung. Auf tiefergehende Fachliteratur wird an den entsprechenden Stellen verwiesen.

### 2.1. Grundlagen der Selbstzündung

Dieser Abschnitt befasst sich zunächst mit Grundbegriffen der Selbstzündung sowie der Selbstzündung gasförmiger Brennstoffe in homogener Umgebung, um anschließend auf die spezielle Problematik in nicht- oder teilvorgemischten und turbulenten Strömungen einzugehen, wie sie für technische Verbrennungsprozesse von Bedeutung ist. Abschließend wird in Kürze die Flammenausbreitung behandelt. Besondere Beachtung finden dabei Wasserstoff- und wasserstoffreiche Gase, die in der vorliegenden Arbeit Gegenstand der Untersuchungen sind.

#### 2.1.1. Zündung und Selbstzündung

Zündprozesse spielen in zahlreichen technischen Systemen eine wesentliche Rolle, sei es bei der motorischen Verbrennung [6], in Flugzeug-Triebwerken [41] oder in stationären Gasturbinen [84]. Entsprechend sind Ausführungen zu Grundlagen der Zündung in diverser Fachliteratur zu finden, darunter [133, 31, 153, 79, 43].

Der Verbrennung an sich liegen chemische Reaktionen sehr großer Geschwindigkeiten unter hoher Wärmefreisetzung zugrunde, wobei die Edukte Brennstoff und Oxidator über eine Vielzahl von Elementarreaktionen zu den Verbrennungsprodukten reagieren. Diese Reaktionen beinhalten Radikal-Kettenreaktionen, welche Ketteneinleitung, -verzweigung, -fortpflanzung und Kettenabbruch zuzuordnen sind und in ihrer Gesamtheit einen sogenannten Reaktions-

mechanismus bilden [126, 149]. Der Begriff *Zündung* bezeichnet nun den Übergang von einem nicht-reagierenden oder langsam reagierenden Gemisch von Reaktanden in eine sich selbst erhaltende Verbrennung [153]. Dabei handelt es sich um einen hoch instationären, d. h. zeitabhängigen Prozess. Erfolgt die Zündung über eine externe, transiente Energiequelle wie z. B. einen Funken oder eine heiße Oberfläche, spricht man von *Fremdzündung* oder *induzierter Zündung* [63]. Dabei muss die zugeführte Energiemenge ausreichend groß sein, sodass sich das erzeugte reagierende Gasvolumen ausbreiten kann. Dies ist erfüllt, wenn die Rate der Wärmefreisetzung durch die induzierten Verbrennungsreaktionen die des Wärmeverlustes im System übersteigt [84]. Bei der sogenannten *spontanen Zündung* oder *Selbstzündung* zündet ein reaktives Gemisch ohne die äußere Zufuhr von Energie. Voraussetzung hierfür ist, dass die Temperatur in dem gegebenen reaktiven System eine bestimmte Mindesttemperatur übersteigt, die als Selbstzündtemperatur bezeichnet wird [43]. Diese Selbstzündtemperatur hängt neben der Art der Reaktanden (Brennstoff und Oxidator) und deren Mischungsverhältnis insbesondere vom Druck ab, aber auch von systembedingten Größen wie Geometrie der Apparatur oder Strömungsgegebenheiten.

### 2.1.2. Zündverzugszeit

Ab dem Moment, an dem Selbstzündbedingungen vorliegen, bis zum Auftreten der Verbrennungsreaktionen vergeht eine gewisse Zeitspanne, die *Induktionszeit* oder *Zündverzugszeit*  $\tau$  genannt wird. Diese ergibt sich dadurch, dass die Elementarreaktionen zunächst verhältnismäßig langsam ablaufen. Über eine gewisse Zeit führen sie zu einer Ansammlung von Radikalen oder zu einer Zunahme der Wärme im System, oder einer Kombination beider Effekte. Dies resultiert in einer Selbstbeschleunigung der Reaktionen, bis es zu einem quasi sprunghaften Anstieg der Temperatur, des Drucks und der Radikalkonzentration, kurz, zur Zündung des Systems kommt. Da im erstgenannten Fall die Zündung durch die Akkumulation von Radikalen induziert wird und die Wärmefreisetzung eine Konsequenz der daraufhin einsetzenden Verbrennung ist, spricht man von Kettenexplosion. Letztgenanntes wiederum wird thermische Explosion genannt, weil die Wärmefreisetzung sowohl der Grund als auch das Resultat der Zündung ist. Häufig aber treten beide Mechanismen kombiniert in einer Ketten-thermischen Explosion auf [133].

Die Induktionszeit ist demnach an die Reaktionsgeschwindigkeiten gekoppelt, mit welcher die Elementarreaktionen ablaufen, und die anhand von Beziehungen aus der chemischen Kinetik beschrieben werden. Die Reaktionsgeschwindigkeit, oder Reaktionsrate bezüglich eines Eduktes, bezieht neben den Konzentrationen der vorliegenden Reaktanden einen Geschwindigkeitskoeffizient  $k$  ein, der im Allgemeinen exponentiell vom Kehrwert der Temperatur abhängt. So ergibt sich beispielsweise die Reaktionsrate  $r$  einer bimolekularen, d. h. zwei

Eduktmoleküle umfassenden Elementarreaktion  $A + B \rightarrow \text{Produkte}$  zu

$$r = -\frac{d[A]}{dt} = k[A][B] \quad (2.1)$$

mit

$$k = A \cdot e^{-E_a/RT}, \quad (2.2)$$

wobei die eckigen Klammern die Konzentration der Stoffe in Mol pro Volumeneinheit bezeichnen. Gleichung 2.2 stellt den Arrhenius-Ansatz dar, der die exponentielle Abhängigkeit des Geschwindigkeitskoeffizienten von der Temperatur beschreibt. Hierin entspricht die Aktivierungsenergie  $E_a$  in [J/Mol] der mindestens nötigen Energie, um die Reaktion in Gang zu bringen, und wird für einen bestimmten Bereich an Bedingungen als konstant angenommen.  $A$  in [1/s] bildet den präexponentiellen Faktor oder auch Frequenzfaktor, welcher der Zahl an Stößen zwischen Molekülen pro Zeiteinheit entspricht [149],  $R$  bezeichnet die universelle Gaskonstante in [J/mol/K], und  $T$  die absolute Temperatur in [K].

Entsprechend der Reaktionsrate ist auch die Zündverzugszeit stark temperatursensitiv und verringert sich mit Temperaturerhöhung etwa exponentiell. Dies schlägt sich in empirischen Korrelationen zur Ermittlung der Zündverzugszeit nieder [137, 113, 8, 25, 160]. Beispielsweise haben Peschke und Spadaccini [113] ihre Beziehung für die Zündverzugszeit wasserstoffreicher Brennstoffe anhand einer Ausgleichsfunktion der allgemeinen Form

$$\tau = Ae^{E_a/RT}[\text{Oxidator}]^x[\text{Brennstoff}]^y \quad (2.3)$$

gewonnen. Neben dem experimentell bestimmten präexponentiellen Faktor  $A$  und der Aktivierungsenergie  $E_a$  stellen die Exponenten  $x$  und  $y$  empirische Konstanten dar, welche die Abhängigkeit der Zündverzugszeit von Brennstoff- und Oxidatorkonzentration ausdrücken. Die Konzentrationen beinhalten die Druckabhängigkeit, über

$$[ ]_i = \frac{X_i p}{RT} \quad (2.4)$$

mit dem Molanteil  $X$  des Stoffes  $i$ .

### 2.1.3. Messmethoden der Zündverzugszeit

Obwohl die bisher beschriebenen kinetischen Effekte einen großen Einfluss nehmen, spielen sie nur in einem idealisierten, verlustfreien System ohne Gradienten (bzgl. Temperatur, Zusammensetzung, Druck) die alleinige Rolle. Ein solches wird im Weiteren als *homogen* bezeichnet. In realen, inhomogenen Systemen sind zusätzlich physikalische Prozesse wie Mischung, Wärmeleitung und Diffusion von Bedeutung, sodass sich die Induktionszeit aus der Zeitdauer

physikalischer und chemischer Prozesse zusammensetzt [137]. Häufig dienen experimentelle Untersuchungen von Zündverzugszeiten der Entwicklung oder Reduktion von chemischen Reaktionsmechanismen, um sie für Berechnungen in der Computersimulation heranziehen zu können [151, 53]. Daher sind in solchen Experimenten die chemischen Einflüsse von Interesse und die physikalischen Effekte zu minimieren. Um den Zündverzug unter möglichst definierten experimentellen Bedingungen zu ermitteln, kommen unterschiedliche Apparaturen zum Einsatz, darunter kolbenbetriebene Kompressionsmaschinen, Strömungsreaktoren und Stoßrohre [137, 150, 79]. Die Methoden unterscheiden sich neben den verschiedenen Mechanismen zur Initiierung der Zündung in den Bereichen bezüglich Druck, Temperatur und Zündverzug, welche die Versuchsanlagen abdecken können. Für die Definition des genauen Zündzeitpunktes werden auch innerhalb einer Methode unterschiedliche Kriterien herangezogen, typischerweise der maximale Anstieg oder die maximale Konzentration angeregter Spezies wie  $\text{CH}^*$  oder  $\text{OH}^*$ , oder der detektierte Druck- oder Temperaturanstieg [137, 67, 149].

- *Kolbenbetriebene Kompressionsmaschinen:* Das Prinzip dieser Apparatur liegt darin, ein homogenes Brennstoff/Oxidator-Gemisch durch einen Kolben auf moderate Temperaturen ( $T_{max} \approx 1200$  K) und hohe Drücke ( $p_{max} \approx 70$  bar) in einem Zylinder auf Zündbedingungen zu verdichten [154]. Druck und Temperatur des komprimierten Gemisches können dabei länger als 10 ms aufrecht erhalten werden. Durch Verdichtung über den Kolben ähnelt die Zündung dabei dem Prozess, wie er in Diesel- oder HCCI (*Homogeneous Charge Compression Ignition*)-Motoren initiiert wird, sodass solche Bedingungen hierbei einfach zu simulieren sind [22]. Die benötigte Zeit, um das Gasgemisch zu verdichten, limitiert die minimal mögliche Zündverzugszeit allerdings auf etwa 1 ms [154].
- *Strömungsreaktoren:* In einem Strömungsreaktor wird der Brennstoff direkt in einen Luftstrom hoher Temperatur und/oder hohen Drucks eingespeist. Das brennbare Gemisch bewegt sich in dem Reaktor stromab und zündet in einiger Distanz zur Brennstoffzufuhr. Diese Distanz ergibt zusammen mit der Strömungsgeschwindigkeit die Zündverzugszeit. Im Vergleich zu Stoßrohren und kolbenbetriebenen Kompressionsmaschinen lassen sich niedrigere Drücke realisieren. Zudem ist die maximale Temperatur auf etwa 1100 K limitiert, da die Luft meist elektrisch vorgeheizt wird [137, 72].
- *Stoßrohre:* Ein Stoßrohr nutzt die Kompressionswärme einer Schockwelle aus, um ein brennbares Gemisch innerhalb kürzester Zeit auf hohe Temperaturen und Drücke zu bringen. Die Stoßwelle breitet sich mit Überschallgeschwindigkeit durch das Gas aus und führt zu einem quasi spunghaften Anstieg des Drucks und der Temperatur. Daher eignet sich ein Stoßrohr gut zur Untersuchung von Zündphänomenen, die eine kurze

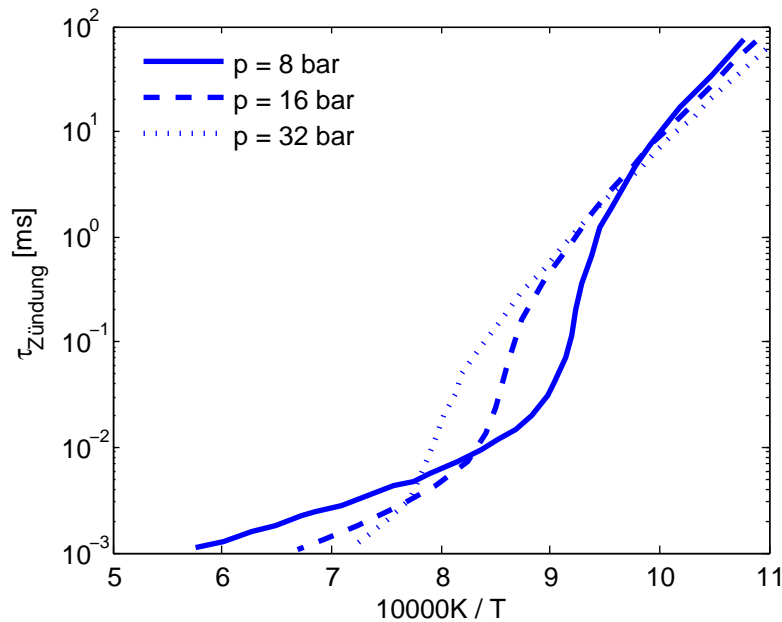


Abbildung 2.1.: Logarithmischer Verlauf der Zündverzugszeit eines stöchiometrischen  $\text{H}_2\text{-O}_2$ -Systems über dem Kehrwert der Temperatur (nach [70]).

Induktionszeit von typischerweise 10-1000  $\mu\text{s}$  aufweisen. Limitierend bei dieser Methode wirkt sich aus, dass sich die wohldefinierten Randbedingungen nicht länger als typischerweise 2-4 ms aufrecht erhalten lassen [24, 154].

#### 2.1.4. Selbstzündung $\text{H}_2$ -reicher Brennstoffe – Einfluss von Temperatur und Druck

Entsprechend dem Arrhenius-Ansatz führt ein Temperaturanstieg stets zu einer exponentiellen Abnahme der Zündverzugszeit. Im Falle eines Wasserstoff-Sauerstoff-Gemisches ist bei logarithmischer Auftragung des Zündverzugs über der Temperatur eine sich ändernde Abhängigkeit zu beobachten, die eine unterschiedliche Steigung hervorruft (vgl. Abbildung 2.1). Der Einfluss des Drucks auf das Selbstzündverhalten ist, über den gesamten Bereich an Bedingungen betrachtet, nicht-monoton. Temperatur- und Druckverhalten hängen damit zusammen, dass sich der dominante Reaktionspfad zur Oxidation in die Endprodukte je nach Bedingungen unterscheidet. Dies spiegelt sich in den in der Literatur häufig beschriebenen [31, 93, 79, 43] und in Abbildung 2.2 dargestellten Zündgrenzen, oder Explosionsgrenzen, des Wasserstoff-Sauerstoff-Systems wieder. Diese beschreiben Temperatur- und Druckbedingungen, die nach einer gewissen Induktionszeit zur Selbstzündung führen. Die Zusammenhänge hinter diesem Verlauf sind essenziell für das Verständnis des Zündverhaltens wasserstoffreicher Brennstoffe. Zudem ist der  $\text{H}_2\text{-O}_2$ -Mechanismus Bestandteil der wesentlich komplexeren

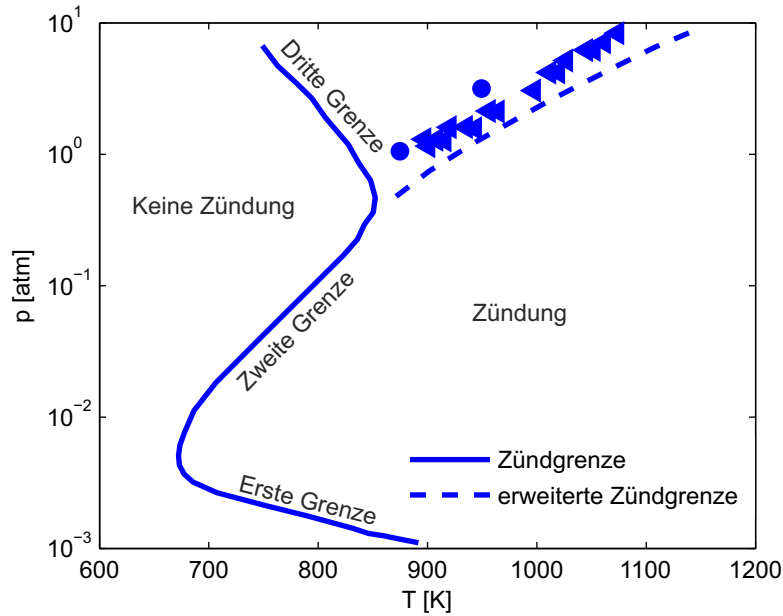


Abbildung 2.2.: Zündgrenzen eines stöchiometrischen  $H_2$ - $O_2$ -Systems (nach [157]).

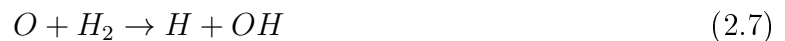
Reaktionsmechanismen der Kohlenwasserstoffsysteme [151], weshalb er im Folgenden anhand der wichtigsten Elementarreaktionen diskutiert wird. Ein umfassender  $H_2$ - $O_2$ -Mechanismus ist beispielsweise in [86] und [85] zu finden.

Die Initiierung des Systems erfolgt zunächst über Radikalbildung aus den vorliegenden Edukten  $H_2$  und  $O_2$  [79], zumeist über



Die Dissoziation von  $H_2$  oder  $O_2$  ist ebenfalls möglich, jedoch aufgrund der hohen Aktivierungsenergie von untergeordneter Bedeutung.

Die anfängliche Produktion von H-Radikalen ermöglicht den Aufbau eines Radikalpools an OH, O und H über Kettenverzweigungs- und -fortpflanzungsreaktionen:



Dabei ist die Schlüsselreaktion 2.6 endotherm, d. h. sie benötigt Energie, weshalb sie bei



niedrigen Temperaturen nur langsam abläuft. Bei niedrigem Druck diffundieren zudem die Radikale schneller an die Wand und werden zerstört, als sie gebildet werden, sodass keine Zündung eintreten kann. Sobald eine bestimmte Temperatur und/oder ein bestimmter Druck überschritten werden, kommt es zur Zündung, da die Bildung der Radikale deren Zerstörung überwiegt. Diese *erste Zündgrenze* ist somit geprägt von der Konkurrenz aus Kettenverzweigung und Kettenabbruch durch Diffusion an die Wand und hängt daher stark von Größe und Beschaffenheit des Gefäßes ab [31].

Bei konstanter Temperatur bleibt bei ansteigendem Druck das Gemisch explosiv, bis die *zweite Zündgrenze* erreicht ist. Diese ergibt sich daraus, dass mit höherem Druck eine trimolekulare Reaktion gegenüber der bimolekularen Reaktion 2.6 an Bedeutung gewinnt:

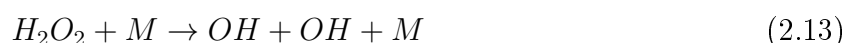


Sie wird stabilisiert, weil mit erhöhtem Druck die Wahrscheinlichkeit des Aufeinandertreffens dreier Molekülen ansteigt.  $M$  stellt hierbei einen Stoßpartner wie beispielsweise Stickstoff dar. Das gebildete Hydroperoxyl( $HO_2$ )-Radikal ist verhältnismäßig träge, und so führt diese Reaktion zum Kettenabbruch. Die Zündung bleibt folglich aus, sobald der Druck ausreichend hoch ist und die Reaktionsrate der Kettenabbruchreaktion 2.10 die der Verzweigungsreaktion 2.6 überwiegt. Die zweite Zündgrenze, an der sich die beiden Reaktionsraten die Waage halten, lässt sich über die Beziehung

$$2k_{2.6} = k_{2.10}[M] \quad (2.11)$$

beschreiben, die sich aus der Gesamtreaktionsrate von H aus den Gleichungen 2.6-2.8 und 2.10 ergibt [79].

Steigt der Druck noch weiter an, kommt es erneut zu einer Zündung des Systems bei Überschreitung der *dritten Zündgrenze*. Sie erklärt sich anhand der erhöhten Rate der Reaktion 2.10 mit dem Druck und der damit verbundenen steigenden Konzentration des  $HO_2$ -Radikals. Dadurch häufen sich die Reaktionen



die schließlich die Stabilität von  $HO_2$  überwiegen. Ab Temperaturen von mehr als etwa 900 K spielen auch Reaktionen zwischen verschiedenen Radikalen eine größere Rolle, darunter die Reaktion von  $HO_2$  mit sich selbst, wobei das entstehende Wasserstoffperoxid  $H_2O_2$  ebenfalls

zur Radikalfortpflanzung beiträgt [79].



Oberhalb der dritten Zündgrenze trägt demnach Reaktion 2.10 zur Kettenfortpflanzung bei und führt zu einer Zündung anstelle zum Kettenabbruch. Da die meisten der beteiligten Reaktionen stark exotherm, d. h. wärmefreisetzend sind, und es bereits vor dem sprunghaften Anstieg zu einer merklichen Temperaturerhöhung kommt, bezeichnet man die dritte auch als *thermische Zündgrenze* [63].

Auch für den Mechanismus eines jeden Kohlenwasserstoffes ist die Reaktionssequenz 2.6-2.8 von großer Bedeutung, da sie grundlegende Kettenverzweigungs- und Fortpflanzungsschritte darstellt und den Radikalpool für schnelle Reaktionen liefert [43]. In einem  $H_2$ - $O_2$ -System kann die Anwesenheit von Kohlenwasserstoffen reaktionshemmend wirken, da bei höheren Temperaturen die Rate von Reaktionen der H-Atome mit Kohlenwasserstoff-Spezies die der Kettenverzweigungsreaktion 2.6 übersteigt. Sie wirken so als eine Art „Radikalsenke“, indem sie erfolgreich um H konkurrieren und die Kettenverzweigungsrate senken [151].

Die dominierenden Reaktionspfade spielen nicht nur für die Grenzen der Selbstentzündung eine Rolle, sondern auch innerhalb des explosiven Gebietes, d. h. bei kürzeren Induktionszeiten. Bewegt man sich beispielsweise ausgehend von der dritten Zündgrenze bei konstantem Druck nach rechts, hin zu höheren Temperaturen, verkürzt sich der Zündverzug und man wird bei Überschreitung einer bestimmten Temperatur einen Wechsel in der Zündcharakteristik feststellen: Die wachsenden Temperaturen begünstigen Reaktion 2.6 gegenüber 2.10, was ab einem gewissen Punkt zu einer Änderung des dominierenden Reaktionspfades der Zündung von Kettenfortpflanzung über 2.10 hin zur Kettenverzweigung (Gleichung 2.6-2.8) führt. Die Übergangstemperatur ist je nach Druck unterschiedlich. Der Verlauf der Grenze entspricht der *erweiterten zweiten Zündgrenze* nach Gleichung 2.11 [156], wie in Abbildung 2.2 dargestellt. Eine Zündung oberhalb dieser Grenze wird *schwache Zündung* genannt, weil sie schrittweise zunächst in einem oder mehreren Zündkernen auftritt, die zu einer Flamme heranwachsen. Unterhalb der Grenze, wo die Kettenverzweigungsreaktionen dominieren, kommt es zu einer *starken Zündung*, die unmittelbar in einer Detonationswelle resultiert [65, 101, 83]. Bei Vorhersagen der Zündverzugszeit über Mechanismen ist festzustellen, dass die Abweichung zwischen Experiment und Simulation im Bereich der schwachen, von Reaktion 2.10 dominierten Zündung tendenziell größer ist [117, 26, 8, 15]. Petersen et al. [117] und

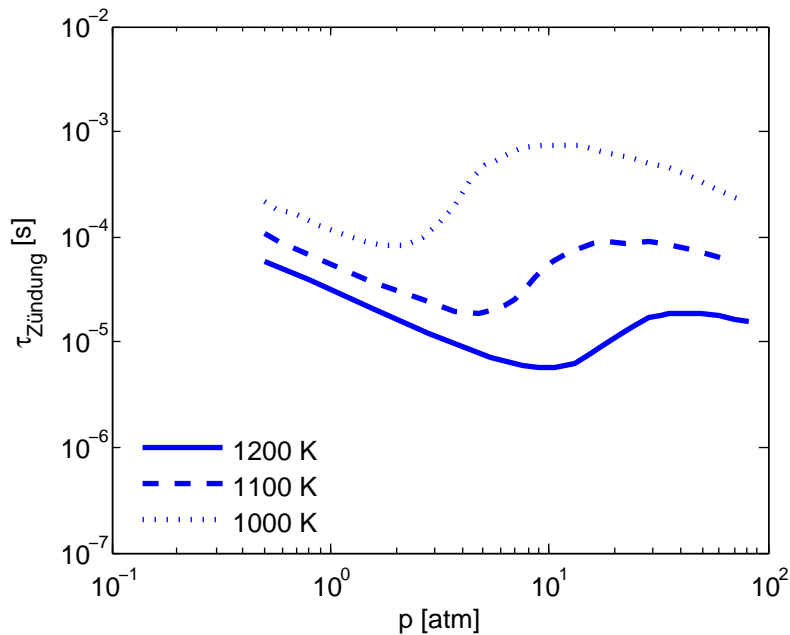


Abbildung 2.3.: Druckabhängigkeit der Zündverzugszeit eines stöchiometrischen  $\text{H}_2$ /Luft-Gemisches in einem adiabaten System (nach [146]).

Burke et al. [15] sehen die Ursache in Unsicherheiten bezüglich der Reaktionsrate einzelner Reaktionen bzw. im Fehlen ausschlaggebender Elementarreaktionen unter diesen Hochdruckbedingungen. Dryer und Chaos [26] sowie Chaos et al. [17] führen zusätzlich an, dass die Abweichungen in der erhöhten Sensitivität gegenüber Störungen experimenteller Natur wie Druck- und Temperaturschwankungen oder katalytischen Effekten begründet sein könnten.

Der Wechsel des dominierenden Reaktionspfades erklärt die nicht-monotone Druckabhängigkeit der Zündverzugszeiten [54, 146, 159]. Diese verdeutlicht Abbildung 2.3 nach einer Studie von Thiessen et al. [146], welche die Druckabhängigkeit der Zündverzugszeit für verschiedene Temperaturen darstellt. Bei hohen Temperaturen, im Bereich der starken Zündung, führt der Druckanstieg zu einer Verringerung der Zündverzugszeit, was auf den beschleunigenden Effekt höherer Moleküldichten auf den hier dominierenden Reaktionspfad zurückzuführen ist. Ab einem bestimmten Druck, an dem die druckstabilisierte trimolekulare Reaktion 2.10 als Kettenabbruch an Bedeutung gewinnt, wird die Zündung gehemmt und Zündverzugszeiten erhöhen sich. Die Abbildung zeigt deutlich, dass dieser Druck von der Temperatur abhängt, da bei höheren Temperaturen ein höherer Druck notwendig ist, bis die trimolekulare Abbruchreaktion gegenüber der bimolekularen Verzweigungsreaktion dominiert. Ab dem Übergang in den Bereich der schwachen Zündung, wo aus der Kettenabbruch- eine Kettenfortpflanzungsreaktion wird, kehrt sich die Abhängigkeit der Zündverzugszeit vom Druck erneut um.

### 2.1.5. Selbstzündung H<sub>2</sub>-reicher Brennstoffe – Einfluss der Zusammensetzung

Typische wasserstoffreiche Brennstoffe aus Vergasungsprozessen beinhalten neben H<sub>2</sub> und inerten Komponenten wie Stickstoff (N<sub>2</sub>) oder Kohlendioxid (CO<sub>2</sub>) weitere reaktive Spezies wie Kohlenmonoxid (CO) und zum Teil kleine Mengen an Kohlenwasserstoffen, vornehmlich Methan (CH<sub>4</sub>). Daher ist aus praktischer Sicht relevant, wie diese Stoffe das Zündverhalten von Wasserstoff beeinflussen.

Bezüglich CO als zusätzliche Komponente ergeben verschiedene Studien, dass erst relativ hohe CO-Konzentrationen die Zündung H<sub>2</sub>-reicher Brennstoffe merklich verzögern [53, 70, 104, 103, 146, 87]. In Stoßrohrexperimenten von Herzler und Naumann [53] in einem Temperaturbereich zwischen 1020 und 1260 K und einem Druck von 16 bar zeigte sich kein Unterschied im Zündverzögerung zwischen reinem H<sub>2</sub> und einer Zumischung von 50 vol.% CO. Auch Kéromnès et al. [70], die mittels einer Kombination aus Stoßrohrexperimenten und Versuchen an einer kolbenbetriebenen Kompressionsmaschine einen großen Bereich an Bedingungen abdeckten ( $T = 914\text{-}2000$  K,  $p = 1\text{-}70$  bar), beobachteten eine Zündverzögerung erst für CO-Anteile von größer 50 vol%. Simulationen des Zündverzögerung von H<sub>2</sub> unter CO-Zumischung ergaben eine signifikante Verlängerung der Verzögerungszeit erst bei einem CO-Gehalt von mehr als 80 vol.% [146, 87]. Allerdings berichten Mittal et al. [104, 103] bereits von einem merklichen Verzögerungseffekt bei CO < 20 vol%, was sie darauf zurückführen, dass die Reaktionen jenseits der erweiterten zweiten Zündgrenze im Bereich der schwachen Zündung ablaufen.

Der Einfluss von CH<sub>4</sub> auf die Selbstzündung von Wasserstoff hängt, wie bereits in Abschnitt 2.1.4 angedeutet, von den Druck- und Temperatur-Randbedingungen ab [42, 56, 146]. Thiessen et al. simulierten das Zündverhalten von H<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub>-Gemischen für H<sub>2</sub>-Anteile von 0-100 vol.% über einen weiten Bereich an Bedingungen ( $T = 800\text{-}1500$  K,  $p = 1\text{-}100$  bar). Bei niedrigen Temperaturen ergab sich für kleine H<sub>2</sub>-Anteile in CH<sub>4</sub> ein stark zündfördernder Effekt, da die gesteigerte Radikalproduktion die Rate der Methanoxidation erhöht. Unter solchen Bedingungen haben höhere H<sub>2</sub>-Konzentrationen keinen weiteren zündfördernden Einfluss. Bei höheren Temperaturen, im Bereich der starken Zündung, wo diese durch die Kettenverzweigungsreaktionen (Glg. 2.6-2.8) dominiert ist, wirken auch kleine Anteile an CH<sub>4</sub> von unter 25 vol.% stark zündhemmend, indem sie um H-Radikale mit der Kettenverzweigungsreaktion konkurrieren. Der Übergang zwischen diesen Bereichen ist ebenso wie die Zündgrenze druckabhängig. Dieser Befund könnte die unterschiedlichen Tendenzen erklären, die in der Literatur zu finden sind. Beispielsweise untersuchten Fotache et. al. [37] das Zündverhalten von CH<sub>4</sub> angereichert mit H<sub>2</sub> in vorgeheizter Luft in einer nicht-vorgemischten

Gegenstromflamme für Drücke zwischen 0,2 und 8 bar. Dabei fanden sie einen stark zündefördernden Effekt von kleinen H<sub>2</sub>-Anteilen bis 30 vol.%, während höhere Anteile keine weitere Auswirkung hatten. Stoßrohr-Experimente von Petersen et al. [116] ( $T = 1132\text{-}1553\text{ K}$ ,  $p \approx 18\text{-}25\text{ bar}$ ) zeigten hingegen, dass die Zündung durch höhere H<sub>2</sub>-Anteile stärker gefördert wurde: 20 vol.% H<sub>2</sub> in CH<sub>4</sub> führten zu einer Beschleunigung der Zündung um einen Faktor 3, 40 vol.% beinahe um einen Faktor 10 im Vergleich zu reinem Methan. Cheng und Oppenheim [19] fassten ihre Ergebnisse zum Einfluss von H<sub>2</sub> in CH<sub>4</sub> von 0-100% auf die Zündverzugszeit in folgender Korrelation zusammen, welche die Zündverzugszeiten der beiden Komponenten in Abhängigkeit des H<sub>2</sub>-Anteils gewichtet:

$$\tau = \tau_{CH_4}^{1-\beta} \tau_{H_2}^{\beta}, \quad (2.18)$$

wobei

$$\beta = \frac{X_{H_2}}{X_{H_2} + X_{CH_4}} \quad (2.19)$$

die Rate der Wasserstoff- und Methan-Molanteile darstellt. Weitere Stoßrohr-Untersuchungen über einen weiten Konzentrationsbereich ergaben, dass ab einem H<sub>2</sub>-Gehalt von größer 80 vol.% die Zündung durch die H<sub>2</sub>-Chemie bestimmt ist und ihre komplexe Druckabhängigkeit aufweist [54, 159, 160]. Dennoch zeigten sowohl eine numerische Untersuchung von Ju und Niioka ( $T = 1200\text{-}1400\text{ K}$ , atmosphärischer Druck) als auch eine Studie von Chaumeix et al. ( $T = 1250\text{-}2000\text{ K}$ ,  $p = 1.5\text{-}16\text{ bar}$ ), dass auch die Zugabe kleiner Mengen an Methan zu Wasserstoff, d. h. weniger als 15 vol.%, die Neigung zur Selbstzündung signifikant verringern kann [64, 18].

Neben den Hauptkomponenten haben potentiell auch minder-anteilige Spezies im Gemisch einen erheblichen Effekt. So wirken im Falle von NO oder NO<sub>2</sub> bereits Mengen in der Größenordnung von 100 ppm aufgrund ihrer katalytischen Eigenschaften oder durch die Eröffnung eines weiteren Verbrennungspfades zündefördernd [82, 16].

### 2.1.6. Selbstzündung H<sub>2</sub>-reicher Brennstoffe in technischen Systemen

In technischen Verbrennungssystemen sind Inhomogenitäten etwa bezüglich Zusammensetzung, Temperatur und Geschwindigkeitsfeld von Bedeutung, wobei die Strömung meist turbulenter Natur ist. Die dadurch induzierten physikalischen Prozesse wie molekularer und Wärmetransport in Kombination mit turbulenter Mischung nehmen ebenfalls Einfluss auf die Selbstzündung. Ihr Zusammenspiel ist komplex und die genaue Wirkung Gegenstand der aktuellen Forschung. So werden trotz zahlreicher wertvoller Beiträge auf diesem Gebiet manche Aspekte nach wie vor kontrovers diskutiert. Einen ausführlichen Überblick über die

Thematik vermittelt ein im Jahre 2009 erschienener Übersichtsbeitrag über Zündung in turbulenter, nicht-vorgemischter Umgebung von Mastorakos [99], der den bis dahin vorhandenen Wissenstand sowie relevante offene Fragestellungen zusammenstellt.

In diesem Zusammenhang wird nachfolgend zunächst der Einfluss des Mischungsprozesses zwischen Brennstoff und Oxidator aufgegriffen sowie die Bedeutung der skalaren Dissipationsrate erläutert, welche diffusive Übergänge charakterisiert und mit der fluiddynamischen Streckungsrate in Zusammenhang steht. Die fluiddynamische Streckungsrate ist in technischen Systemen aufgrund häufig inhomogener Geschwindigkeitsfelder relevant. Überdies werden einige Faktoren bezüglich Turbulenz und Zündprozessen angeführt.

### Mischung

Ein Aspekt von hoher praktischer Relevanz sind Ungemischtheiten zwischen Brennstoff und Oxidator. Häufig werden diese beiden Ströme gesondert zugeführt und miteinander vermischt, während mindestens eine Komponente eine Temperatur oberhalb der Selbstzündtemperatur aufweist. Während dieses Vorgangs treten lokal unterschiedliche Mischungszustände auf, die sich über den Mischungsbruch  $\xi$  beschreiben lassen. Er ist meist definiert als der Anteil des Brennstoffstroms (Index 1) im lokalen Oxidator (Index 2) - Brennstoffgemisch [114]:

$$\xi = \frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_1 + \dot{m}_2} \quad (2.20)$$

Entsprechend gilt  $\xi = 1$  im reinen Brennstoff- und  $\xi = 0$  im reinen Oxidatorstrom. Der Mischungsbruch lässt sich auch in molarer Form ausdrücken, wobei der massenbezogene Mischungsbruch,  $\xi$ , mittels der molaren Massen von Brennstoff ( $MW_1$ ) und des lokalen Gemisches ( $MW_G$ ) in den molenbezogenen,  $\xi_m$ , überführt wird:

$$\xi_m = \xi \cdot \frac{MW_1}{MW_G} \quad (2.21)$$

Des Weiteren bezeichnet  $\xi_{hom}$  denjenigen Mischungszustand analog der vollständigen Mischung und der stöchiometrische Mischungsbruch  $\xi_{st\ddot{o}ch}$  jenen, an dem sowohl Brennstoff als auch Oxidator vollständig umgesetzt werden. Ihr Verhältnis entspricht bei  $\xi_{st\ddot{o}ch}$  somit einer Luftzahl von  $\lambda = 1$ , die definiert ist als die vorhandene Oxidatormenge  $o$  (meist Luft) im Verhältnis zu der Menge, die für den vollständigen Umsatz des Brennstoffes mindestens nötig ist,  $o_{min}$ . Bei Luftmangel, d. h.  $\lambda < 1$ , spricht man auch von unterstöchiometrischen Verhältnissen, bei  $\lambda > 1$  von überstöchiometrischen, oder mageren. Der Zusammenhang zwischen Mischungsbruch und Luftzahl ist gegeben über

$$\xi = \frac{1}{1 + \lambda o_{min} Y_{B,1}}, \quad (2.22)$$

wobei  $Y_{B,1}$  den reaktiven Massenanteil im Brennstoffstrom bezeichnet [114].

In einer nicht-reagierenden Strömung gleicher Massen- und Temperaturdiffusivität ohne Wärmeverluste legt der Mischungsbruch auch die lokale Temperatur fest [98]. Unter der näherungsweise Annahme konstanter Wärmekapazitäten ergibt sie sich zu

$$T_\xi = T_1 - \xi(T_1 - T_2) \quad (2.23)$$

Während der Mischung liegen so zahlreiche, räumlich und zeitlich sich ändernde Mischungszustände vor. Die Zeit bis zur Zündung hängt entsprechend nicht nur von der Chemie, sondern auch von der Zeit ab, die zur Bildung eines zündfähigen Gemisches nötig ist [137, 91]. Über Transportprozesse interagieren Fluidelemente unterschiedlicher Zustände miteinander und können so Radikale austauschen, die während der Induktionszeit über Vorläuferreaktionen der Zündung entstehen. Meist wirken solche Prozesse im Vergleich zur homogenen Mischung verlängernd auf den Zündverzug [30, 71, 99]. Im speziellen Falle von Wasserstoff kann die global verzögernde Wirkung der Mischung aber kompensiert werden durch die hohe Diffusivität des Moleküls verglichen mit anderen Komponenten und der Temperatur [71, 12, 145]. Diese erlaubt dem Wasserstoffmolekül in Bereiche höherer Temperatur vorzudringen, die zündfördernd wirkt. Knikker et al. [71] fanden in einer Simulation von Wasserstoffselbstzündung unter laminaren Bedingungen in Diffusionsschichten eine um den Faktor 7 verkürzte Zündverzugszeit, wenn detaillierte Transportprozesse berücksichtigt wurden, im Vergleich zur Vernachlässigung dieser. Sie betonen daher ebenso wie Hilbert [55] und Thévenin [145] die Notwendigkeit, detaillierte Transportprozesse in numerischen Simulationen der Zündverzugszeit mit einzuschließen.

Studien über Selbstzündung in nicht-vorgemischten Konfigurationen ergaben, dass die Zündung in Form von lokalen Zündkernen auftritt [74, 96]. Solche Zündkerne entstehen bevorzugt an Orten mit einer Mischung entsprechend eines bestimmten, „reaktivsten“ Mischungsbruches  $\xi_r$  [98, 55, 138, 29]. Er stimmt etwa mit demjenigen Mischungszustand überein, der, würde man ihn als homogen annehmen, die kürzeste Zündverzugszeit aller vorliegenden Zusammensetzungen inne hätte. Daher lässt er sich aus einer Reihe von homogenen Zündverzugszeit-Berechnungen abschätzen, in welchen Brennstoff/Oxidator-Verhältnisse entsprechend den unterschiedlichen Mischungszuständen angenommen werden. Aufgetragen über den Mischungsbruch ergibt sich ein Minimum in der Zündverzugszeit bei  $\xi_r$  (vgl. Abbildung 2.4). Für wasserstoffreiche Brennstoffe in heißem Oxidator liegt  $\xi_r$  weit im Brennstoffarmen, wo hohe Temperaturen herrschen, da der Temperatureinfluss den der geringer werdenden Brennstoffkonzentrationen überwiegt [74, 30]. Die vereinfachte Abschätzung des reaktivsten Mischungsbruches aus homogenen Berechnungen vernachlässigt allerdings zwei Aspekte: Zum einen die

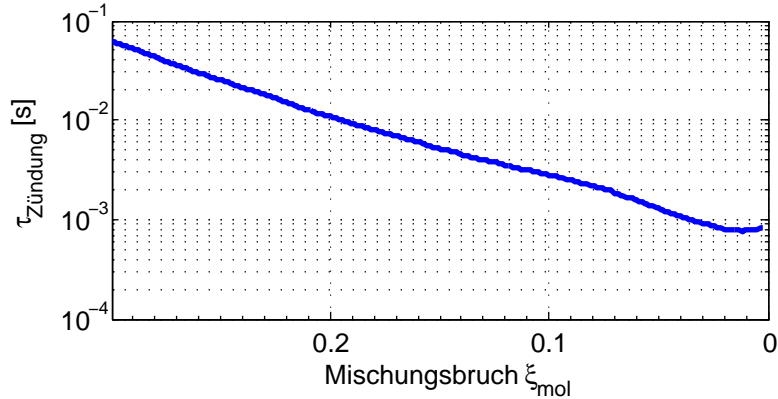


Abbildung 2.4.: Beispiel f\u00fcr die Absch\u00e4tzung des reaktivsten Mischungsbruchs  $\xi_r$  durch homogene Reaktorberechnungen, entnommen aus homogenen Berechnungen der vorliegenden Studie (Brennstoff  $\text{H}_2/\text{N}_2$  25/75 vol.%,  $T \approx 303$  K; Oxidator: Hei\u00dfgas (vgl. Tabelle 3.1),  $T = 1173$  K).

zuvor erw\u00e4hnten Interaktionen von Fluidelementen, insbesondere die bevorzugte Diffusion von Wasserstoff, und zum anderen, dass eine gewisse Mindestz\u00fcndenergie \u00fcberschritten sein muss, um das System nicht nur lokal, sondern auch global zur Z\u00fcndung zu bringen [71].

### Skalare Dissipation und Streckung

Entlang der  $\xi_r$ -Isolinie erfolgt die Z\u00fcndung numerischen Untersuchungen zufolge an einer Stelle niedriger skalarer Dissipationsrate  $\chi$  [98, 55], die mit dem Mischungsbruch zusammenh\u00e4ngt \u00fcber:

$$\chi = 2D|\nabla\xi|^2, \quad (2.24)$$

wobei  $D$  den Diffusionskoeffizienten darstellt. Die skalare Dissipationsrate  $\chi$  charakterisiert die Auspr\u00e4gung der lokalen diffusiven \u00dcberg\u00e4nge [55]. Hohe Werte sind auf gro\u00dfe Gradienten einer \u00fcber den Mischungsbruch festgelegten skalaren Gr\u00f6\u00dfe, wie Temperatur oder Spezieskonzentrationen, zur\u00fcckzuf\u00fchren. Entsprechend f\u00fchren sie zu erh\u00f6hten Verlusten \u00fcber W\u00e4rme- oder Stoffdiffusion aus der Reaktionszone oder dem Z\u00fcndkern, was die Z\u00fcndung verz\u00f6gern oder verhindern kann [74]. Da die skalare Dissipationsrate mit der fluiddynamischen Streckungsrate korreliert [5, 21, 11, 124], entsprechen, bei gro\u00dfen Gradienten des Mischungsbruchs, Orte hoher Streckung ebenfalls Orten hoher skalarer Dissipationsrate.

Untersuchungen zu Wasserstoffz\u00fcndung in nicht-vorgemischten Gegenstromflammen best\u00e4tigen den z\u00fcndhemmenden Einfluss hoher Streckungs- bzw. skalarer Dissipationsraten [74, 75]: Bei konstantem Druck steigen bei Erh\u00f6hung der Streckungsrate die Temperaturen, die n\u00f6tig sind, um eine Z\u00fcndung hervorzurufen, denn die durch vermehrte Streckung wachsenden \u00f6rtlichen Temperatur- und Konzentrationsgradienten f\u00fchren zu einer Verklei-



nerung des Zündkerns. Dadurch verringert sich die Aufenthaltszeit der Radikale im Kern, deren konvektiver oder diffusiver Verlust zündhemmend wirkt. Dies macht sich vor allem im Bereich der ersten Zündgrenze bemerkbar, da hier aufgrund der verhältnismäßig langsamen Reaktionen eher Radikale aus dem Bereich des Zündkerns transportiert werden als beim Reaktionspfad der zweiten Zündgrenze, wo sie durch sehr schnell ablaufende Reaktionen zuvor verbraucht werden. Innerhalb der dritten Zündgrenze spielen wiederum die erhöhten Wärmeverluste durch hohe Gradienten eine bedeutende Rolle, indem sie die thermische Zündung verzögern. Im Gegensatz zur ersten und dritten Zündgrenze ist die zweite verhältnismäßig weniger sensitiv auf die Streckungsrate [74, 59]. Auch kann eine Erhöhung der Streckungsrate den Übergang zwischen den Zündgrenzen hin zu höheren Temperaturen und Drücken verschieben, insbesondere durch den diffusiven Verlust von  $\text{HO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}_2$ .

### Turbulenz

Neben Ungemischtheiten und globaler fluiddynamischer Streckung beeinflusst insbesondere die Turbulenz potentiell das Zündverhalten. Eine turbulente Strömung zeichnet sich durch chaotische, dreidimensionale, wirbelartige Strukturen unterschiedlicher Längen- und Zeitskalen aus, welche einen erhöhten Stoff- und Wärmeaustausch bedingen [119]. Die größten Wirbelstrukturen werden durch das turbulente Makromaß charakterisiert, beschrieben auch durch das integrale Längenmaß, das die Größe der energiereichsten Wirbel darstellt. Ihre Abmessung richtet sich in etwa nach den geometrischen Größen einer vorliegenden Konfiguration. Gemäß der Vorstellung der Energiekaskade zerfallen diese Wirbel in kleinere, bis sie sich durch Dissipation auflösen. Die kleinsten Wirbel beschreibt das sogenannten Kolmogorov-Längenmaß. Das jeweilige Zeitmaß (integrales bzw. Kolmogorov-) bildet in etwa die Umlaufzeit eines entsprechenden Wirbels ab.

Turbulente Strömungsparameter  $s$  wie Geschwindigkeit, Temperatur oder Druck lassen sich anhand ihres Mittelwerts  $S$  beschreiben, dem eine turbulente Schwankung  $s'$  aufgeprägt ist. So ergibt sich beispielsweise die Geschwindigkeit  $u$  an einem Ort  $x$  zum Zeitpunkt  $t$  (aus ihrem Mittelwert  $U$  und ihrer turbulenten Schwankung  $u'$ ) zu

$$u(x,t) = U + u'(x,t). \quad (2.25)$$

Als Maß für die Turbulenz wird häufig die Turbulenzintensität herangezogen. Sie stellt das quadratische Mittel (*Root Mean Square*, RMS) der Geschwindigkeitschwankung  $u'$  einer Komponente  $j$  ( $j \hat{=}$   $x$ -,  $y$ - oder  $z$ -Raumrichtung) aus  $n$  Zeitpunkten dar und ist somit definiert zu

$$u_{j,RMS} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_i^n (u_j - \bar{u}_j)^2}. \quad (2.26)$$

Im Folgenden wird die Turbulenzintensität  $u_{RMS}$  abgekürzt als  $u'$  bezeichnet. Normiert auf die mittlere Geschwindigkeit bildet sie den Turbulenzgrad jeder Komponente [110]. Für weiterführende Zusammenhänge, insbesondere über Turbulenz-Chemie-Wechselwirkung bezüglich Verbrennungsvorgängen, sei auf einschlägige Fachliteratur verwiesen [119, 114, 149, 79]. Die anschließenden Absätze befassen sich mit Selbstzündung in turbulenter Umgebung.

Auswirkungen der Turbulenz auf das Selbstzündverhalten können vielfältiger Natur sein. Zum einen induziert sie aufgrund turbulenter Geschwindigkeitsinhomogenitäten lokale Streckung, die wie oben ausgeführt die Zündung potentiell verzögert. Daneben führen Blouch und Law, gemäß Schlussfolgerungen aus einer experimentellen Selbstzündstudie ( $p = 0.6 - 8$  bar) von Wasserstoff in einer turbulenten Gegenstromkonfiguration (d. h. gegenüberliegende Zufuhr von Brennstoff und Oxidator), auch mögliche zündfördernde Mechanismen an [12]: Die im Vergleich zu laminaren Bedingungen verstärkte Mischung kann eine schnellere Bildung zündfähiger Zustände bewirken. Kleinskalige Mischung führt eventuell dazu, dass Bereiche an Reaktanden, Radikalen und hoher Temperatur begünstigend miteinander kombiniert werden, wie es ohne Turbulenz nicht der Fall wäre. Auf diese Weise wirkt die Turbulenz neben der Streckung unmittelbar auf lokale skalare Größen, was gemäß den Autoren bis hin zur Eröffnung neuer Reaktionspfade führen kann. Insbesondere kann der Mischungseffekt Verluste infolge hoher globaler Streckung ausgleichen. Allerdings liegen lokale Bedingungen aufgrund der turbulenten Fluktuationen nur über eine begrenzte Zeitspanne vor. Ist nun die Zündverzugszeit, die sich aus den instantanen lokalen Bedingungen ergibt, ausreichend kurz, kommt es zur Zündung in dem vorliegenden Gebiet, bevor sich eine neue Kombination von Zuständen ergibt. Anderenfalls löst sich das Gebiet auf, wobei Zündvorläufer-Reaktionen zu einem erweiterten Radikalpool im System beigetragen haben können.

Die konkreten Folgen dieser Mechanismen auf das Zündverhalten im untersuchten  $H_2/N_2$ -Luftsystem beschreiben Blouch und Law [12], ähnlich wie den Effekt der globalen Streckung, als abhängig vom dominanten Reaktionspfad. Innerhalb der zweiten Zündgrenze wirkten sich niedrigere Turbulenzintensitäten moderat zündfördernd aus, verglichen mit dem laminaren System. Demgegenüber führte eine Erhöhung der Intensitäten zu einer leichten Verzögerung. Im Bereich der dritten Zündgrenze hingegen kam es zu einer deutlichen Verzögerung durch die Turbulenz, die mit Höhe der Intensität zunahm. Überdies verschob die Turbulenz den Übergang von der zweiten in die dritte Zündgrenze hin zu höheren Drücken und Temperaturen. Der Einfluss der Turbulenz überwog in allen Bereichen den der globalen Streckungsrate. Ein Selbstzündexperiment von Markides und Mastorakos mit Wasserstoff in einem Gleichstrom (d. h. gleiche Einströmrichtung) aus heißer Luft dokumentiert ebenfalls einen zündhemmenden Effekt erhöhter Turbulenz gegenüber niedrigen Intensitäten [96]. Auch in Gleichstromanordnungen unter Nutzung nicht-wasserstoffhaltiger Brennstoffe, genauer Methan [4] oder

Acetylen [97], ist diese Beobachtung zu finden.

Im Gegensatz zu detaillierten experimentellen Studien, die aufgrund der komplexen Vorgänge rar sind, wurden zahlreiche numerische Untersuchungen zur Wirkung der Turbulenz auf die Selbstzündung durchgeführt, darunter [98, 59, 55, 138, 30, 129, 69]. Hierin finden sich bezüglich des Turbulenzeinflusses teils widersprüchliche Aussagen. Während einige einen beschleunigenden Effekt höherer Turbulenzintensitäten auf die Zündung oder keinerlei Beeinflussung dokumentieren [55, 138, 129], berichten andere von einer zündverzögernden Wirkung [30, 69]. Bei Im et al. fand sich ein nicht-monotones Verhalten [59]: Niedrige Turbulenzintensitäten beschleunigten die Zündung, die höchste untersuchte Intensität verzögerte sie hingegen. Die Autoren führen dies auf zwei gegenläufige Turbulenzeinflüsse zurück. Zum einen verstärkt höhere Turbulenz die lokale Streckung bzw. skalare Dissipation, die den Zündverzug verlängern. Auf der anderen Seite führt die verstärkte Mischung zu einer Verkürzung des Zündverzugs, und somit zu einer Beschleunigung der Zündung.

Ob nun beschleunigende oder verzögernde Mechanismen dominieren, bringen Im et al. in Zusammenhang mit dem Verhältnis der turbulenten zur chemischen Zeitskala: Überwiegt die Zündverzugszeit  $\tau_{ign}$  die turbulente Zeitskala  $\tau_{turb}$  (bzgl. der größten Wirbel), hat dies gemäß den Autoren aufgrund erhöhter skalarer Dissipation eine zündverzögernde Wirkung. Auch Sauer et al. beziehen sich auf die Zeitskalen, allerdings beobachten sie bei dem gleichen Verhältnis ( $\tau_{ign} > \tau_{turb}$ ) einen beschleunigenden Einfluss, den sie der verbesserten Mischung zuschreiben. Daneben berichten Mastorakos et al. aus einer numerischen Studie [98] und Marikides und Mastorakos aus dem Experiment [96], dass es zu verhältnismäßig hohen Fluktuationen im Zündort (und somit der Verzugszeiten) kommt, wenn sich die chemischen und turbulenten Zeitskalen in etwa entsprechen ( $\tau_{ign} \approx \tau_{turb}$ ). Aufgrund der teilweise kontroversen Aussagen betonen sowohl Kerkemeier et al. [69] als auch Markides und Mastorakos [97] die Notwendigkeit, die Effekte unterschiedlicher Zeit- und Längenskalen systematisch zu untersuchen.

Angesichts der vielfältigen Auswirkungen von Inhomogenitäten, die verschiedene Fluidelemente in unterschiedlicher Ausprägung beeinflussen, sind gewisse Schwankungen der Selbstzündereignisse nachvollziehbar, wie sie beispielsweise im Ort der Zündung festzustellen sind [96]. Separat betrachtet weist in einem inhomogenen System jedes Fluidelement eine eigene Historie bezüglich Temperatur, Zusammensetzung und fluiddynamischer Streckung auf. Entsprechend liefert die jeweilige Historie an Bedingungen unterschiedliche Voraussetzungen für die Selbstzündung eines spezifischen Fluidelements. Treffend drückt dies eine Formulierung von Frisque et al. aus, die ursprünglich auf die Selbstzünd-Chemie in homogenen Systemen bezogen ist [39]: „*Autoignition as a macroscopic phenomenon is a result of a sequence of many events – collisions and reactions – on the microscopic scale. Each individual autoignition*

*process consists of its particular chain of events; it is not the repetition of only one possible sequence“.*

### 2.1.7. Flammenausbreitung

Nach der Entstehung eines Zündkerns gewinnt die Flammenfortpflanzung für seine Ausbreitung an Bedeutung. Sie läuft bevorzugt in weniger brennstoffarmen Bereichen ab als die Selbstzündung, da eine entscheidende Größe, die Flammengeschwindigkeit, ihr Maximum nahe der stöchiometrischen Verhältnisse aufweist [79, 43]. Unter laminaren Bedingungen ohne Streckung ist die Flammengeschwindigkeit eine Funktion des Drucks, der Temperatur und der Zusammensetzung, welche die Reaktivität und Transportgrößen bestimmen und so in einer gewissen laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_{L,0}$  resultieren [79]. Ihr Maximum liegt meist nahe der Stöchiometrie. Im speziellen Falle von Wasserstoff als Brennstoff ist es jedoch aufgrund der guten Wärmeleiteigenschaften des Gases auf die brennstoffreiche Seite verschoben [43]. Unter Einfluss fluiddynamischer Streckung ändert sich je nach Sensitivität des Brennstoffes die laminare Flammengeschwindigkeit aufgrund von Wärme- und Stofftransportmechanismen, wie sie nachfolgend beschrieben werden. Für ein mageres Wasserstoff-Luft-Gemisch beispielsweise erhöht sie sich bis zu einer gewissen Streckungsrate auf  $S_{L,max}$ .

Bei turbulenten Verhältnissen wird die Flammenausbreitung durch die turbulente Flammengeschwindigkeit  $S_T$  beschrieben. Hier sorgen Wirbelstrukturen und Streckung dafür, dass sich die Fläche der Flammenfront vergrößert und so der Umsatz an Brennstoff steigt. Liegen turbulente Strukturen vor, die die laminare Flammendicke unterschreiten, beeinflussen diese den Transport zwischen Reaktionszone und unverbranntem Gas. In Summe erhöht sich  $S_T$  gegenüber der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_{L,0}$ , wobei der Faktor, um den sie sich vergrößert, eng mit der Turbulenzintensität  $u'$  zusammenhängt [79]. So finden sich in Korrelationen zur Beschreibung von  $S_T$  häufig Zusammenhänge der Form  $S_T = f(u', S_{L,0})$  [92]. Mit steigender Turbulenzintensität erhöht sich  $S_T$  zunächst, bevor sie ab einem gewissen Wert wieder abnimmt, da die damit verbundene erhöhte Streckung lokale Flammenlöschung hervorruft [92]. Neben der Turbulenz nehmen auch molekulare Effekte Einfluss auf die Flammengeschwindigkeit [79, 92]. Um diesen Rechnung zu tragen, verwenden Venkateswaran et al. zur Berechnung von  $S_T$  anstatt wie verbreitet  $S_{L,0}$ , die maximale laminare Flammengeschwindigkeit  $S_{L,max}$  in einer von ihnen vorgeschlagenen Korrelation ( $S_T/S_{L,max} \leq 1 + u'/S_{L,max}$ ) [147]. Wärme- und Stofftransportmechanismen kommen insbesondere in der Wasserstoffverbrennung eine hohe Bedeutung zu, weshalb sie im Folgenden eingehender betrachtet werden.

Die Auswirkungen molekularer Transporteffekte auf turbulente Flammenausbreitung sind in einem umfassenden Übersichtsartikel von Lipatnikov und Chomiak [92] aufgeführt. Die Autoren schreiben ihnen auch bei hoher Turbulenz eine große Relevanz zu. Von Bedeutung ist

in diesem Zusammenhang der lokale Energieaustausch aufgrund diffusiver Stoff- und Wärmetransporte. Bezieht man sich ausschließlich auf die Stoff-Diffusionskoeffizienten der mangelnden und der überschüssigen reaktiven Spezies,  $D_m$  und  $D_{\ddot{u}}$  (im Mageren entspricht ersteres dem Brennstoff, letzteres dem Oxidator), spricht man von Effekten der *bevorzugten Diffusion*. Ihre Auswirkung lässt sich beschreiben durch den Quotienten der Diffusionskoeffizienten  $D_m/D_{\ddot{u}}$ . Ist nun die mangelnde reaktive Spezies diffusiver als die überschüssige ( $D_m/D_{\ddot{u}} > 1$ ), wie beispielsweise in einer brennstoffarmen Wasserstoff-Luft-Flamme, wirkt sich dies in Summe erhöhend auf die Flammgeschwindigkeit aus: Die höhere Diffusivität gleicht den Mangel des Reaktanden teilweise aus, sodass sich lokal ein weniger brennstoffarmes Gemisch einstellt. Im Falle der brennstoffarmen  $H_2$ -Luft-Flamme diffundiert Wasserstoff schneller in die Reaktionszone und sorgt dort für eine höhere Brennstoffkonzentration und somit einen erhöhten Brennstoffumsatz. Dieser verstärkt positive Krümmungen der Flammenfront, die definitionsgemäß in das unverbrannte Gemisch hineinweisen, und erhöht auf diese Weise  $S_T$ . Unter brennstoffreichen  $H_2$ -Luft-Verhältnissen ( $D_m/D_{\ddot{u}} < 1$ ) verstärkt die bevorzugte Diffusion den Brennstoffmangel und führt somit zum umgekehrten Effekt, der  $S_T$  in Summe verringert.

Im Unterschied zur bevorzugten Diffusion beziehen sich sogenannte Lewiszahl-Effekte auf Mechanismen, die sich aufgrund unterschiedlicher Stoff- und Wärmetransporte ergeben [92]. Die Lewis-Zahl  $Le = \kappa/D_m$  beschreibt hierbei das Verhältnis von Temperaturleitfähigkeit  $\kappa$  im Gesamtgemisch zu dem Diffusionskoeffizienten der mangelnden Spezies  $D_m$  (im brennstoffarmen Brennstoff, im brennstoffreichen Oxidator). Ist nun die molekulare Diffusivität größer als der Wärmetransport ( $Le < 1$ ), übersteigt die in die Reaktionszone hineindiffundierende, chemisch gebundene Energie die Wärmeverluste. In Summe steigt so die lokale Enthalpie in der Reaktionszone und damit der Brennstoffumsatz, was auf die oben beschriebene Weise  $S_T$  erhöht. Für  $Le > 1$  stellt sich wiederum der umgekehrte Effekt ein.

Mit Bezug auf die beschriebenen Mechanismen stellen Lipatnikov und Chomiak aus einer Vielzahl an berücksichtigten Studien unter anderem Folgendes heraus [92]:

- Bei gleicher laminarer Flammgeschwindigkeit ist die turbulente Flammgeschwindigkeit für ein Gemisch mit  $Le < 1$  und/oder  $D_m/D_{\ddot{u}} > 1$  größer als für eines mit umgekehrten Eigenschaften. Der Unterschied ist umso ausgeprägter, je stärker sich  $Le$  bzw.  $D_m/D_{\ddot{u}}$  von 1 unterscheiden.
- Für  $D_m/D_{\ddot{u}} > 1$  gilt:  $\lambda_{S_T,max} > \lambda_{S_L,max}$ , d. h. die maximale turbulente Flammgeschwindigkeit liegt bei höheren Luftzahlen als die maximale laminare Flammgeschwindigkeit.
- Gemische mit  $D_m/D_{\ddot{u}} > 1$  erreichen ihre maximale turbulente Flammgeschwindig-

keit (kurz vor Flammenlöschung) bei höheren Turbulenzintensitäten als Gemische mit  $D_m/D_{\ddot{u}} < 1$ .

- Die Sensitivität hinsichtlich Streckung ist abhängig von der Lewis-Zahl: Je niedriger  $Le$ , desto höher liegt die kritische Streckungsrate, bei der Flammenlöschung auftritt.

Im Falle von Wasserstoff als hochdiffusive Spezies sind diese Effekte besonders ausgeprägt, mit Lewis-Zahlen in brennstoffarmen bzw. -reichen Wasserstoff-Luft-Gemischen von deutlich unter bzw. über eins ( $Le \approx 0,3$  bzw.  $Le \approx 2,3$  [79]). Dies führt zu folgenden beobachteten Verhaltensweisen: Im Brennstoffarmen kommt es zu einer deutlichen Erhöhung der turbulenten Flammengeschwindigkeit, sodass  $S_{T,BS.arm}$  größer sein kann als  $S_{T,BS.reich}$ , selbst wenn  $S_{L,BS.arm}$  bei weitem niedriger ist als  $S_{L,BS.reich}$ . Dies zeigt beispielsweise eine Studie von Wu et al. [155] in einer turbulenten H<sub>2</sub>-Jet-Flamme, mit  $S_T(\lambda = 3,3) > S_T(\lambda = 0,28)$ , trotz  $S_{L,0}(\lambda = 3,3) \approx 1/6 \cdot S_{L,0}(\lambda = 0,28)$ . Beauvais [7] untersuchte turbulente Flammengeschwindigkeiten von brennstoffarmen H<sub>2</sub>-Luft-Flammen in einem Explosionsrohr, wobei sich  $S_T$  gegenüber  $S_{L,0}$  um einen Faktor von bis zu knapp 140 erhöhte (bei  $\lambda = 3,3$ ). Absolut wurden Flammengeschwindigkeiten von rund 100 m/s erreicht. Gegenüber anderen Studien solcher Art ist dies ein starker Anstieg, den Beauvais auf die unterschiedlichen Versuchsaapparaturen zurückführt (z.B. eingeschlossene Schwaden im Explosionsrohr vs. freie An-/Abströmung der Jet-Flamme bei Wu et al.). Die Grundtendenz, dass die Erhöhung in sehr brennstoffarmen Gemischen vergleichsweise stärker ausfällt als bei weniger brennstoffarmen, stimmt jedoch in den Studien überein.

Die Beimischung anderer reaktiver Spezies zu Wasserstoff reduziert sowohl  $S_{L,0}$  als auch  $S_T/S_{L,0}$  signifikant gegenüber einer reinen Wasserstoffflamme (unter sonst gleichen Bedingungen) [14, 13]. Überdies engen sich die Flammparkeitsgrenzen ein, d. h. der Bereich zwischen brennstoffärmster und -reichster Zusammensetzungen, in dem eine Verbrennung möglich ist [58, 79], und die kritische Streckungsrate für die Flammenlöschung sinkt [47, 147]. Diese Tendenzen lassen sich ebenfalls mit der bevorzugten Diffusion bzw. den Lewiszahl-Effekten erklären, da die Beimischung weiterer Brennstoffsubstanzen beide Mechanismen abmildert.

Zusammengefasst zeigen diese Ausführungen, dass neben Faktoren wie Druck, Temperatur und der Brennstoffzusammensetzung die Mischung eine entscheidende Rolle bei der Flammenfortpflanzung spielt. So kann ein Zündkern in einem schlecht vorgemischtem H<sub>2</sub>-Oxidator-Gemisch unter Umständen sehr viel ungünstigere Voraussetzungen für die Ausbreitung vorfinden, wenn umgebend vorwiegend unterstöchiometrische Bedingungen vorliegen. Wie oben ausgeführt beeinflusst dies eventuell nicht nur die Flammgeschwindigkeit selbst, sondern auch die Sensitivität im Hinblick auf Streckung und die Flammparkeitsgrenzen.

## 2.2. Jet-in-Cross-Flow-Anordnung

Strahlen quereingeströmt in eine Hauptströmung, wie auch hier als Brennstoffzufuhr verwendet, sind weithin bekannt als *Jets in Cross-Flow* (JiCF) und aufgrund ihrer vielfältigen technischen Anwendung beispielsweise in stationären Gasturbinen oder in der Luftfahrt seit einiger Zeit Gegenstand zahlreicher Studien, darunter [38, 136, 144, 20, 68, 118, 132, 158, 94, 125, 108, 50, 49, 102, 73, 45, 141]. Eine Übersicht über weiter zurückliegende Forschungsergebnisse liefert ein Beitrag von Margason aus dem Jahre 1993 [95]. Den aktuellen Stand der Forschung bis zum Jahre 2010 fasst Karagozian zusammen [66].

Eine charakteristische Größe dieser Konfiguration stellt das sogenannte Impulsstromdichte-Verhältnis  $J$  zwischen Strahl und Querströmung dar, definiert zu

$$J = \frac{\rho_j \cdot u_j^2}{\rho_{cf} \cdot u_{cf}^2}. \quad (2.27)$$

Dabei bezeichnen die Indices  $j$  den Strahl (*Jet*) und  $cf$  die Querströmung (*Cross-Flow*). Zum Teil wird äquivalent zu  $J$  das Geschwindigkeitsverhältnis  $r = u_j/u_{cf}$  herangezogen, wobei für Fluide gleicher Dichte  $r = \sqrt{J}$  gilt. Mit diesen Größen lassen sich, oftmals in Verbindung mit dem Durchmesser der Strahleindüsung  $d$ , diverse Merkmale wie Strömungs- und Mischungscharakteristika oder das Strahleindringverhalten beschreiben. Beispielsweise können Trajektorien wie die der maximalen Geschwindigkeit oder der maximalen Konzentration des Strahlfluids über die allgemeine Form

$$\frac{y}{rd} = A \cdot \left(\frac{x}{rd}\right)^m \quad (2.28)$$

angenähert werden, wobei  $A$  und  $m$  Anpassungsparameter darstellen [136, 108, 50]. Die maximale Eindringtiefe bezüglich der Strahlkonzentration ergibt sich für einen mit  $90^\circ$  zur Querströmung eingedüsten Strahl nach einer empirischen Korrelation zu [84]

$$y_{max} = 1,15 \cdot d \cdot \sqrt{J}. \quad (2.29)$$

Auch die Mischung skaliert mit  $rd$ , sie ist allerdings im Nahfeld des Strahls intensiver als im Strahl-Fernfeld [136].

Trotz ihrer vergleichsweise einfachen Geometrie bringt die Jet-in-Cross-Flow-Anordnung ein komplexes Strömungsfeld mit sich, welches im Strahl-Nahfeld hauptsächlich vier charakteristische Wirbelstrukturen aufweist [38] (vgl. Abbildung 2.5). Die Hufeisenwirbel sind von untergeordneter Bedeutung für die weitere Entwicklung des Strahls in der Querströmung [68]. Auch die Nachlaufwirbel sind gemäß einer experimentellen Untersuchung von Fric und

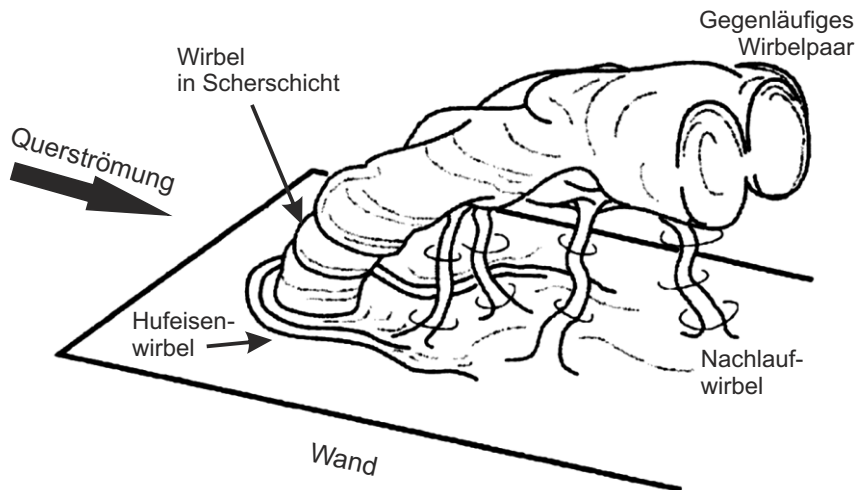


Abbildung 2.5.: Dominierende Wirbelstrukturen einer Jet-in-Cross-Flow-Konfiguration (nach Fric und Roshko [38]).

Roshko [38] erst ab  $r > 4$  ausgeprägt, da sich der Strahl bei niedrigeren Geschwindigkeitsverhältnissen zu nahe an der Wand befindet. Bei  $r$  deutlich unterhalb von eins dringt der Strahl nicht in die Hauptströmung ein, sondern geht in die Grenzschicht über [132]. Die Wirbel in der Scherschicht auf der Strahl-Windseite unterliegen insbesondere für relativ niedrige Geschwindigkeitsverhältnisse von  $1 < r < 4$  starken Fluktuationen und sorgen in diesem Bereich für eine großskalige, wellenartige Struktur [68, 158]. Diese bedingt unter anderem eine verstärkte Mischung im Strahl-Nahfeld in dieser Region [136, 144]. Die Mischung zwischen Strahl und Hauptströmung wird außerdem entscheidend beeinflusst vom gegenläufigen Wirbelpaar, das insbesondere im Strahl-Fernfeld die dominante Struktur darstellt [20, 118]. Auch dieses oszilliert deutlich und bewirkt damit eine fluktuierende Mischung [20, 118, 125].

Charakteristisch ist, neben den benannten Wirbelstrukturen, eine Zone niedriger axialer Geschwindigkeit auf der Strahl-Leeseite, die eine Art Windschatten darstellt. Nach Untersuchungen des Geschwindigkeitsfeldes von Hasselbrink und Mungal [49] ist die relative Geschwindigkeitsminderung zur Hauptströmungsgeschwindigkeit,  $du/u_{cf}$ , im Nahfeld eine Funktion des Abstandes  $x$  zum Strahlursprung, des Dichteverhältnisses  $\rho_j/\rho_{cf}$  und  $d$ . Erst im Fernfeld hängt es zusätzlich von  $r$  ab. Unmittelbar stromab des Strahleintritts befindet sich eine wandnahe Rezirkulationszone, deren Ausprägung mit stärkerer Strahleindringung zunimmt [50, 94, 141].

Im Falle eines reagierenden Strahls sind diese Geschwindigkeitsstrukturen entscheidend für die Flammenstabilisierung. Für einen reagierenden Wasserstoffstrahl zeigen sowohl experimentelle [141, 102] als auch numerische Untersuchungen [45, 73], dass sich die Flamme unmittelbar stromab der Brennstoffzufuhr auf der Strahl-Leeseite positioniert, jeweils in ei-



ner Zone niedriger skalarer Dissipation bzw. Streckung. In einer DNS-Studie von Kolla et al. [73] eines  $\text{H}_2/\text{N}_2$ -Strahls (70/30 vol.%) in Luft von 750 K und einer Geschwindigkeit von 56 m/s bei  $J = 12$  befindet sich die Flammenwurzel in stöchiometrienahen Bereichen niedriger Geschwindigkeit und skalarer Dissipation. Verkleinert sich diese Region, beispielsweise durch Änderung des Strahl-Eintrittswinkels, bis sich die Flammenwurzel aus diesem Bereich löst, wird die Flamme vollständig aus dem Rechengelände herausgetragen. Steinberg et al. [141], die experimentell Wasserstoffflammen bei ähnlichen Verhältnissen ( $\text{H}_2/\text{N}_2$  70/30 vol.% in Luft von  $T = 750$  K,  $u_{cf} = 55$  m/s) und unterschiedlichen Impulsstromdichte-Verhältnissen ( $J \approx 1 - 8$ ) untersuchten, identifizierten zwei Flammenäste, die im Vergleich zur restlichen Flamme weit stromauf ragten. Einer befand sich auf der Strahl-Windseite knapp oberhalb der Trajektorie maximaler Geschwindigkeit. Dieser war einer hohen Dynamik unterworfen und zog sich teilweise bis zur Flammenspitze stromab zurück. Sehr viel stetiger hingegen war der Ast auf der Unterseite, der in die Rezirkulationszone hineinragte und so gemäß den Autoren die Flamme stabilisierte. Bei höheren  $J$  war diese Rezirkulationszone ausgeprägter und die Flammenwurzel ruhiger.

Eine etwas andere Form der Flammenstabilisierung fanden Micka und Driscoll [102] in einer experimentellen Untersuchung einer JiCF-Wasserstoff-Ethylenflamme (Verhältnis 50/50 vol.%). In einem 1390 K heißen Luftstrom mit einer Geschwindigkeit von 470 m/s stabilisierte die Flamme einige Millimeter stromab der Brennstoffzufuhr. Stromauf dieser Region waren bereits Vorreaktionen sichtbar. Dennoch wurde die Flamme vollständig aus dem Kanal getragen, sobald sie aufgrund von Schwankungen ihre stabile Position in Richtung stromab verließ, ein Verhalten, das eher für fortpflanzungsstabilisierte Flammen typisch ist. Daher bezeichneten die Autoren die Flammenstabilisierung als „selbstzünd-assistiert“, jedoch flammenfortpflanzungs-dominiert.



## 3. Experiment und Messmethoden

Das vorliegende Kapitel beschreibt zunächst den Hochdruckbrennkammer-Prüfstand, an dem die Versuche durchgeführt wurden, sowie das darin installierte Reheat-Brennkammersystem, welches den hier verwendeten sogenannten Versuchsträger darstellt. Im Anschluss werden die Bedingungen in der Mischzone vorgestellt, auf welche sich der Fokus in den Selbstzünduntersuchungen richtet. Für die eigentliche Versuchsdurchführung sei auf das Ergebniskapitel verwiesen (vgl. Abschnitt 5.1). Der abschließende Abschnitt befasst sich mit den verwendeten Messmethoden. Er bezieht auch solche Messungen mit ein, die im Vorfeld zu den Selbstzündstudien zur Charakterisierung der Mischstrecke eingesetzt wurden.

### 3.1. Hochdruckbrennkammer-Prüfstand

Der Hochdruckbrennkammer-Prüfstand HBK-S am Stuttgarter DLR-Institut für Verbrennungstechnik ermöglicht Verbrennungsexperimente bei gasturbinentypischen Bedingungen (hohe Drücke, Lufteintrittstemperaturen, Reynoldszahlen  $Re$ ). Neben dem Einsatz konventioneller Messtechnik erlaubt ein optischer Zugang die Untersuchung eines Verbrennungsprozesses durch optische Methoden. Bei maximalen Drücken von 40 bar und einer Gesamtluftmenge von bis zu 1,3 kg/s ist der Prüfstand für thermische Leistungen von bis zu 2 MW ausgelegt. Der Druck ist dabei über eine Drossel im Abgasstrom regelbar. Mehrere Luftströme können über Regeleinheiten aus Coriolis-Massendurchflussmessern und Stellventilen separat gesteuert werden (Haupt-, Kühl-, Sekundärluft), wobei die Hauptluft über elektrische Lufterhitzer auf maximal 1000 K vorheizbar ist. Die Brennstoffversorgung stellt neben Kerosin als Flüssigbrennstoff verschiedene gasförmige Brennstoffe bereit (Erdgas vom Typ H, Erdgas + Propan/Butan, Wasserstoff, Stickstoff, Kohlenmonoxid), die bei Bedarf definiert gemischt werden können. Die Erdgaszusammensetzung wird während des Betriebs über eine Online-Erdgasanalytik (Micro-Gaschromatograph) überwacht. Daneben werden zahlreiche Temperatur-, Druck- und Durchfluss-Messwerte während der Versuche aufgezeichnet. Das Aufzeichnungsintervall beträgt standardmäßig 5 s und kann, wie während der vorliegenden Selbstzündversuche geschehen, auf bis zu 1 s verkürzt werden.

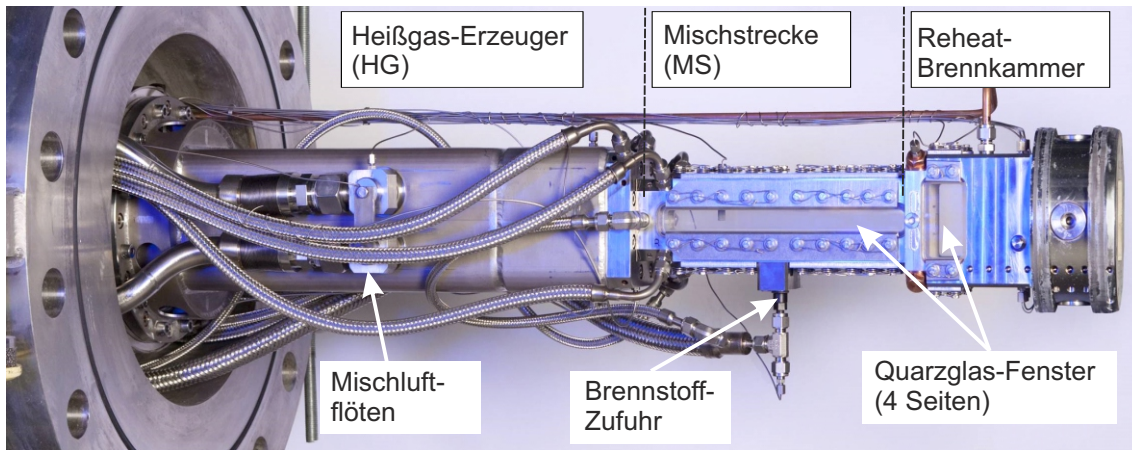


Abbildung 3.1.: Verwendetes Reheat-Brennkammersystem.

### 3.2. Reheat-Brennkammersystem

Der verwendete Versuchsträger ist in Abbildung 3.1 sowie schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt und besteht aus drei Teilkomponenten: Ein sogenannter *Heißgas-Erzeuger* (HG) simuliert die Bedingungen des technischen Systems unmittelbar hinter der Hochdruckturbinenstufe (vgl. Abbildung 1.1), indem er Heißgas vergleichbarer Temperatur und Zusammensetzung bereitstellt. Diesem Heißgas wird in der darauf folgenden *Mischstrecke* (MS), auf welcher der Fokus in den hier betrachteten Selbstzündversuchen liegt, der Reheat-Brennstoff entsprechend einem *Jet-in-Crossflow* als Strahl quer zur Hauptströmungsrichtung zugegeben. In der anschließenden Reheat-Brennkammer kann sich so im stabilen Betrieb, d. h. ohne Flammenstabilisierung in der Mischstrecke, eine Flamme ausbilden.

Im Heißgas-Erzeuger (vgl. Abbildung 3.3) stellt ein mit Erdgas betriebener FLOX<sup>®</sup>-Brenner [80] weitgehend homogenes Abgas bereit. Um das geforderte Temperatur- und Sauerstoffniveau zu erreichen, wird dem Abgas über zwei sogenannte Mischluftflöten mit insgesamt 66 Öffnungen zusätzlich Mischluft von Umgebungstemperatur zugeführt, welche die Kühl-

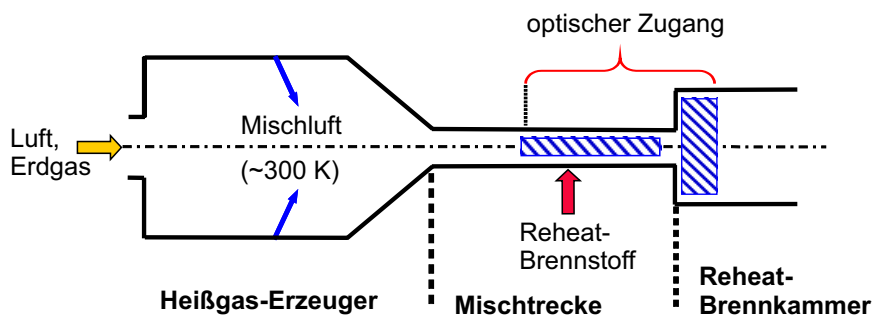


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung des Reheat-Brennkammersystems.

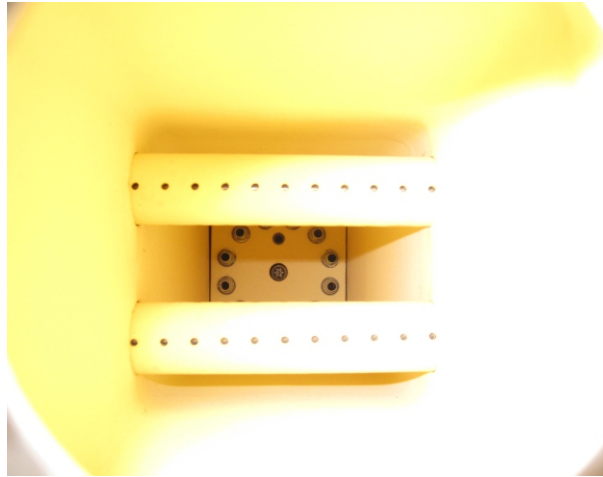


Abbildung 3.3.: Innenansicht des Heißgas-Erzeugers mit Blick auf den FLOX<sup>®</sup>-Brenner, die beiden Mischluftflöten im Vordergrund.

luft der Hochdruckturbinenstufe im technischen System simuliert. Somit stehen im Heißgas-Erzeuger drei Parameter zur Verfügung, um in einem gewissen Bereich eine unabhängige Anpassung des Temperatur- und Sauerstoffniveaus im Heißgas vorzunehmen: die Vorwärmtemperatur des FLOX<sup>®</sup>-Brenners, dessen Luftzahl und das Verhältnis von zugesetzter Mischluft zu Abgas. In den vorliegenden Experimenten wurde der FLOX<sup>®</sup>-Brenner bei Vorwärmtemperaturen von 370 bis 450 °C und Luftzahlen zwischen  $\lambda = 2,0$  und 2,45 betrieben, abhängig von den einzustellenden Betriebsbedingungen. Die thermische Leistung erstreckte sich je nach Druckniveau und Betriebsbedingungen von 160 bis 665 kW.

Das so erzeugte Heißgas strömt über einen konusförmigen Übergang in die Mischstrecke (vgl. Abbildung 3.4). Sie besteht aus einem 313 mm langen, quadratischen Kanal von 25 x 25 mm<sup>2</sup> im Querschnitt, zu dem Quarzgläser auf vier Seiten rundum einen optischen Zugang ermöglichen. Eingebaut in den Hochdruckbrennkammer-Prüfstand erstreckt sich das Sichtfeld horizontal, bezüglich der Brennstoffzufuhr (BS) ( $x = 0$  mm), auf eine Länge von  $x = -47$  bis 74 mm, und  $y = \pm 9$  mm ausgehend von der Symmetrieachse in vertikale Richtung. Die Brennstoffzufuhr ist an der unteren Wand 100 mm stromauf des Querschnittssprungs montiert, sodass sich bis zum Querschnittssprung eine Mischungslänge von  $L = 100$  mm ergibt. Der innere Durchmesser der Brennstoffzufuhr beträgt  $d_{BS} = 5,6$  mm. Der zugegebene Brennstoffstrahl vermischt sich mit dem quer strömenden Heißgas, das den Oxidator enthält, und das Gemisch kann in der anschließenden Reheat-Brennkammer ausreagieren: Der ausgeführte Querschnittssprung von 25 x 25 auf 70 x 70 mm<sup>2</sup> induziert eine Rezirkulationszone, die eine Stabilisierung der Flamme in der Brennkammer ermöglicht. Im Bereich des Querschnittsprungs ist die Brennkammer durch 31 x 64 mm<sup>2</sup> (Länge x Breite) große Quarzglasfenster von vier Seiten optisch zugänglich.

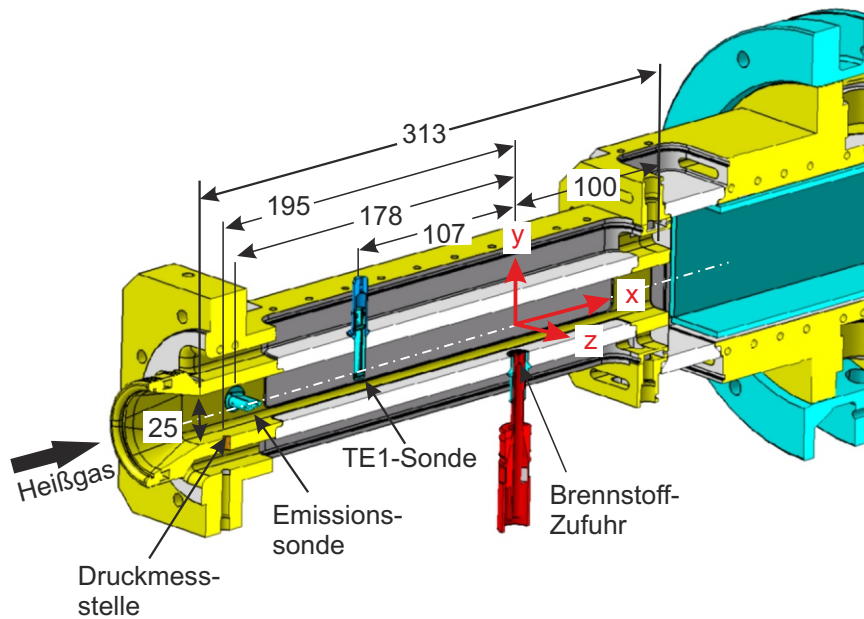


Abbildung 3.4.: Schematischer Querschnitt der Mischstrecke mit Einbauten und Koordinatensystem (TE1-Sonde entspricht der 1-fach-Thermoelement-Sonde, vgl. Abschnitt 3.4.2).

Um Schäden durch thermische Belastung zu vermeiden, ist der gesamte Versuchsträger gekühlt. Die metallischen Innenwände sind mit einer wärmeisolierenden Zirkoniumoxid-Beschichtung versehen. Zur Kühlung dient zum einen separat geregelte Kühlluft, die durch einen Kühlluft-Kanal, gebildet durch das doppelwandig ausgeführte Gehäuse und die doppelten Quarzgläser, strömt. Im Bereich der Quarzglaseinfassung ist der Kühlluft-Kanal gegen die Heißgasseite gedichtet. Zudem anderen sind der Rahmen der Mischstrecke sowie die Reheat-Brennkammer, wassergekühlt. Der relative Wärmeverlust in der Mischstrecke, abgeschätzt aus den Temperaturdifferenzen auf Kühlluft und -wasser, belief sich so während der Experimente auf etwa 5-6%.

## 3.3. Mischstrecken-Bedingungen

### 3.3.1. Heißgas

Die Heißgas-Parameter in der Mischstrecke – Druck  $p_{MS}$ , Temperatur  $T_{MS}$ , Geschwindigkeit  $u_{MS}$  und Sauerstoffgehalt – bildeten die Randbedingungen in der Mischstrecke während der Selbstzündversuche. Ein Satz dieser Parameter wurde für die Selbstzündversuche als sogenannte *Basis*-Bedingungen definiert, welche die Basis-Randbedingungen in der Mischstrecke bei Reheat-Brennstoffeindüsung darstellten. Dieser Parametersatz betrug  $p_{MS} = 15$  bar,  $T_{MS} = 1173$  K und  $u_{MS} = 200$  m/s, die in einer Reynoldszahl in der Mischstrecke von

$Re_{MS} \approx 4 \cdot 10^5$  resultierten. Ausgehend von den Basis-Bedingungen wurden verschiedene Parametervariationen der Randbedingungen durchgeführt, die im Rahmen des Ergebniskapitels (vgl. Abschnitt 5.1) aufgeführt sind.

Die Parameter  $p_{MS}$  und  $T_{MS}$  wurden permanent gemessen und in einem Zeitintervall von 5 s, bzw. während der Selbstzündexperimente von 1 s, aufgezeichnet. Die Heißgas-Geschwindigkeit  $u_{MS}$  wurde unter Annahme eines Blockprofils (mit der Querschnittsfläche der Mischstrecke,  $A_{MS}$ ) aus diesen Werten und dem Heißgas-Massenstrom simultan berechnet:

$$u_{MS} = \frac{\dot{m}_{Heißgas}}{\rho_{Heißgas} \cdot A_{MS}} \quad (3.1)$$

mit

$$\rho_{Heißgas} = \frac{p_{MS}}{R_s \cdot T_{MS}}.$$

Die massenspezifische Gaskonstante  $R_s$  wurde über die der Luft angenähert ( $R_s = 287 \text{ J/kgK}$ ).

Die Druckmessstelle befand sich am Kanaleintritt, 195 mm stromauf der Brennstoffzufuhr (vgl. Abbildung 3.4). Die Temperatur  $T_{MS}$  wurde mittels einer Thermoelement(TE1)-Sonde auf der Symmetrieachse gemessen, die 107 mm stromauf der Brennstoffzufuhr installiert war. Des Weiteren wurden die Heißgas-Zusammensetzung und -Emissionen, ebenfalls am Kanaleintritt (178 mm stromauf der Brennstoffzufuhr) über eine Emissionssonde und anschließender Abgasanalytik bestimmt. Details zu den Messtechniken sind in Abschnitt 3.4 ausgeführt.

Der Sauerstoffgehalt im Heißgas betrug konstant etwa 15 vol.%, wies jedoch je nach Betriebspunkt leichte Schwankungen um diesen Wert auf, insbesondere für unterschiedliche Drücke. Die Ermittlung der Gesamt-Gaszusammensetzung (bzgl. der Hauptkomponenten  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$  und  $H_2O$ ) erfolgte über den gemessenen Sauerstoffgehalt: Aus diesem wurde die Luftzahl des FLOX<sup>®</sup>-Brenners im Heißgas-Erzeuger rückberechnet und hieraus wiederum die Gleichgewichtszusammensetzung bestimmt, die zusammen mit der zugegebenen Mischluft die Heißgas-Zusammensetzung ergab. Eine detaillierte Beschreibung hierzu ist in Anhang A zusammengestellt. Die Zusammensetzung für jeweils den höchsten und niedrigsten gemessenen  $O_2$ -Gehalt fasst Tabelle 3.1 zusammen.

Tabelle 3.1.: Heißgas-Zusammensetzung bezüglich der Hauptkomponenten, jeweils für den maximalen und minimalen ermittelten  $O_2$ -Gehalt.

	$O_2$	$N_2$	$CO_2$	$H_2O$
	[vol.%]	[vol.%]	[vol.%]	[vol.%]
$O_2$ max.	15,0	76,9	2,7	5,4
$O_2$ min.	14,5	76,5	3,1	5,9

Neben dem konstanten  $O_2$ -Wert war ein niedriges Emissionsniveau erforderlich, da sich insbesondere zu hohe  $NO$ -Emissionen zündfördernd auswirken können (vgl. Abschnitt 2.1.5). Die permanente Überwachung der  $NO$ - und  $NO_2$ -Werte ergaben  $NO_x$ -Gehalte im Heißgas von rund 1 ppm (Basis-Bedingungen) bis maximal 3 ppm (5 bar). Somit befanden sich die  $NO$ -Werte weit unterhalb der Größenordnung von etwa 100 ppm, ab welcher gemäß Studien eine zündfördernde Wirkung festgestellt wurde.

#### 3.3.2. Brennstoffstrahl

Die für die Selbstzünduntersuchungen eingesetzten wasserstoffreichen Brennstoffe lassen sich einteilen in Wasserstoff/Stickstoff( $H_2/N_2$ )-Gemische, nachfolgend auch als *2-Komponenten-Gemische* bezeichnet, und Wasserstoff/Erdgas/Stickstoff( $H_2/NG/N_2$ )-, oder *3-Komponenten-Gemische* (vgl. Tabelle 3.2). Die Brennstoffkomponenten wurden durch einen statischen Mischer (Sulzer Mischer SMV) vor der Eindüsung homogen vermischt und mit Umgebungstemperatur in die Mischstrecke eingebracht. Dabei wurde die Brennstofftemperatur etwa 40 mm stromauf der Brennstoffeindüsung mit einem Thermoelement (Typ K, Durchmesser 1,5 mm) mitgezeichnet. Die angestrebte globale Luftzahl, d. h. unter Annahme vollständiger Mischung von Heißgas und Brennstoff, betrug im Falle der 2-Komponenten-Gemische  $\lambda_{global} = 2,5$ , für die 3-Komponenten-Gemische  $\lambda_{global} = 2,8$ . Wie im Rahmen der Versuchsdurchführung (vgl. Abschnitt 5.1) näher ausgeführt wird, stellen Luftzahl und Brennstoffzusammensetzungen der  $H_2/N_2$ -Gemische Sollwerte dar, die meist aufgrund zuvor auftretender selbstzünd-induzierter Flamme in der Mischstrecke nicht erreicht werden konnten. Bei den  $H_2/NG/N_2$ -Gemischen wurde in den Selbstzündexperimenten das  $H_2/(H_2+NG)$ -Verhältnis bei etwa konstantem  $N_2$ -Anteil variiert, wie ebenfalls in Abschnitt 5.1 näher erläutert.

Sowohl für die 2- als auch für die 3-Komponenten-Gemische wurden mit zwei unterschiedlichen Stickstoffanteilen im Brennstoff jeweils zwei verschiedene Eindringtiefen des Strahls in die Mischstrecke untersucht. Die erhöhte Verdünnung, entsprechend einem größeren  $N_2$ -Massenstrom, resultiert in einer höheren Austrittsgeschwindigkeit des Brennstoffstrahls. Diese schlägt sich gemäß Gleichung 2.27 in einem erhöhten Impulsstromdichte-Verhältnis und somit einer veränderten Eindringcharakteristik des Strahls in den Mischkanal nieder. Gemische mit dem niedrigeren Stickstoffanteil werden daher im Weiteren auch als  $X_{N_2,low}$ -Fälle und solche mit höherem als  $X_{N_2,high}$  bezeichnet (vgl. Tabelle 3.2).

### 3.4. Messmethoden

Im Vorfeld zu den Selbstzündstudien wurden die Bedingungen in der Mischstrecke charakterisiert. Hierzu wurden neben den erwähnten permanenten Druck-, Temperatur- und Heißgasmessungen vertikale Temperaturprofile über die Kanalhöhe bestimmt und das Geschwin-



Tabelle 3.2.: Sollwert-Luftzahlen und -Zusammensetzungen des Reheat-Brennstoffstrahls für die unterschiedlichen Gemische und Eindringtiefen.

Brennstoff-Art	$X_{N_2}$	$\lambda_{global}$	Zusammensetzung [mol%]
H <sub>2</sub> /N <sub>2</sub>	$X_{N_2,low}$	2,5	64/36
H <sub>2</sub> /N <sub>2</sub>	$X_{N_2,high}$	2,5	52/48
H <sub>2</sub> /NG/N <sub>2</sub>	$X_{N_2,low}$	2,8	$X_{H_2}/X_{NG}/40$
H <sub>2</sub> /NG/N <sub>2</sub>	$X_{N_2,high}$	2,8	$X_{H_2}/X_{NG}/55$

digkeitsfeld mittels *Particle Image Velocimetry* (PIV) ermittelt. Details zur Messung der Heißgas-Zusammensetzung, der Temperaturen und des Geschwindigkeitsfeldes sind im Anschluss aufgeführt. Für die Selbstzünduntersuchungen kamen zur Visualisierung von Zündereignissen Hochgeschwindigkeits(kHz)-Lumineszenz und -Schattenverfahren zum Einsatz, die ebenfalls vorgestellt werden. Die Messbereiche der optischen Methoden in der Mischstrecke sind in Abbildung 3.5 zusammenfassend skizziert.

### 3.4.1. Heißgas-Zusammensetzung

Die am Eintritt der Mischstrecke positionierte Abgassonde wies einen tropfenförmigen Querschnitt auf. Sie war horizontal über den Kanalquerschnitt montiert und mit drei Gas-Eintrittsöffnungen versehen. Über das entnommene Heißgas wurden verschiedene Hauptkomponenten sowie Emissionen über eine Abgas-Analyseeinheit (ABB) ermittelt, welche aus unterschiedlichen Modulen bestand. Sauerstoff wurde über Paramagnetismus (Magnos 16), CO<sub>2</sub> und CO über Infrarot Fotometrie (Uras 14) und NO sowie NO<sub>2</sub> über UV Fotometrie (Limas 11) gemessen. Ihre Messungenauigkeiten gemäß Herstellerangaben belaufen sich für Sauerstoff auf 0,5%, für die übrigen Werte auf 1 oder 2% des Messwertes. Für die Ergebnisse der Selbstzünduntersuchungen sind Messungenauigkeiten der Komponenten aufgrund der geringen Sensitivitäten auf Abweichungen in der angegebenen Größenordnung jedoch von

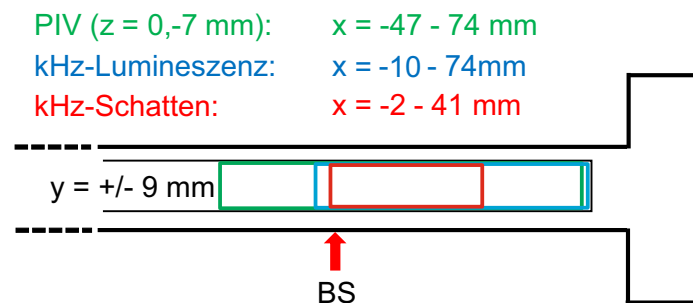


Abbildung 3.5.: Messbereiche der PIV-, Hochgeschwindigkeits-Lumineszenz- und Schatten- aufnahmen in der Mischstrecke.

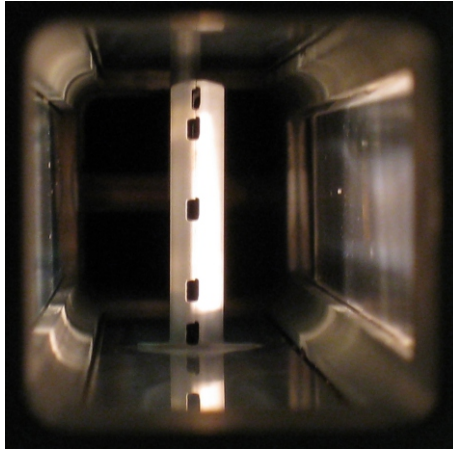


Abbildung 3.6.: In der Mischstrecke installierte TE5-Sonde (Blickrichtung aus der Reheat-Brennkammer).

untergeordneter Bedeutung.

#### 3.4.2. Heißgas-Temperatur

Zur Messung der Heißgas-Temperatur kam neben der permanent installierten 1-fach-Thermoelement-Sonde (TE1-Sonde) temporär eine 5-fach-Thermoelement-Sonde (TE5-Sonde) zum Einsatz, um Informationen über die vertikale Temperaturverteilung in der Mischstrecke zu erhalten. Beispielhaft zeigt Abbildung 3.6 die in die Mischstrecke eingebaute TE5-Sonde, hier durch die Reheat-Brennkammer betrachtet. Beide Sonden waren aus Keramik gefertigt und enthielten ein bzw. fünf Thermoelemente (Typ K, Klasse 2, 0,5 mm). Diese waren in von Heißgas durchströmten Kanälen eingebettet. Die Sondengehäuse minimierten den Wärmeverlust durch Strahlung und wiesen einen tropfenförmigen Querschnitt auf, um Störungen im Strömungsfeld möglichst gering zu halten. Während die TE1-Sonde von oben in die Mischstrecke ragte und zur Messung der Temperatur auf der Symmetrieachse etwa die halbe Kanalhöhe einnahm, erstreckte sich die TE5-Sonde über die volle Höhe der Mischstrecke. Dies ermöglichte die Heißgas-Temperaturmessung an fünf vertikalen Positionen ( $y = -11,5, -7,5, 0,0, 7,5$  und  $10,3$  mm). Die Sonde konnte wahlweise anstelle der Brennstoffzufuhr oder 50 mm stromauf hiervon montiert werden. So wurden jeweils simultan zu den Messungen der TE1-Sonde Temperaturprofile für verschiedene Mischstrecken-Bedingungen gemessen, die im Rahmen der Charakterisierungsmessungen (vgl. Abschnitt 4.1.1) aufgeführt sind.

Da die Heißgas-Temperatur das Auftreten von Selbstzündung entscheidend beeinflusst, sind Messungenauigkeiten genauer zu betrachten. Die Grenzabweichung der verwendeten Thermoelemente beträgt nach DIN ICE 584  $\pm 0,75\%$  des Messwertes in  $[\text{°C}]$ , d. h.  $\pm 6,75$  K bei Basis-Temperatur. Allerdings können weitere, schwer zu erfassende Quellen an Messunsicherheiten vorliegen [10], welche lediglich abgeschätzt werden können.

Alterungseffekte der Thermoelemente scheinen in den vorliegenden Experimenten nicht signifikant zu sein. Die hier herangezogene Datenbasis entstammt mehreren Messkampagnen, zwischen welchen die TE1-Sonde des öfteren getauscht wurde. Die in jeder Kampagne durchgeführten Vergleichsmessungen bei Basis-Bedingungen zeigten kein signifikant unterschiedliches Verhalten.

Bei Temperaturmessungen mittels Thermoelementen können auch Strahlungsverluste das Messergebnis verfälschen. Maßgeblich hierbei ist der Temperaturunterschied zwischen Thermoelement und umgebendem Medium, mit welchem ein Strahlungsaustausch stattfindet. Im vorliegenden Fall waren die Spitzen der Thermoelemente großteils vom in der Strömung positionierten Keramikgehäuse umgeben, welches vermutlich ebenfalls eine hohe Temperatur aufwies und so den Strahlungsverlust gering hielt. Eine empirische Korrelation von Glawe [44] für Mantelthermoelemente vom Typ K in schnellströmenden Gasen erlaubt eine Abschätzung, auf welche Höhe sich der Strahlungsfehler  $dT_S = T_{Gas} - T_{Mess}$  unter Annahme einer gewissen Wandtemperatur  $T_W$  belaufen könnte:

$$dT_S = \frac{0,8}{\sqrt{Ma \cdot \frac{p}{p_0}}} \left( \frac{T_{Mess}}{T_0} \right)^{3,82} \left[ 1 - \left( \frac{T_W}{T_{Mess}} \right)^4 \right] \quad (3.2)$$

Hierbei stellt  $Ma$  die Mach-Zahl dar, die das Verhältnis von Strömungs- zu Schallgeschwindigkeit beschreibt und welche unter Basis-Bedingungen knapp 0,3 beträgt. Setzt man eine Wandtemperatur von  $T_W = 1100$  K voraus, ergibt sich ein Strahlungsfehler von rund  $dT_S \approx 1$  K. Bei 1000 bzw. 900 K beliefe er sich auf  $dT_S \approx 3$  bzw. 4 K. Da die Wandtemperatur der Keramik nicht genau bekannt und der sich ergebende Fehler als recht gering anzunehmen ist, wird auf eine Strahlungskorrektur der Messwerte verzichtet.

Neben den Unsicherheiten bezüglich stationärer Temperaturen sei an dieser Stelle das Ansprechverhalten eines Thermoelements gegenüber zeitlichen Änderungen erwähnt. Wegen thermischen Widerständen zwischen Medium und Sensor vergeht bei Änderung der Mediumtemperatur eine gewisse Zeit, bis sich die Sensortemperatur an diese angleicht. Diese sogenannte Ansprechzeit wird in der Regel über die Halbwertszeit ( $t_{05}$ ) oder die  $t_{09}$ -Zeit charakterisiert, die angeben, innerhalb welcher Zeitspanne das Thermoelement 50% bzw. 90% der Differenz zur vorausgehenden Temperatur anzeigt. Sie wird über ein definiertes Verfahren bestimmt, da sie vom Wärmeübergang und somit sowohl vom Medium als auch von den Strömungsgegebenheiten abhängt. Für die hier vorliegenden Thermoelemente wird herstellerseitig eine  $t_{09}$ -Zeit von 0,1 s in Wasser ( $u = 0,2$  m/s) angegeben. Inwiefern das Ansprechverhalten für die vorliegenden Experimente von Bedeutung ist, wird im Zusammenhang mit den Messergebnissen diskutiert (vgl. 5.4.4).

#### 3.4.3. Geschwindigkeitsfeld

Instantane Strömungsfelder lassen sich berührungslos über Particle Image Velocimetry (PIV) ermitteln [123]. Die Geschwindigkeitsvektoren werden dabei aus dem Versatz kleinster Partikel bestimmt, die der Strömung zugegeben werden und ihr folgen. Diese Partikel werden in einer Ebene durch Lichtpulse, typischerweise Laserlicht, innerhalb eines kurzen Zeitintervalles zweimal hintereinander belichtet. Das Zeitintervall ist so zu wählen, dass die Partikel zwischen den Laserpulsen einen merklichen Versatz erfahren, die Lichtebene aber nicht verlassen. Aus der Verschiebung der Partikel-Position innerhalb eines Bildpaares wird nun in der Auswertung der Geschwindigkeitsvektor abgeleitet. Hierfür wird die Aufnahme in kleine Gebiete, oder *Abfragefenster* unterteilt. Für jedes Abfragefenster wird mittels Kreuzkorrelation der mittlere örtliche Versatz der darin enthaltenen Partikel in zwei Dimensionen bestimmt. Dieser ergibt wiederum, unter Berücksichtigung des Zeitintervalls, den mittleren Geschwindigkeitsvektor. So resultiert jedes Abfragefenster in einem Geschwindigkeitsvektor, d. h. ihre Anzahl über die Messebene bestimmt die räumliche Auflösung des Strömungsfeldes. Mit geringerer Fenstergröße nimmt die Homogenität innerhalb eines Fensters zu, weshalb eine möglichst geringe Größe anzustreben ist. Ausschlaggebend ist hier, dass in jedem Gebiet ausreichend viele Partikel enthalten sind, um eine hohe statistische Wahrscheinlichkeit für die Ergebnisse der Kreuzkorrelation zu erreichen.

In der vorliegenden Konfiguration wurden Geschwindigkeitsfelder in der Mischstrecke durch die VT-Abteilung Laserdiagnostik gemessen und ausgewertet [142], wobei ein LaVision Particle Image Velocimetry (PIV) System Verwendung fand. Die Messungen erfolgten in der Mittelebene ( $z = 0$  mm) und einer dezentrierten Ebene ( $z = -7$  mm) unter Basis-Bedingungen, jeweils in der ungestörten Querströmung (ohne Brennstoffstrahl) und mit zugeführtem Brennstoff. Als Partikel diente Titandioxid ( $\text{TiO}_2$ ) von etwa  $1 \mu\text{m}$  Durchmesser, die dem Heißgas über die Mischluft zugesetzt wurden. Um sie zu visualisieren, wurde das Licht eines Blitzlampen-gepumpten, Frequenz-verdoppelten Nd:YAG (Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat) Doppelpuls-Lasers durch Optik zu einem Lichtschnitt von etwa 2 mm Dicke geformt und von oben in die Mischstrecke eingekoppelt. Die Wellenlänge des Lasers betrug 532 nm bei einer Einzelpuls-Energie von 120 mJ und einem Zeitintervall zwischen den Einzelpulsen von 2-3  $\mu\text{s}$ . Er wurde mit einer Rate von 15 Hz synchron mit einer CCD Kamera (LaVision ImagerProX, 1376 x 1040 Pixel) getriggert, deren Objektiv (Brennweite 50 mm, Blendenzahl f/5,6) mit einem Schmalbandfilter ( $532 \pm 10$  nm) bedeckt war, um das Umgebungslicht abzuhalten. Die Kamera war seitlich der Mischstrecke installiert. Die Berechnung der Geschwindigkeitsvektoren erfolgte mit Hilfe der LaVision Software DaVis 7.2. Wegen der erschwerten Auswertung an den Rändern des Mischstrecken-Fensters aufgrund von Reflexionen erstreckte sich das auswertbare Messfeld über eine Höhe von  $\pm 7,5$  mm anstelle über die

gesamte Fensterhöhe von  $\pm 9$  mm. Dabei betrug das Korrelationsfenster  $16 \times 16$  Pixel, was in einer räumlichen Auflösung von 1,6 mm resultierte.

Messunsicherheiten des Geschwindigkeitsfeldes haben meist verschiedene Quellen und sind nicht vollständig zu quantifizieren [122, 143]. Einen entscheidenden Anteil können Partikel ausmachen, die eine Geschwindigkeitskomponente in die dritte Dimension aufweisen und so zwischen einem Pulspaar in die Messebene hinein oder hinaus gelangen. Zudem führen Reflexionen oder Streuung an Wänden oder partikelbehafteten Scheiben möglicherweise zu Intensitätsspitzen. Beides resultiert in fehlerhaften Geschwindigkeitsvektoren, die zu einem gewissen Teil automatisch erkannt, entfernt und durch interpolierte Vektoren ersetzt werden. Ist die Abweichung eines Vektors jedoch gering und wird dadurch nicht identifiziert, kann sie zu einer leichten Verfälschung des Ergebnisses führen. Auch die Position des Korrelationsfensters bildet eine eventuelle Fehlerquelle, ebenso wie Perspektiven-Effekte, die systematische Fehler darstellen. Eine Fehlerabschätzung von soweit als möglich quantitativer Art von Geschwindigkeitsfeldern, gemessen mittels PIV an einer turbulenten Hochdruckflamme, findet sich in der Dissertation von Stopper [143]. Diese ergab großteils Unsicherheiten im Bereich von rund 2,5%. Lediglich im gemittelten Strömungsfeld wurden in einem Randbereich Unsicherheiten von bis zu 25% ermittelt. In der hier vorliegenden Arbeit sind überwiegend tendenzielle Strukturen des Geschwindigkeitsfeldes und überschlägige Absolutwerte von Interesse, deren Aussage auch bei Fehlern von wenigen Prozent bestehen bleibt. Daher wird auf eine genauere Fehleranalyse verzichtet, die ohnehin mit großer Unsicherheit behaftet wäre. Zwei für diese Konfiguration spezifische Punkte seien jedoch erwähnt: Da nur das Heißgas, nicht aber der Brennstoffstrahl mit Partikeln versehen war, ist eine statistische Verzerrung der Ergebnisse im Bereich des Strahls nicht vollständig auszuschließen. Eine recht homogene Partikelverteilung in den Einzelbildern legt jedoch nahe, dass diese eine untergeordneter Rolle spielt. Des Weiteren können hohe Gradienten, wie sie unmittelbar stromab der Brennstoffzufuhr vorliegen, aufgrund der begrenzten räumlichen Auflösung eventuell nicht in voller Höhe wiedergegeben werden.

Aus den Messungen lassen sich in nachgeschalteten Auswerteschritten zahlreiche weitere Größen bestimmen [1], so auch die Streckungsrate. Hierin wurde die maximale Streckungsrate herangezogen, die den größten Eigenwert aus dem Streckungstensor  $S_{ij} = 1/2 (\partial u_i / \partial x_j)$  darstellt [141, 77]. Entsprechend ergibt sie sich zu

$$a = \frac{S_{xx} + S_{yy}}{2} + \sqrt{\left| \frac{(S_{xx} - S_{yy})^2}{4} + \frac{(S_{xy} + S_{yx})^2}{4} \right|}. \quad (3.3)$$

Zudem können einige für die Turbulenz charakteristische Größen bestimmt werden. Neben der Turbulenzintensität nach Gleichung 2.26 lässt sich das integrale Längenmaß  $L_T$  ermitteln,

welches das Maß der großskaligen turbulenten Wirbelstrukturen beschreibt. Innerhalb eines solchen Wirbels sind die Geschwindigkeiten miteinander korreliert, was eine Auswertung über die Autokorrelations-Funktion zwischen den Punkten 1 und 2 mit dem Abstand  $r$  zulässt:

$$R_{12}(r) = \frac{u_{j,RMS,1}^2 \cdot u_{j,RMS,2}^2}{u_{j,RMS}^2} \quad (3.4)$$

Diese führt über Integration zum integralen Längenmaß an Punkt 1 [111]

$$L_T = \int_0^\infty R_{12}(r) dr, \quad (3.5)$$

woraus sich weiterhin das integrale Zeitmaß ableiten lässt zu

$$\tau_T \approx \frac{L_T}{u'}. \quad (3.6)$$

Über die turbulente Dissipation  $\epsilon$ , welche den dissipierenden Anteil der turbulenten Energie beschreibt und die definiert ist zu [114]

$$\epsilon = \frac{u'^3}{L_T}, \quad (3.7)$$

lassen sich unter Einbeziehung der kinematischen Viskosität  $\nu$  zudem die Kolmogorov-Skalen abschätzen, die Größe und charakteristische Zeit der kleinsten turbulenten Wirbel beschreiben:

$$L_K \approx \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad \tau_K \approx \left( \frac{\nu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.8)$$

#### 3.4.4. Visualisierung der Selbstzündung

Bei den hier untersuchten Selbstzündprozessen handelt es sich um hochdynamische Vorgänge. So erfolgte die Stabilisierung einer Flamme ab dem ersten Auftreten des Zündereignisses, aus dem sie sich entwickelte, typischerweise unterhalb einer Millisekunde. Um diese Vorgänge zeitlich aufzulösen und genauere Erkenntnisse über die Flammenentwicklung zu gewinnen, kamen CMOS Hochgeschwindigkeits-Kameras (HighSpeedStar (HSS) von LaVision) zum Einsatz. Standardmäßig wurde bei den Selbstzünd-Versuchen die Lumineszenz der Zündereignisse aufgezeichnet, wobei je nach Verfügbarkeit in den einzelnen Messkampagnen unterschiedliche Kameratypen (HSS5, HSS6, HSS8) Verwendung fanden. Bei einzelnen Versuchen wurden zusätzlich simultane Schattenmessungen durchgeführt, ebenfalls mit einer LaVision-Kamera (HSS5). Um das Lumineszenzsignal besser einordnen zu können, wurde in einer

einzelnen Messung simultan das Chemilumineszenzsignal erfasst, welches präziser die Wärmefreisetzungszone einer Flamme markiert. Die Hochgeschwindigkeits-Messungen wurden von der VT-Abteilung Laserdiagnostik vorgenommen [140, 3], die anschließende Auswertung erfolgte, nach einer Einweisung bezüglich der Grundausswertung (Korrektur der Rohdaten), in Eigenleistung.

### Hochgeschwindigkeits-Lumineszenz

Unter Lumineszenz versteht man im Allgemeinen emittierte optische Strahlung eines Teilchens durch den Übergang von einem angeregten Zustand in den Grundzustand, wobei die Art der Anregung unterschiedlicher Natur sein kann. In Verbrennungsprozessen beruht sie hauptsächlich auf in der Flamme ablaufenden chemischen Reaktionen, weshalb die emittierte Strahlung auch Chemilumineszenz genannt wird. Einen weiteren Anteil bildet die thermische Strahlung, wie sie zum Beispiel von angeregten Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ )-Molekülen ausgeht [40].

Bei den hier untersuchten Zündprozessen wurde Breitband-Lumineszenz im sichtbaren Wellenlängenbereich (etwa 400 - 700 nm) detektiert. Für reine Wasserstoffflammen handelt es sich dabei um Emissionen aus einem kontinuierlichen blauen Spektrum, das vermutlich aus Rekombinationsreaktionen zwischen Flammenradikalen wie OH und H zu  $\text{H}_2\text{O}_2$  oder  $\text{H}_2\text{O}$  entsteht, sowie schwingungs-hochangeregtem  $\text{H}_2\text{O}$  [130]. In Anwesenheit von Erdgas, wie es bei den 3-Komponenten-Gemischen dem Wasserstoff zugemischt wurde, spielen zusätzlich Emissionen von angeregten  $\text{CH}^*$ ,  $\text{C}_2^*$  und  $\text{CO}_2^*$  Molekülen eine Rolle [128]. Angeregtes  $\text{CO}_2^*$  könnte in der vorliegenden Konfiguration ebenfalls in den Wasserstoff-Stickstoff-Flammen sichtbar sein, da sich  $\text{CO}_2$  im Oxidatorgemisch befindet.

In einem Einzelfall wurden außerdem simultan zur Lumineszenz die  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz-Emissionen in der Mischstrecke untersucht.  $\text{OH}^*$  bezeichnet den elektronisch angeregten Zustand des OH (Hydroxyl)-Moleküls, das bei Übergang in den Grundzustand Strahlung mit einem Maximum nahe 310 nm Wellenlänge emittiert. Es ist sehr kurzlebig und entsteht in der Wärmefreisetzungszone einer Flamme, hauptsächlich durch die folgenden Reaktionen [109]:



Dabei sind die Reaktionen 3.9 und 3.10 typische Hauptbildungsreaktionen in Wasserstoff- und Reaktion 3.11 in Erdgas-Flammen. Das detektierte Signal ist somit aufgrund der Kurzlebigkeit des  $\text{OH}^*$ -Radikals ein guter Indikator für die Position der Wärmefreisetzungszone einer Flamme.

Sowohl bei der Breitband-Lumineszenz als auch der OH\*-Chemilumineszenz handelt es sich um sichtlinienintegrierte Messungen. Das bedeutet, dass die Kamera ein entlang der Sichtline aufsummiertes Signal detektiert, was zunächst Informationen über die zweidimensionale Lage und Struktur der Flamme liefert. Rückschlüsse über die räumliche Struktur der Flamme lassen sich unter Einsatz einer zweiten Kamera aus unterschiedlicher Richtung gewinnen, wie es teilweise bei den Lumineszenz-Messungen realisiert wurde.

In der vorliegenden Konfiguration wurde die Kamera seitlich installiert. Bei Versuchen, in denen simultan Schattenmessungen durchgeführt wurden, war sie aufgrund der Versperrung durch die Schattenlichtquelle in einem Winkel von  $8^\circ$  montiert. Dies brachte eine Verzerrung von 1% mit sich, die hier vernachlässigt wird. In solchen Fällen, in denen simultane 2D-Lumineszenz-Messungen durchgeführt wurden, blickte eine zweite Hochgeschwindigkeits-Kamera mittels eines Spiegels von oben in die Mischstrecke. Die Aufnahmezeit wurde von zunächst 20 kHz nach wenigen Messungen auf 30 kHz erhöht, was mit den eingesetzten Objektiven (seitlich/oben: Brennweite 85 mm/135 mm, Blendenzahl  $f/1,4$  /  $f/2,0$ ) in Auflösungen von rund 0,14 mm/Pixel bzw. 0,16 mm/Pixel resultierte. Die Kameras wurden im Nachtrigger-Modus betrieben, wobei sie während eines Versuchs kontinuierlich Bilder aufzeichneten und etwa jeweils rund 0,7 Sekunden in einem internen Zwischenspeicher hielten, bis sie ein Auslösesignal empfingen. Ab diesem Moment konnten die zwischengespeicherten Bilder aus dem internen Speicher ausgelesen und so die zeitliche Entwicklung der Flammenstabilisierung sowie einige Millisekunden zuvor erfasst werden.

Die aufgezeichneten Bilder wurden nach einer Hintergrundkorrektur einer automatisierten Nachbearbeitung unterzogen. Hierbei detektierte ein MATLAB<sup>®</sup>-Skript entstehende Zündkerne, die definiert sind als Regionen oberhalb eines Intensitäts-Schwellwertes (etwa 3 Intensitätspunkte über dem durchschnittlichen Hintergrundsignal) und einer Mindestflächenausdehnung. Die Positionen des Zündkerns wurden bestimmt, wobei die  $x$ -Position der stromauf gelegenen Front und die  $y$ - (und ggf.  $z$ -) Position dem Zündkern-Schwerpunkt entspricht. In der axialen Position des Zündkerns ergaben sich Unsicherheiten von etwa  $\pm 1$  mm ( $\pm 6$  Pixel). Diese resultierten in erster Linie daraus, dass sich kleine Ungenauigkeiten im Umrechnungsfaktor (mm/Pixel) über die Länge aufmultiplizieren und Unterschiede von bis zu  $\pm 3$  Pixel mit sich bringen konnten. Einen weiteren Beitrag lieferte der axiale Bezugspunkt eines Bildes, der stromab gelegene Fensterrand, welcher in jeder auszuwertenden Serie neu bestimmt wurde. Dieser war einer gewissen Unschärfe unterworfen, sodass sich hier eine Unsicherheit in der Position von etwa  $\pm 3$  Pixel ergab. Da diese Unsicherheiten jedoch die Aussagen der Experimente nicht beeinflussen, werden sie nicht weiter berücksichtigt.

Die 5-bar-Betriebspunkte wiesen aufgrund geringerer Brennstoffdichten teilweise ein niedriges Signal-zu-Rauschverhältnis auf. Dieses erschwerte die automatisierte Detektion, da Kerne



teilweise verspätet oder überhaupt nicht erfasst, oder falsch klassifiziert wurden (vgl. Abschnitt 5.3.1). Daher können ihre Kernpositionen mit größeren Fehlern behaftet sein.

Aus kamera-betriebstechnischen Gründen waren die Hochgeschwindigkeitsmessungen lediglich ohne Bildverstärker durchführbar, da sich dieser über die verhältnismäßig lange Betriebsdauer verbraucht hätte. Ohne Bildverstärker war eine Aufzeichnung des OH\*-Chemilumineszenz-Signals nicht möglich, welches die Wärmefreisetzungzone in der Flamme markiert. Anstelle dessen wurde, wie beschrieben, Lumineszenz detektiert, die neben der Wärmefreisetzungzone auch Strahlung anderen Ursprungs, wie etwa heißen Abgases, beinhaltet. Um zu vergleichen, inwiefern sich das Signal des breiter gefassten Lumineszenz-Spektrums von OH\*-Chemilumineszenz in der vorliegenden Anwendung unterscheidet, wurden für einen gut charakterisierten Betriebspunkt beide Signale simultan gemessen. Dies war möglich, weil der spezifische Zündpunkt gut bekannt und in relativ kurzer Zeit anzufahren war. So wurde die Aufnahme in mehreren Versuchen recht kurzfristig vor der erwarteten Zündung gestartet, bis ein Zündereignis erfasst werden konnte. Die Ergebnisse hierzu werden im Rahmen der Mischstreckencharakterisierung in Abschnitt 4.2 vorgestellt.

### Hochgeschwindigkeits-Schattenaufnahmen

Um nicht nur die Zündung und Flamme, sondern auch den nicht-reagierenden Brennstoffstrahl zu visualisieren (ohne Flamme), wurden bei einzelnen Messpunkten Schattenmessungen durchgeführt. Die Messungen übernahm ebenfalls die Abteilung VT-Laserdiagnostik [3], wobei die Auswertung in Eigenleistung durchgeführt wurde. Wie auch die Schlierenmethode und Interferometrie dient das Schattenverfahren der Visualisierung von Dichte-Inhomogenitäten in kompressiblen Medien. Solche Inhomogenitäten ergeben sich beispielsweise aufgrund von Temperatur- oder Druckdifferenzen, die über das ideale Gasgesetz mit der Dichte in Zusammenhang gestellt werden können:

$$p \cdot V = m \cdot R_s \cdot T \quad (3.12)$$

$$\Leftrightarrow \rho = \frac{p}{R_s \cdot T}$$

Die Dichte  $\rho$  wiederum hängt für die meisten Gase über die Gladstone-Dale-Beziehung linear mit dem Brechungsindex  $n$  zusammen:

$$n - 1 = K \cdot \rho \quad (3.13)$$

mit

$$K = \sum_i K_i \cdot Y_i, \quad (3.14)$$

wobei  $K$  die Gladstone-Dale-Konstante und der Index  $i$  die einzelnen Komponenten eines Gasgemisches bezeichnen [100]. Daher wird ein Lichtstrahl, der ein durchsichtiges Gas inhomogener Dichte durchdringt, durch Änderungen des Brechungsindex von seiner ursprünglichen Richtung um einen Winkel  $\alpha$  abgelenkt. So trifft der Strahl nicht im Punkt P auf, den er im ungestörten Zustand erreichen würde, sondern versetzt um die Strahlverschiebung  $\overline{PP^*}$  im Punkt P\*. Das Schattenverfahren beruht nun auf der Visualisierung dieser Strahlverschiebung. Durchläuft ein zunächst paralleles Lichtbündel ein Gas von sich unterschiedlich ändernden Brechungsindices ( $\partial^2 n / \partial y^2 \neq \text{konstant}$ ), bilden die auftreffenden Strahlen ein Muster unterschiedlicher Strahldichte. Dies entspricht einer inhomogenen Lichtintensität mit dunklen Bereichen bei niedriger und hellen Bereichen bei hoher Strahldichte, wobei die relative Intensitätsänderung proportional ist zur zweiten Ableitung der Dichte ( $\Delta I / I = \partial^2 \rho / \partial x^2 + \partial^2 \rho / \partial y^2$ ). Zusammenfassend bildet das Schattenverfahren die zweite Ableitung des Brechungsindex ab, und damit die zweite Ableitung der Dichte.

Der Aufbau für das Verfahren umfasst eine punktförmige Lichtquelle, hinter welcher eine Linse angeordnet ist, um das Licht zu parallelisieren. Das parallelisierte Licht wird nun durch das zu vermessende Medium geschickt und das entstehende Signal von einer zweiten Linse gesammelt, um von einer Kamera detektiert zu werden. Im vorliegenden Aufbau diente als Lichtquelle eine Ulbricht-Kugel (Labsphere USS-800S-005) mit einer Halogenlampe (IHLS-100-005). Die Kamera zur Detektion des Schattensignals mit einem Objektiv von 100 mm Brennweite und Blendenzahl f/2.8 wurde seitlich des Druckkessels, gegenüber der Lumineszenz-Kamera installiert. Sie wurde simultan mit der Lumineszenz-Kamera, allerdings mit der halben Bildrate von 15 kHz getriggert, was eine bessere räumliche Auflösung erlaubte. Aus dem gleichen Grund wurde das Sichtfeld auf eine  $x$ -Ausdehnung von  $x = -2$  bis 41 mm bezüglich der Wasserstoff-Brennstoffzufuhr beschränkt, was in einer Auflösung von 0,12 mm/Pixel resultierte. Die Belichtungszeit für die meisten Versuche lag zunächst bei 30  $\mu\text{s}$ , bevor sie zur Erhöhung der Schärfe auf 15  $\mu\text{s}$  verkürzt wurde. Obwohl die Belichtungszeit nach wie vor nicht ausreichend kurz war, um kleinskalige Strömungsstrukturen detailliert einzufrieren, sind die Hauptstrukturen der instantanen Strömung in den Schattenbildern erkennbar. Zusätzlich zu den sich schnell ändernden Strukturen der Strömung in der Mischstrecke wurden die vergleichsweise langsamen Bewegungen der Kühlluft detektiert, mit welcher der Druckkessel geflutet war. Diese bildeten einen störend überlagernden Hintergrund. Sie wurden durch Bildnachbearbeitung entfernt, indem von jedem Einzelbild ein gleitender Hintergrund abgezogen wurde. Der Hintergrund entstand aus einem Durchschnitt von  $\pm 10$  Bildern um das jeweils zu korrigierende Bild, da innerhalb dieses Zeitintervalls quasi-statische Kühlluft-Strukturen vorlagen.

## 4. Charakterisierungs-Messungen

Zunächst wurde die Mischstrecke hinsichtlich ihrer Temperaturen und Geschwindigkeiten im Heißgas vermessen. Dies umfasste die vertikalen Temperaturprofile anhand der TE5-Sonde bei unterschiedlichen Bedingungen sowie die Ermittlung des Strömungsfeldes bei Basis-Bedingungen zunächst ohne, dann mit zugeführtem Brennstoffstrahl. Hieraus wurden zusätzlich charakteristische Größen wie Turbulenzgrad, Längen- und Zeitmaße abgeleitet [142]. Neben den Heißgas-Bedingungen beinhaltet dieses Kapitel den Vergleich des Lumineszenzsignals mit dem simultan gemessenen Chemilumineszenzsignal eines Selbstzündereignisses in der Mischstrecke.

### 4.1. Mischstrecken-Bedingungen

#### 4.1.1. Heißgas-Temperatur

Bezüglich der Temperaturverteilung im Heißgas zeigt Abbildung 4.1 vertikale Profile über der Höhe der Mischstrecke an den Positionen  $x = 0$  mm (Brennstoffzufuhr) und  $x = -50$  mm. Sie resultieren aus dem temporären Einsatz der TE5-Sonde bei drei unterschiedlichen nominellen Temperaturen ( $T_{MS} = 1173, 1273$  und  $1373$  K). Zusätzlich sind die mit der TE1-Sonde simultan gemessenen Temperaturen aufgetragen. Die abgeschätzte Messunsicherheit ist in einem Fehlerbalken visualisiert, welcher sich zusammensetzt aus der Temperatur-Standardabweichung während der über fünf Minuten gemittelten Messungen (bis max.  $\pm 1\%$ ) und der Unsicherheit der verwendeten Thermoelemente von rund  $\pm 7$  K (vgl. Abschnitt 3.4.2).

Die in Abbildung 4.1 dargestellten Temperaturprofile weisen einen weitgehend symmetrischen Verlauf auf. Stellt man zunächst die Temperaturen auf der Mittelachse einander gegenüber, so fallen die Temperaturen an den Positionen  $x = -50$  mm und  $x = 0$  mm um etwa  $1\%$  im Bezug auf ihre simultan bei  $x =$  TE1-Sonde gemessenen Temperaturen ab, was vermutlich dem Wärmeverlust in der Mischstrecke zuzurechnen ist. Im vertikalen Verlauf erscheinen die Profile in der Kanalmitte, bis zu den Positionen  $y = \pm 7,5$  mm, mit Temperaturabweichungen von maximal  $2\%$  relativ homogen. Die äußeren Temperaturen fallen dem gegenüber aufgrund der Wandkühlung etwas stärker ab.

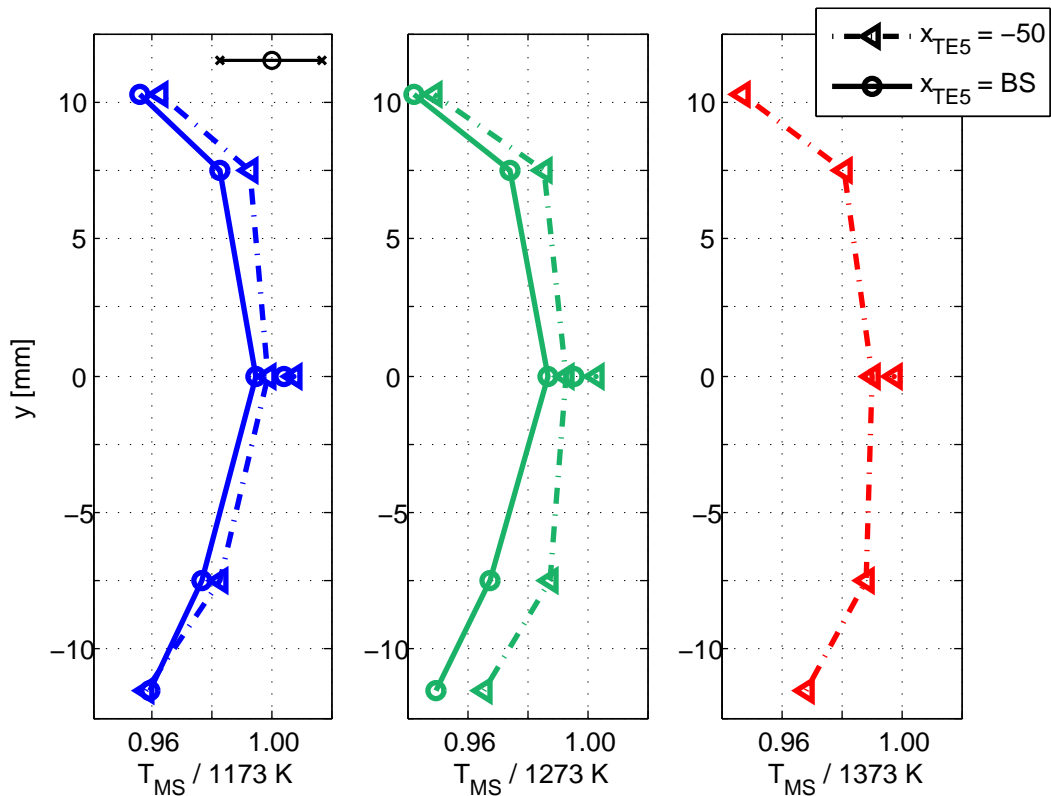


Abbildung 4.1.: Temperaturprofile über die Höhe der Mischstrecke an den Positionen  $x = 0$  mm (BS) und  $x = -50$  mm für drei verschiedene Heißgas-Temperaturen ( $T_{MS} = 1173, 1273$  und  $1373$  K). Die simultanen Messwerte der TE1-Sonde sind jeweils als einzelnes, entsprechendes Symbol dargestellt.

### 4.1.2. Strömungsfeld

Gemittelte Geschwindigkeitsfelder aus den PIV-Messungen der Ebenen  $z = 0$  und  $-7$  mm, die durch die VT-Abteilung Laserdiagnostik ermittelt wurden [142], lassen die vorherrschenden Strukturen der Strömung in der Mischstrecke ohne (vgl. Abbildung 4.2) und mit zugeführtem Brennstoffstrahl (vgl. Abbildung 4.3) erkennen. Aus dem ungestörten Strömungsfeld, ohne Brennstoffstrahl, wurden zudem verschiedene charakteristische Turbulenzgrößen gemäß Abschnitt 3.4.3 abgeschätzt.

#### Ohne Brennstoffstrahl

Für die ungestörte Heißgas-Strömung ist die axiale Geschwindigkeitskomponente visualisiert. Die vertikale Komponente ist nicht abgebildet, da sie wie erwartet niedrige Werte aufweist (maximal 7 m/s). Ebenfalls nicht gezeigt ist die axiale RMS-Geschwindigkeit, die sich im Bereich der Brennstoffzufuhr und stromab davon auf etwa 10-12 m/s beläuft.

Die axiale Geschwindigkeitsverteilung offenbart eine leichte Erhöhung von etwa 15% der

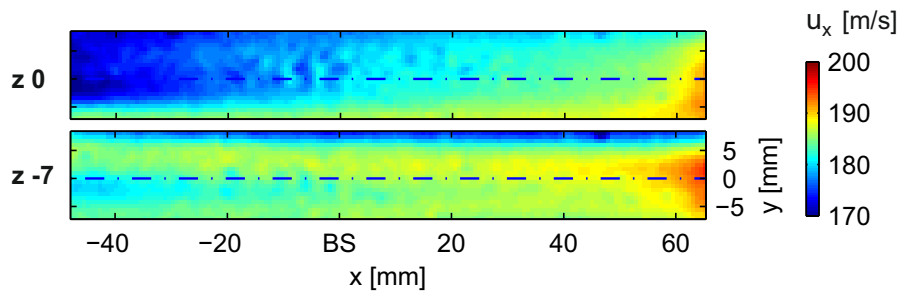


Abbildung 4.2.: Mittlere axiale Geschwindigkeitsfelder ohne Brennstoffstrahl bei Basis-Bedingungen in der Mischstrecke in zwei Ebenen ( $z = 0, -7$  mm) [142].

Geschwindigkeit entlang der  $x$ -Richtung. Der Bereich der niedrigsten Geschwindigkeit von rund 170 m/s befindet sich in der Mittelebene, in der oberen Hälfte der Mischstrecke, während sich in der  $z = -7$  mm - Ebene eine homogenere Verteilung darstellt. Dieser Befund legt nahe, dass es sich hierbei um den Nachlauf der zentrierten, in der oberen Kanalhälfte befindlichen TE1-Sonde handelt, die etwa 60 mm stromauf des PIV-Messbereiches montiert ist. Die Grenzschicht ist nicht einsehbar, da die unteren und oberen Randbereiche der Mischstrecke (etwa je 5 mm) außerhalb des Messfeldes liegen. Abschätzungen anhand zweier unterschiedlicher Korrelationen [131, 52] ergeben Grenzschichtdicken von rund 3 [131] bzw. 4 mm [52] im Bereich der Brennstoffzufuhr.

Bezüglich der axialen Geschwindigkeitskomponente wurde zudem das integrale Längenmaß  $L_T$  (vgl. Abschnitt 3.4.3) in der Mittelebene an unterschiedlichen Positionen bestimmt [142]. Dieses lag in  $x$ -Richtung etwa bei  $L_{T,x} \approx 3$ -4 mm und in  $y$ -Richtung bei  $L_{T,y} \approx 2$  mm. Das integrale Zeitmaß  $\tau_T$  ergab sich unter Annahme von  $u' = 10$  m/s und  $L_T = 2$  mm entsprechend Gleichung 3.6. Hieraus ließen sich über die turbulente Dissipation  $\epsilon$  (vgl. Gleichung 3.7) die Kolmogorov-Skalen abschätzen (vgl. Gleichungen 3.8). Die Zahlenwerte der Zeit- und Längenmaße (integral, Kolmogorov-) sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

### Mit Brennstoffstrahl

Die Messungen mit zugeführtem Brennstoffstrahl wurden anhand der 3-Komponenten-Gemische für den  $X_{N_2,high}$ - und den  $X_{N_2,low}$ -Fall jeweils nahe dem maximal möglichen  $H_2$ -

Tabelle 4.1.: Integrale und Kolmogorov- Zeit- und Längenmaße der Heißgas-Strömung in der Mischstrecke bei Basis-Bedingungen.

		Integral	Kolmogorov
Längenmaß	[m]	$2 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-6}$
Zeitmaß	[s]	$2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-6}$

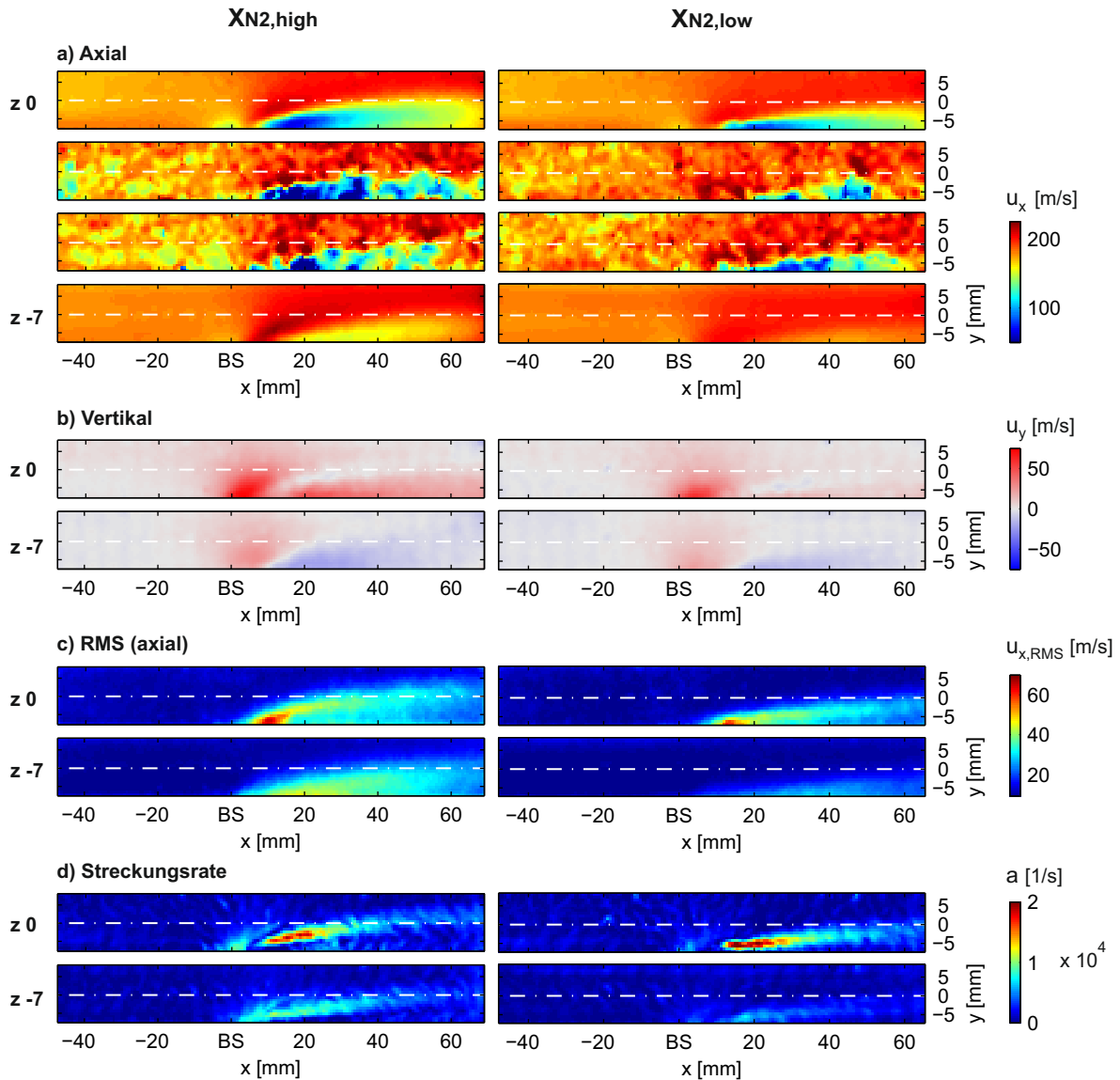


Abbildung 4.3.: Gemittelte axiale, vertikale und RMS- Geschwindigkeitsfelder sowie maximale Streckungsraten mit zugesetztem Brennstoffstrahl ( $X_{N2,high}$  und  $X_{N2,low}$ ) bei Basis-Bedingungen in der Mischstrecke ( $z = 0, -7$  mm). Zusätzlich sind für die axialen Geschwindigkeitsfelder je zwei instantane Bilder gezeigt ( $z = 0$  mm) [142].

Gehalt im Brennstoff durchgeführt. Die Gesamt-Zusammensetzungen von  $X_{H2}/X_{NG}/X_{N2} = 39/5/56\%$  bzw.  $56/3/41\%$  resultierten dabei in Impulsstromdichte-Verhältnissen von  $J = 3,6$  bzw.  $J = 1,5$ . Abbildung 4.3 führt die mittleren axialen und vertikalen Geschwindigkeiten sowie die axialen RMS-Geschwindigkeiten und maximalen Streckungsraten auf. Bezüglich der axialen Geschwindigkeitsfelder zeigt sie zudem jeweils zwei Einzelbilder aus der Mittelebene.

Die in den Bildern sichtbaren typischen Merkmale einer Jet-in-Crossflow-Anordnung sind ausgeprägter in der Mittelebene, aber ebenso erkennbar in der  $z = -7$  mm-Ebene. So weisen die mittleren axialen Geschwindigkeitsfelder eine Region niedriger Geschwindigkeit im Bereich des Strahl-Nachlaufs auf, wobei sich das Gebiet mit  $u_x \leq 100$  m/s (Mittelebene, blau gefärbt) von  $x \approx 10 - 35$  mm stromab der Brennstoffzufuhr erstreckt. Die Region ergibt sich aufgrund der Versperrungswirkung des eindringenden Strahls und der damit verbundenen Ablenkung der Querströmung nach oben. Obwohl sie sich für beide Strahl-Eindringtiefen unterhalb der Mittellinie befindet, erreicht sie für  $X_{N2,high}$  höhere  $y$ -Positionen. In den Messungen ist keine Rezirkulationszone erkennbar, was vermutlich darin begründet liegt, dass die unteren 5 mm der Mischstrecke nicht einsehbar sind. Numerische Simulationen in der vorliegenden Konfiguration mit vergleichbarem Reheat-Brennstoff zeigen, dass sich eine kleine Rezirkulationszone nahe der Brennstoffzufuhr im unteren Bereich der Mischstrecke bildet, die bis  $x \approx 10$  mm reicht [61].

Beispielhafte Einzelbilder verdeutlichen die jeweils unterschiedlichen Verteilungen der instantanen Geschwindigkeiten, insbesondere in der Nachlaufzone. Auch ergeben sich zum Teil extremere Werte als in den gemittelten Bildern erkennbar. Beispielsweise liegen die Minima der beiden  $X_{N2,high}$ -Einzelbilder bei gut  $u_x = 30$  m/s, während sie in den gemittelten Bildern etwa 75 m/s betragen. Bei den  $X_{N2,low}$ -Fällen befinden sich die minimalen Geschwindigkeiten möglicherweise unterhalb des optischen Messbereiches. Zusammenfassend verdeutlichen die Einzelbilder die starken strukturellen Schwankungen in einer JiCF-Strömung, die sich auch auf das Mischungsfeld niederschlagen (vgl. Abschnitt 2.2). Dies ist insofern von Bedeutung, als für Selbstzünd- und Flammenausbreitungsprozesse die lokalen, instantanen Verhältnisse entscheidend sind, welche, wie hier gezeigt, deutlich fluktuieren.

Bei den vertikalen Geschwindigkeiten liegen die höchsten Werte von  $u_y \approx 73$  m/s ( $X_{N2,high}$ ) und  $u_y \approx 60$  m/s ( $X_{N2,low}$ ) im Bereich der Brennstoffzufuhr und verdeutlichen den eindringenden Strahl. Dieser strömt rechnerisch mit rund  $u_y = 250$  m/s ( $X_{N2,high}$ ) bzw.  $u_y = 180$  m/s ( $X_{N2,low}$ ) vertikal in die Mischstrecke ein. Die Diskrepanz zwischen den gemessenen und berechneten Maximalwerten weist darauf hin, dass im Bereich des PIV-Messfeldes, beginnend etwa 5 mm oberhalb der Brennstoffzufuhr, bereits eine Wechselwirkung zwischen Strahl und Hauptströmung stattgefunden hat. Stromab dieser Region überwiegen in der Mittelebene positive  $u_y$ -Anteile, während in der  $z = -7$  mm-Ebene überwiegend negative Werte vorliegen. Dies ist vermutlich auf das gegenläufige Wirbelpaar zurückzuführen, dessen Struktur in der Mittelebene eine nach oben gerichtete Strömung und im äußeren Bereich des Strahls eine Bewegung nach unten hervorruft [136].

Die axialen RMS-Geschwindigkeiten steigen im Bereich des Brennstoffstrahls gegenüber der ungestörten Querströmung stromab der Brennstoffzufuhr an, da hohe Geschwindigkeits-

gradienten in der Scherschicht sowie die inhärenten Wirbelstrukturen zu gesteigerter Turbulenzproduktion führen (vgl. Abschnitt 2.2). So markieren erhöhte RMS-Geschwindigkeiten etwa den Bereich des Strahls, wodurch ersichtlich wird, dass die Strahloberseite im  $X_{N2,low}$ -Fall die Mittellinie gerade eben erreicht. Dies deutet auf eine etwas zu niedrige Eindringtiefe bezüglich der Kanalmitte hin. Für den  $X_{N2,high}$ -Fall übersteigt der Strahl die Mittellinie. Diese Tendenz stimmt mit anhand der Korrelation (vgl. Gleichung 2.29) berechneten maximalen Eindringtiefen überein, die vertikale Positionen bezüglich der maximalen Strahlkonzentration von  $y = 7,8$  mm ( $X_{N2,low}$ ) und  $y = 12,3$  mm ( $X_{N2,high}$ ) ergibt. Die höchsten RMS-Werte von knapp 70 m/s sind im Bereich des Strahl-Nachlaufs unmittelbar stromab der Brennstoffzufuhr zu finden.

Neben den Geschwindigkeitskomponenten und RMS-Geschwindigkeiten ist die maximale Streckungsrate nach Gleichung 3.3 dargestellt. Hier liegen insbesondere in der Mittelebene, im Bereich des Strahlnachlaufs innerhalb von rund  $x \approx 10 - 25$  mm stromab der Brennstoffzufuhr, hohe Werte von  $a \approx 20000$  1/s vor. Im Falle der hohen Eindringtiefe  $X_{N2,high}$  erstreckt sich die Region vertikal bis nahe der Mittellinie, während sie sich für  $X_{N2,low}$  nahe des unteren Messfeldrandes befindet.

## 4.2. Selbstzündung: Vergleich Lumineszenz zu OH\*-Chemilumineszenz

Üblicherweise wird als Flammenleuchten OH\*-Chemilumineszenz erfasst, welches die Wärmefreisetzungzone markiert. Um zu klären, ob das hier verwendete Lumineszenz-Signal ein mit OH\*-Chemilumineszenz-Messungen vergleichbares Erscheinungsbild der Selbstzündung liefert, zeigt Abbildung 4.4 Auszüge der in Abschnitt 3.4.4 erwähnten simultanen Messungen in einer Gegenüberstellung. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Bilder jeweils auf ihren Maximalwert normiert.

Bild „ $t = 0,0$  ms“ zeigt den Moment, zu dem der Zündkern erstmals detektiert wird. Für beide Signale handelt es sich um den gleichen Zeitpunkt, d. h. keine der beiden detektierten Wellenlängenbereiche führt zu einer früheren Erfassung der Zündung. Dieses erste Auftreten eines Zündereignisses ist von besonderer Bedeutung für die Auswertung, da hieraus die Zündkernposition bei Entstehung ermittelt wird. Im vorliegenden Falle unterscheidet sich die durch das Auswerteskript ermittelte  $x$ -Position in beiden Aufnahmen um  $dx = 1,8$  mm, mit  $x_{cl} = 19,7$  mm und  $x_{lum} = 21,5$  mm. Dieser Unterschied liegt innerhalb der Ungenauigkeiten, die sich durch die Skalierung ergeben können (vgl. Abschnitt 3.4.4). Die vertikale Position des Zündkerns beläuft sich auf jeweils  $y = -3,3$  mm.

Während des Anwachsens ( $t = 0,1$  ms) decken sich zunächst in etwa die detektierte Form



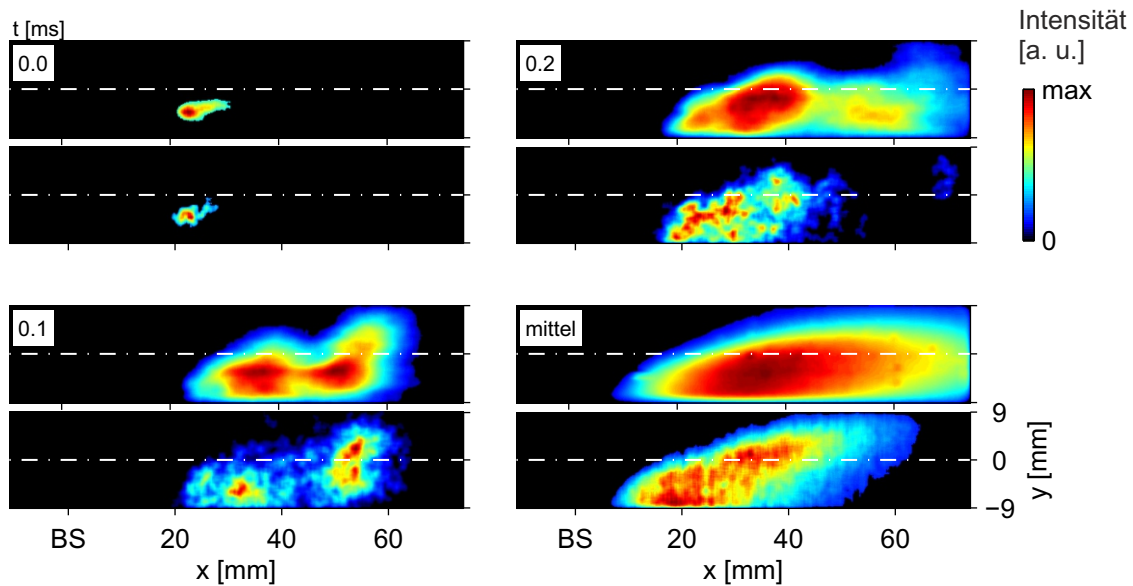


Abbildung 4.4.: Vergleich des Lumineszenz (je oberes Bild)- und Chemilumineszenz (je unteres Bild)-Signals, simultan gemessen während eines Selbstzündereignisses bei Basis-Bedingungen,  $X_{N2,high}$  [3].

der Flammenzone und die Lage der Intensitätsmaxima. In der weiteren Entwicklung allerdings ( $t = 0,2$  ms) erscheint der erfasste Signalbereich in der Lumineszenz-Aufnahme flächenmäßig größer, da er stromab weiter ausgedehnt ist. Die stromauf gelegenen Fronten befinden sich axial nach wie vor etwa auf der gleichen Position (d. h. innerhalb der möglichen Ungenauigkeit von 2 mm) und die Form des OH\*-Chemilumineszenz-Gebietes fügt sich in das des Lumineszenz-Signals ein. Dieser Trend zeigt sich auch in den Mittelbildern der ausgebildeten Flamme, wo sich die Formen der stromauf gelegenen Signalbereiche entsprechen, während das Lumineszenz-Signal weiter stromab ausgebreitet ist. Zudem ist das Intensitätsmaximum in der OH\*-Chemilumineszenz-Aufnahme leicht stromauf verschoben. Die Unterschiede sind vermutlich darauf zurückzuführen, dass in der Lumineszenz der im heißen Abgas befindliche Wasserdampf mitdetektiert wird. Entsprechend enthält die Lumineszenz-Visualisierung neben dem Signal der Wärmefreisetzungszone zusätzlich das des entstehenden Abgases, das sich nach einiger Zeit stromab ausbreitet.

Der Ort der Zünderscheinung als charakteristische Größe wird aus dem ersten Bild, anhand der stromauf gelegenen Front ( $x$ -Position) und aus dem Schwerpunkt ( $y$ -Position) bestimmt. Auch bezüglich der zeitlichen Entwicklung ist in der vorliegenden Studie in erster Linie das Ausbreitungsverhalten der stromauf gelegenen Front von Interesse. Daher werden die charakteristische Größen in den Lumineszenz-Aufnahmen ähnlich solchen aus dem Chemilumineszenz-Signal wiedergegeben.



# 5. Untersuchung der Selbstzündung

Ein Schwerpunkt der vorliegenden Studie lag auf der Ermittlung der Heißgas- bzw. Brennstoffbedingungen, unter welchen sich eine durch Selbstzündung initiierte Flamme in der Mischstrecke stabilisiert. Sie grenzen den Betriebsbereich ab, in dem die Brennstoffzugabe ohne flammenstabilisierende Selbstzündung möglich ist, weshalb sie als *Stabilisierungsgrenzen* bezeichnet werden. Diese werden in Abschnitt 5.2 vorgestellt. Um diesbezüglich Rückschlüsse auf relevante Parameter zu ziehen, sind zudem Details der Stabilisierungsereignisse von Interesse. Daher wird anschließend an die Stabilisierungsgrenzen der detaillierte, zeitaufgelöste Ablauf der Selbstzündung behandelt, die hier definitionsgemäß nicht nur das erste Auftreten eines Zündkerns, sondern auch dessen Anwachsen und die Ausbildung einer stabilen Flamme einbezieht. Abschnitt 5.3 geht dabei auf die generelle Charakteristik nebst der räumlichen Verteilung und Klassifizierung der initialen Zündereignisse ein. Da der Ort des ersten Auftretens eine entscheidende Rolle dahingehend spielt, ob sich durch Selbstzündung eine stabile Flamme entwickeln kann oder nicht, und dieser wiederum eng an die Zündverzugszeit geknüpft ist, werden zudem experimentelle Zündverzugszeiten abgeschätzt. Diese erlauben einen Bezug zu homogen-kinetischen Zündverzugszeiten unter experimentell relevanten Randbedingungen (Abschnitt 5.4), die dazu dienen, Tendenzen aus einem idealisierten System mit dem Experiment zu vergleichen. Abschließend wird der Prozess betrachtet, der nach Entstehung eines Zündkerns letztendlich zu einer stabilen Flamme in der Mischstrecke führt und der im Weiteren als *Prozess der Flammenstabilisierung* benannt wird (Abschnitt 5.5). Hierbei wird aus den experimentellen Beobachtungen eine Hypothese zur Flammenstabilisierung abgeleitet, innerhalb derer unterschiedliche Aspekte zur Diskussion kommen, die diesen Prozess möglicherweise beeinflussen. Ein Vergleich der  $H_2/N_2$ - und  $H_2/NG/N_2$ -Brennstoffgemische gibt zusätzlich Hinweise darauf, welche Faktoren von Bedeutung sind.

Zunächst beschreibt der anschließende Abschnitt 5.1 den detaillierten Versuchsablauf nebst den Betriebspunkten.

## 5.1. Versuchsdurchführung

Die Selbstzündung  $H_2$ -reicher Brennstoffe unter Reheat-Bedingungen wurde in Abhängigkeit verschiedener Parameter untersucht. Zum einen erstreckten sich die Variationen auf die Rand-

## 5. UNTERSUCHUNG DER SELBSTZÜNDUNG

---

Tabelle 5.1.: Durchgeführte Variationen der Mischstrecken-Randbedingungen bei den Selbstzünduntersuchungen mit  $\text{H}_2/\text{N}_2$ -Brennstoffgemischen: Nominelle Bedingungen und Bezeichnungen der Betriebspunkte (BP).

$p_{MS}$ [bar]	$u_{MS}$ [m/s]	$T_{MS}$ [K]	Bezeichnung BP
<b>15</b>	<b>200</b>	<b>1173</b>	<b>15-200-1173</b> ( <i>Basis</i> )
15	200	1143	15-200-1143
15	300	1173	15-300-1173
15	300	1143	15-300-1143
15	300	1203	15-300-1203
10	200	1173	10-200-1173
10	200	1143	10-200-1143
10	300	1173	10-300-1173
10	300	1143	10-300-1143
5	200	1173	05-200-1173
5	200	1143	05-200-1143
5	300	1173	05-300-1173
5	300	1143	05-300-1143

bedingungen in der Mischstrecke (Druck  $p_{MS}$ , Geschwindigkeit  $u_{MS}$ , Temperatur  $T_{MS}$ ), deren untersuchte Kombinationen ausgehend von Basis-Randbedingungen (nominell  $p_{MS} = 15$  bar,  $u_{MS} = 200$  m/s,  $T_{MS} = 1173$  K) in Tabelle 5.1 zusammengestellt sind. Diese Parameterstudien wurden mit den  $\text{H}_2/\text{N}_2$ -Brennstoffgemischen jeweils für die Fälle höherer und niedrigerer Brennstoffstrahl-Eindringung ( $X_{N_2,high}$  und  $X_{N_2,low}$ , vgl. Abschnitt 3.3.2) durchgeführt.

Daneben wurde bei Basis-Randbedingungen die Zusammensetzung im reaktiven Anteil des Brennstoffes variiert: Die  $\text{H}_2/\text{NG}/\text{N}_2$ -Gemische dienten dazu, den Einfluss von Erdgas auf das Selbstzündverhalten zu analysieren. Auch hier kamen Brennstoffe der hohen und niedrigen  $\text{N}_2$ -Verdünnungstufen zum Einsatz, die in einer hohen und niedrigen Strahl-Eindringung in die Mischstrecke resultierten ( $X_{N_2,high}$  und  $X_{N_2,low}$ ).

Während eines Versuchs wurde sowohl für die  $\text{H}_2/\text{N}_2$ -Gemische als auch für  $\text{H}_2/\text{NG}/\text{N}_2$  der  $\text{H}_2$ -Anteil schrittweise bis zur Flammenstabilisierung gesteigert, wobei ein reines  $\text{H}_2/\text{N}_2$ -Gemisch (rein bzgl.  $\text{H}_2$  der reaktiven Komponenten) bei Soll-Luftzahl den angestrebten Zielwert darstellte (vgl. Abschnitt 3.3.2). Der Ablauf der Selbstzündexperimente unterschied sich jedoch hinsichtlich der 2- und 3-Komponenten-Gemische voneinander, wie schematisch in Abbildung 5.1 skizziert. Im Detail war das Vorgehen jeweils wie folgt:

### $\text{H}_2/\text{N}_2$ -Gemische

Im Falle der 2-Komponenten-Gemische wurde während eines Selbstzünd-Experiments schrittweise der  $\text{H}_2$ -Massenstrom erhöht, bis eine stabile Flamme in der Mischstrecke auftrat. Dazu

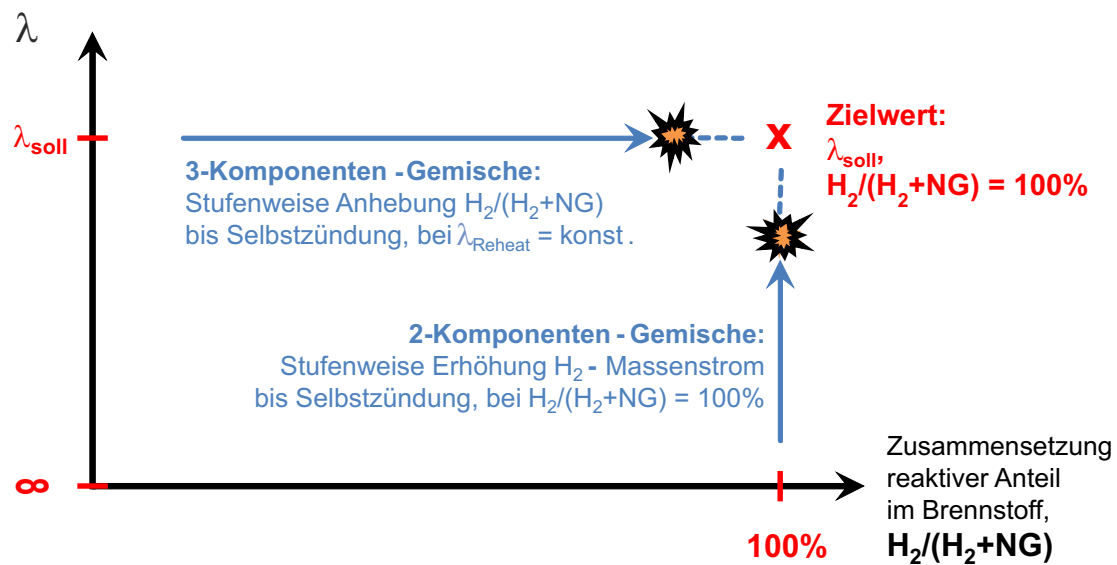


Abbildung 5.1.: Skizze des unterschiedlichen Vorgehens während der  $H_2/N_2$ - und  $H_2/NG/N_2$ -Versuche. Die Mischstrecken-Randbedingungen wurden während der Brennstoffvariationen konstant gehalten.

wurde bei konstanten, dem gewünschten Betriebspunkt entsprechenden Mischstrecken-Randbedingungen durch die Brennstoffzufuhr zunächst Stickstoff eingedüst in der Menge, wie sie der angestrebten Zielkonzentration (Fall  $X_{N_2,low}$  oder  $X_{N_2,high}$ ,  $\lambda_{global} = 2,5$ ) entsprach. Demzufolge fand zu diesem Zeitpunkt in der Reheat-Brennkammer keine Verbrennung statt. Anschließend wurde der Wasserstoffmassenstrom schrittweise in Richtung seines Zielwertes erhöht, wodurch sich mit steigender  $H_2$ -Konzentration im Brennstoffstrahl  $\lambda_{global}$  reduzierte. Die Schrittweite betrug dabei je Betriebsbedingung (Heißgas-Massenstrom) zwischen 0,05 und 0,2 g/s. Sobald eine Flamme in der Mischstrecke stabilisierte, wurde das Hochgeschwindigkeits-Messsystem ausgelöst, um das Zündereignis aufzuzeichnen. Der Reheat-Brennstoff wurde wenige Sekunden nach Flammenstabilisierung heruntergefahren, um Schäden in der Mischstrecke durch die thermische Belastung zu vermeiden. Dieses Vorgehen wurde für jeden Satz an Randbedingungen in der Mischstrecke mehrfach wiederholt. So ließen sich Grenzkonzentrationen für eine flammenstabilisierende Selbstzündung in der Mischstrecke in Abhängigkeit der Mischstrecken-Parameter ( $T_{MS}$ ,  $p_{MS}$ ,  $u_{MS}$ ) ermitteln, die die Stabilisierungsgrenzen ergeben.

Für Bedingungen, bei denen höhere  $H_2$ -Konzentrationen erreicht werden konnten, kam es während der Hochfahrprozedur des Wasserstoffes etwa zwischen  $X_{H_2} = 25-40\%$  (je nach Bedingungen) zur Zündung der Reheat-Brennkammer. Dies ging zunächst mit einem Leuchten in der Brennkammer mit Ursprung im nicht einsehbaren Bereich einher, gefolgt von einem kurzzeitigen Druckanstieg von bis zu 1 bar und einem detektierten Anstieg der Mischstrecken-

Temperatur von maximal 20 K, je nach Bedingungen. Währenddessen wurde die Erhöhung des Wasserstoffmassenstroms ausgesetzt, bis wieder stationäre Bedingungen vorherrschten. Für eine Betriebsbedingung (BP 10-1143-300,  $X_{N_2,low}$ ) kam es während der Zündung der Reheat-Brennkammer bei drei von fünf Versuchen ebenfalls zu einer Flammenstabilisierung in der Mischstrecke. Diese Messungen wurden aufgrund der in diesem Moment instationären Bedingungen in der Auswertung nicht berücksichtigt.

### **H<sub>2</sub>/NG/N<sub>2</sub>-Gemische**

Im Gegensatz zu den H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub>-Gemischen wurden die 3-Komponenten-Gemische ausschließlich bei Basis-Randbedingungen untersucht. In ihrem Falle wurde bei konstanter Luftzahl der Wasserstoffanteil an den reaktiven Komponenten im Brennstoff, H<sub>2</sub> zu (H<sub>2</sub> + NG), erhöht, während NG reduziert wurde. Ihr Verhältnis wird im Weiteren mit

$$X_{H_2/NG} = \frac{X_{H_2}}{X_{H_2} + X_{NG}} \quad (5.1)$$

bezeichnet. Ausgangspunkt für die Versuche war jeweils ein H<sub>2</sub>/NG/N<sub>2</sub>-Gemisch mit ausreichend hohem NG-Gehalt, der einen stabilen Betrieb der Reheat-Brennkammer, d. h. ohne Flamme in der Mischstrecke, bei  $\lambda_{global} = 2,8$  erlaubte. Ausgehend von diesem Gemisch wurden nun Sollwert-Zusammensetzungen mit stufenweise steigendem Wasserstoffanteil  $X_{H_2/NG}$  bei konstanter N<sub>2</sub>-Konzentration und  $\lambda_{global} = 2,8$  angefahren, die in Tabelle 5.2 aufgeführt sind. Die Einstellung einer neuen Zusammensetzung umfasste drei Schritte: Zunächst wurde der N<sub>2</sub>-Massenstrom entsprechend dem neuen Gemisch angepasst. Anschließend wurde der NG-Massenstrom abgesenkt, was eine temporäre Absenkung von  $\lambda_{global}$  zur Folge hatte, und zuletzt der H<sub>2</sub>-Massenstrom auf seinen neuen Sollwert erhöht. Bei jeder Sollwert-Zusammensetzung wurden Hochgeschwindigkeits-Messungen durchgeführt, auch wenn makroskopisch keine Selbstzündereignisse erkennbar waren. Dieses Prozedere wiederholte sich, bis schließlich eine stabile Flamme in der Mischstrecke auftrat, deren Entstehung ebenfalls durch Hochgeschwindigkeits-Messtechnik aufgezeichnet wurde.

In Ergänzung zu den  $X_{N_2,high}$ - und  $X_{N_2,low}$ -Fällen wurde bei den 3-Komponenten-Gemischen ein zusätzlicher Versuch durchgeführt, um den Einfluss des Eindringverhaltens auf die Flammenstabilisierung zu untersuchen. Hierbei wurde das  $X_{H_2/NG}$ -Verhältnis konstant gehalten und der N<sub>2</sub>-Anteil schrittweise ausgehend vom  $X_{N_2,low}$ -Fall erhöht, was zu einer schrittweisen Erhöhung des Impulsstromdichte-Verhältnisses führte. Dieser Fall wird mit  $X_{N_2,low+}$  bezeichnet.

Bei Flammenstabilisierung in der Mischstrecke kam es sowohl für die 2- als auch für die 3-Komponenten-Gemische zu einem Anstieg des Druckes  $p_{MS}$  und der Temperatur  $T_{MS}$ , der in Abschnitt 5.5.4 ausführlicher diskutiert wird. Dieser Anstieg erlaubte die Bestimmung des

Tabelle 5.2.: Brennstoff-Variationen der 3-Komponenten-Gemische unter Basis-Randbedingungen in der Mischstrecke: Gesamtzusammensetzung des Brennstoffstrahls,  $X_{H_2}/X_{NG}/X_{N_2}$  in [mol%], sowie Wasserstoffanteil an den reaktiven Komponenten im Brennstoff,  $X_{H_2/NG}$ , jeweils für die unterschiedlichen Eindringtiefen  $X_{N_2,high}$  und  $X_{N_2,low}$ . Die hervorgehobenen Bedingungen entsprechen den durchschnittlichen Zusammensetzungen bei Flammenstabilisierung.

$X_{N_2,high}$		$X_{N_2,low}$	
$X_{H_2}/X_{NG}/X_{N_2}$ [%]	$X_{H_2/NG}$ [%]	$X_{H_2}/X_{NG}/X_{N_2}$ [%]	$X_{H_2/NG}$ [%]
34/09/57	80	49/11/40	82,5
36/08/56	82,5	52/09/39	85
37/07/56	85	53/08/39	87,5
39/05/56	89	55/06/39	90
<b>40/04/56</b>	<b>91</b>	57/05/38	92,5
		<b>60/02/38</b>	<b>96</b>

Zündzeitpunktes im zeitlichen Verlauf der Messgrößen anhand eines Zündkriteriums, das definiert wurde als ein Temperatursprung  $dT_{MS} > 0,005T_{MS}$  simultan auftretend mit einem Druckanstieg von  $dp_{MS} > 0,003p_{MS}$ . Die Messwerte unmittelbar vor diesem Zündzeitpunkt wurden definiert als die Bedingungen ( $T, p$ ) bei Zündung, wie für einen beispielhaften Fall in Abbildung 5.2 dargestellt. Aus den erfassten Massenströmen wurde die jeweilige Brennstoffzusammensetzung bei Zündung ermittelt. Diese instantanen Werte (Brennstoffkonzentrationen sowie  $T, p$ ) werden für die Stabilisierungsgrenzen herangezogen (vgl. Abschnitt 5.2). Für die 3-Komponenten-Gemische ohne stabilisierende Selbstzündung ergaben sich die Bedingungen in der Mischstrecke zum jeweiligen Betriebspunkt aus über mindestens eine Minute gemittelten Messwerten.

Die bei Stabilisierung detektierte Temperatur konnte um bis zu  $\pm 20$  K vom Sollwert abweichen. Gründe hierfür lagen zum einen darin, dass die mittlere Temperatur lediglich auf rund  $\pm 10$  K genau auf den Sollwert einstellbar war. Dieser Abweichung wird jedoch dadurch Rechnung getragen, dass für die Stabilisierungsgrenzen nicht die Sollwerte, sondern die instantanen Temperaturen vor Zündung berücksichtigt werden. Zum anderen schwankte  $T_{MS}$  um bis zu  $\pm 12$  K. Diese Schwankungen konnten spontan auftreten und gehen somit in die Unsicherheit der Mischstreckentemperatur mit ein. Der Fehlerbalken von  $T_{MS}$  der Stabilisierungsgrenzen setzt sich folglich zusammen aus diesen Schwankungen sowie der abgeschätzten Messunsicherheit des Thermoelements von  $\pm 7$  K (vgl. Abschnitt 3.4.2). Der ermittelte Druck wich um bis zu 2,5% vom Auslegungswert ab.

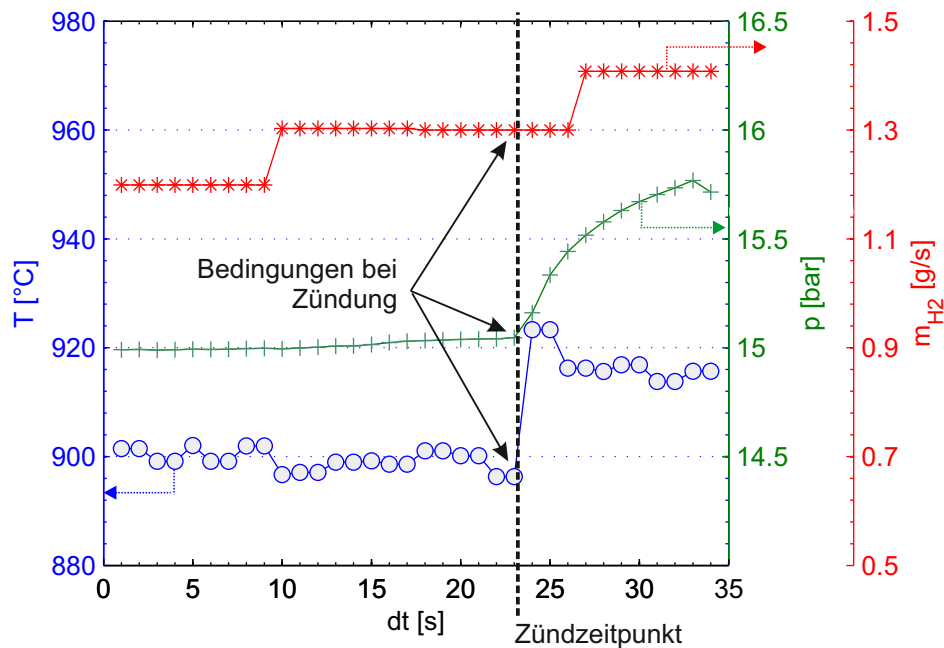


Abbildung 5.2.: Zeitliche Verläufe der Temperatur und des Drucks in der Mischstrecke zur Bestimmung des Zündzeitpunkts, sowie des  $H_2$ -Massenstroms zur Berechnung der  $H_2$ -Konzentration bei Zündung.

## 5.2. Stabilisierungsgrenzen

Während eines Versuchs erschien bei einer gewissen  $H_2$ -Grenzkonzentration im Brennstoff eine stabile Flamme in der Mischstrecke, wobei diese, mit bloßem Auge betrachtet, von einem Moment auf den anderen auftrat. Aus diesen  $H_2$ -Konzentrationen bei flammenstabilisierender Selbstzündung ergeben sich aus der Vielzahl an Versuchen die Stabilisierungsgrenzen, in Abhängigkeit der variierten Mischstreckenparameter  $T_{MS}$ ,  $p_{MS}$  und  $u_{MS}$ . Sie grenzen den Bereich ab, innerhalb dessen unter stabilen Verhältnissen, d. h. ohne Flammenstabilisierung, Brennstoff in die Mischstrecke zugegeben werden kann. Neben den hier vorgestellten Grenzbedingungen der 2-Komponenten-Gemische wird der Einfluss geringer NG-Anteile auf die Stabilisierungsgrenzen betrachtet. Tabelle 5.3 fasst zunächst die mittleren Bedingungen bei Flammenstabilisierung sämtlicher Betriebspunkte zusammen. Die unterschiedlichen Parameterabhängigkeiten sind anschließend unter Aufschlüsselung der Einzelmessungen grafisch dargestellt.

### 5.2.1. Temperatur-Abhängigkeit

Abbildung 5.3 zeigt den Einfluss der Heißgas-Temperatur auf die Stabilisierungsgrenzen bei dem Basis-Druck von  $p_{MS} = 15$  bar. Dabei ist die Temperaturunsicherheit von  $\pm 19$  K (vgl. Abschnitt 5.1) in einem globalen Fehlerbalken angegeben. Aufgetragen sind Messwerte der



Tabelle 5.3.: Mittlere Stabilisierungsgrenzen (Definition der Betriebspunkte vgl. Tabelle 5.1).

Betriebspunkt	Eindringtiefe	$X_{H2}/X_{N2}$	$\lambda_{global}$	$T_{MS}$	$p_{MS}$	$J$	Anzahl Wdh.
		[mol%]		[K]	[bar]		
15-200-1173	$X_{N2,high}$	25	8,0	1175	15,1	2,9	18
	$X_{N2,low}$	26	12,5	1183	15,2	1,1	16
15-200-1143	$X_{N2,high}$	31	6,1	1145	15,0	3,3	3
	$X_{N2,low}$	34	8,5	1149	15,1	1,3	5
15-300-1173	$X_{N2,high}$	49	2,8	1187	15,1	4,5	3
	$X_{N2,low}$	48	4,8	1187	15,2	1,7	5
15-300-1143	$X_{N2,high}$	stabiler Betrieb					
	$X_{N2,low}$	stabiler Betrieb					
15-300-1203	$X_{N2,high}$	37	4,7	1208	15,2	3,6	5
	$X_{N2,low}$	37	7,5	1206	15,1	1,7	3
10-200-1173	$X_{N2,high}$	24	8,7	1179	10,0	2,7	4
	$X_{N2,low}$	27	11,7	1171	10,1	1,1	4
10-200-1143	$X_{N2,high}$	29	6,7	1148	10,0	2,9	3
	$X_{N2,low}$	37	7,9	1143	10,1	1,2	4
10-300-1173	$X_{N2,high}$	27	7,5	1198	10,1	2,9	4
	$X_{N2,low}$	30	10,4	1192	10,1	1,2	4
10-300-1143	$X_{N2,high}$	47	3,2	1151	10,0	4,3	5
	$X_{N2,low}$	62	2,6	1149	10,1	2,3	2
05-200-1173	$X_{N2,high}$	21	10,5	1174	5,1	2,4	4
	$X_{N2,low}$	26	12,2	1181	5,1	1,0	2
05-200-1143	$X_{N2,high}$	22	9,4	1160	5,1	2,4	4
	$X_{N2,low}$	28	11,4	1148	5,1	1,0	7
05-300-1173	$X_{N2,high}$	26	7,8	1191	5,1	2,6	5
	$X_{N2,low}$	32	9,3	1188	5,2	1,1	2
05-300-1143	$X_{N2,high}$	46	3,0	1148	5,1	4,0	3
	$X_{N2,low}$	52	3,9	1141	5,1	1,7	5
Betriebspunkt	Eindringtiefe	$X_{H2}/X_{NG}/X_{N2}$	$\lambda_{global}$	$T_{MS}$	$p_{MS}$	$J$	Anzahl Wdh.
		[mol%]		[K]	[bar]		
15-200-1173	$X_{N2,high}$	40/04/56	2,9	1188	15,3	3,9	9
15-200-1173	$X_{N2,low}$	60/02/38	2,8	1184	15,2	1,7	4

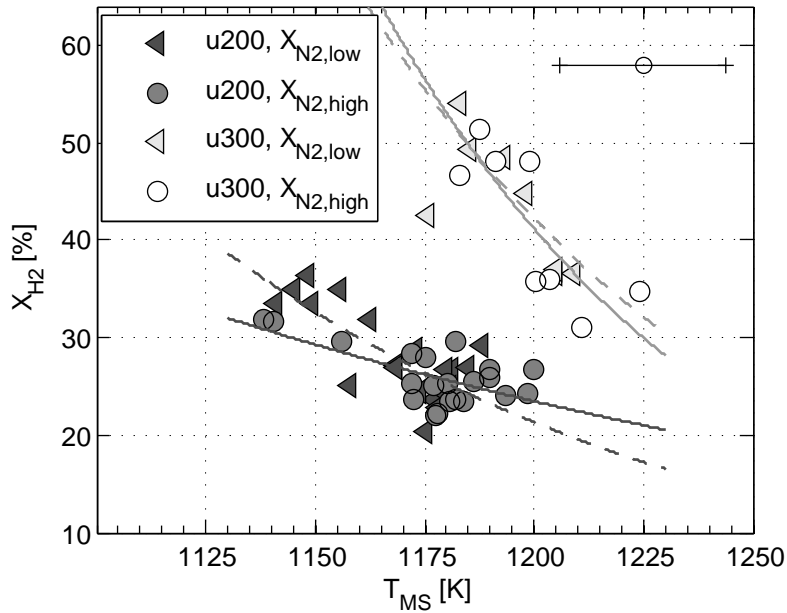


Abbildung 5.3.:  $\text{H}_2$ -Molanteile im Brennstoff bei Flammenstabilisierung in der Mischstrecke in Abhängigkeit der Heißgas-Temperatur  $T_{MS}$  bei dem Basis-Druck von  $p_{MS} = 15$  bar. Die abgeschätzte Temperaturunsicherheit (vgl. Abschnitt 5.1) ist oben rechts abgebildet.

verschiedenen Eindringtiefen,  $X_{N2,high}$  und  $X_{N2,low}$ , für jeweils beide untersuchten Heißgas-Geschwindigkeiten  $u_{MS} = 200$  und  $300$  m/s. Die durchgezogenen Linien stellen Ausgleichskurven der Form  $X_{H2} = a \cdot e^{b \cdot T_{MS}}$  der jeweiligen Fälle dar. Diese Form greift die aufgrund der kinetischen Zusammenhänge erwartete exponentielle Abhängigkeit der  $\text{H}_2$ -Konzentration bei Zündung von der Temperatur auf (vgl. Abschnitt 2.1). Unterhalb der betreffenden Punkte ist keine stabile Flamme in der Mischstrecke zu erwarten, sodass sie die hier definierten Stabilisierungsgrenzen bilden.

Generell offenbart die Abbildung eine signifikante Temperaturabhängigkeit der  $\text{H}_2$ -Konzentration, ab welcher sich eine Flamme stabilisiert. Für die beiden untersuchten Heißgas-Geschwindigkeiten ergeben sich jedoch unterschiedliche Sensitivitäten: Die Stabilisierungsgrenzen bei der höheren Geschwindigkeit ( $u_{MS} = 300$  m/s) weisen eine deutlich stärkere Abhängigkeit auf ( $dX_{H2} \approx 20\text{-}30\%$  über  $dT_{MS} \approx 50$  K) als jene bei der niedrigeren Geschwindigkeit ( $u_{MS} = 200$  m/s:  $dX_{H2} \approx 5\text{-}15\%$  über  $dT_{MS} \approx 50$  K). Überdies ist bei der hohen Geschwindigkeit von  $u_{MS} = 300$  m/s ein stabiler Betrieb der Reheat-Brennkammer bei dem angestrebten Sollwert von  $\lambda = 2,5$  möglich, unterhalb von  $T_{MS} \approx 1173$  K.

Die Gegenüberstellung der Heißgasgeschwindigkeiten zeigt ferner, dass die Stabilisierungsgrenzen bei  $u_{MS} = 300$  m/s gegenüber  $200$  m/s zu höheren  $\text{H}_2$ -Konzentrationen hin verscho-

ben sind. Bei einer gegebenen Temperatur lässt die höhere Geschwindigkeit entsprechend eine höhere  $H_2$ -Konzentration ohne Flammenstabilisierung zu. Wie groß der Unterschied ist, hängt aufgrund der verschiedenen Sensitivitäten von der Temperatur ab. Liegt die Differenz der  $H_2$ -Anteile bei  $T_{MS} = 1200$  K bei  $dX_{H_2} \approx 10\%$ , so beträgt sie bei der Basis-Temperatur ( $T_{MS} = 1173$  K) etwa  $dX_{H_2} \approx 20\text{-}35\%$ .

Im Vergleich mit Literaturdaten erscheint der Verlauf der ermittelten Kurven durchaus plausibel. Sowohl Blouch und Law [12] als auch Langille et al. [76] untersuchten Selbstzünd-Temperaturen in Abhängigkeit des  $H_2$ -Anteils in  $H_2/N_2$ -Gemischen unter Atmosphärendruck in Gegenstrom-Konfigurationen. Blouch und Law verwendeten erhitze Luft, Langille et al. heißes Abgas als Gegenstrom zu  $H_2/N_2$ . Beiden Untersuchungen zufolge ergeben sich Bereiche unterschiedlicher Sensitivitäten der Zündtemperatur auf den  $H_2$ -Gehalt, wie die Daten von Blouch und Law beispielhaft veranschaulichen (vgl. Abbildung 5.4). Für niedrige  $H_2$ -Anteile, kleiner 15-20%, nimmt die Zündtemperatur mit steigendem  $H_2$ -Anteil stark ab und weist somit eine bedeutende Abhängigkeit bezüglich der  $H_2$ -Konzentration auf. Hingegen verändert sich die Zündtemperatur bei hohen  $H_2$ -Anteilen, von oberhalb 20-25%, lediglich geringfügig, und ist demnach kaum mehr abhängig vom  $H_2$ -Anteil. Übertragen auf die vorliegenden Konfiguration würde dies dem beobachteten steileren Kurvenverlauf im Bereich höherer  $H_2$ -Konzentrationen entsprechen, während die Temperatursensitivität gegen niedrigere  $H_2$ -Konzentrationen hin abnimmt. Die unterschiedlichen Temperatursensitivitäten zwischen  $u_{MS} = 200$ - und  $300$  m/s könnten sich folglich gemäß [12] daraus ergeben, dass die Stabilisierung für  $u_{MS} = 200$  m/s eher im Bereich niedrigerer  $H_2$ -Konzentrationen und für  $300$  m/s bei höheren Konzentrationen stattfindet. Der Übergangsbereich von geringeren zu höheren Sensitivitäten ist Blouch und Law zufolge zusätzlich abhängig von der Turbulenzintensität. Da die Geschwindigkeitserhöhung von  $u_{MS} = 200$  auf  $300$  m/s höchstwahrscheinlich auch zu größeren turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten führt [135], könnte sich der Bereich der Sensitivitätsänderung zwischen den  $u_{MS} = 200$ - und  $300$  m/s-Stabilisierungsgrenzen verschieben.

Auffällig ist der beträchtliche Versatz der Stabilisierungsgrenzen zwischen beiden Geschwindigkeiten. Ein Grund hierfür liegt vermutlich in der Beeinflussung der Zündverzugszeit durch die Geschwindigkeitserhöhung. Der Zündverzug ist ein entscheidender Parameter, ob die Flamme in der Mischstrecke stabilisieren kann. Wie Abschnitt 5.3.2 zeigen wird, entwickelt sich nur aus Zündereignissen relativ nahe der Brennstoffzufuhr eine stabile Flamme, die folglich eine gewisse Zündverzugszeit unterschreiten. Eine überschlägige Abschätzung der Zündverzugszeiten ergibt, dass für  $u_{MS} = 300$  m/s im Mittel etwas kürzere Zündverzugszeiten zu einer Stabilisierung führen als bei der niedrigeren Geschwindigkeit. Eine Verkürzung der Zündverzugszeit bei sonst gleichen Randbedingungen kann durch einen höheren  $H_2$ -Anteil

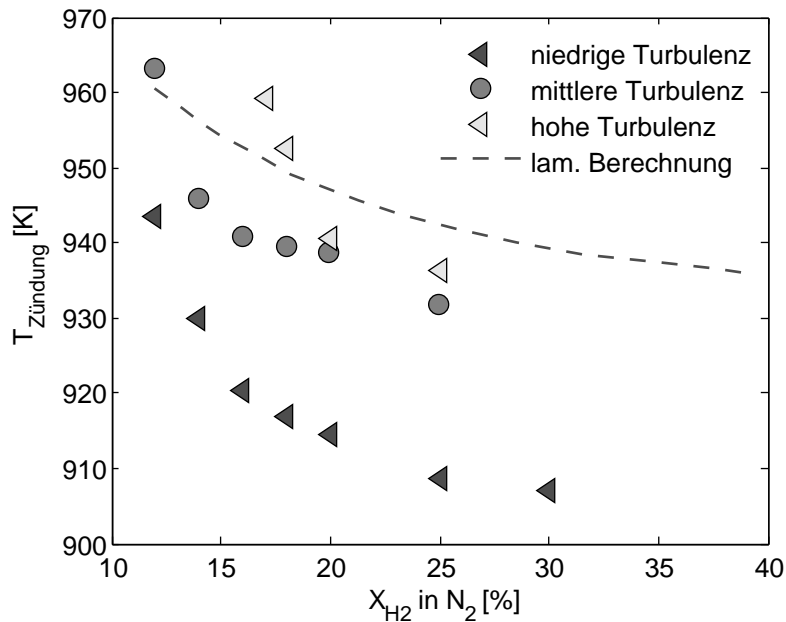


Abbildung 5.4.: Einfluss der  $\text{H}_2$ -Konzentration im Brennstoff auf die Selbstzündtemperatur in einer Gegenstrom-Anordnung für verschiedene Turbulenzintensitäten (6, 8 und 12%) bei  $p = 1$  bar, nach Blouch und Law [12].

erreicht werden. Somit scheinen etwas höhere  $\text{H}_2$ -Konzentrationen bei Stabilisierung plausibel.

Einen zusätzlichen Einfluss könnte die Turbulenzintensität nehmen. Wie bereits erwähnt, erhöht die größere Heißgas-Geschwindigkeit vermutlich auch die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten [135]. Diese können ab einer gewissen Höhe die Zündung verzögern [12, 96]. In der Studie von Blouch und Law führte die alleinige Erhöhung der Turbulenzintensität dazu, dass bei einer gegebenen  $\text{H}_2/\text{N}_2$ -Zusammensetzung die Zündtemperatur signifikant anstieg. Es ist demnach möglich, dass auch hier die erhöhte Turbulenzintensität dazu führt, dass eine höhere  $\text{H}_2$ -Konzentration nötig wird, um die verzögernde Auswirkung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten auszugleichen und eine Zündung innerhalb der für die Stabilisierung erforderlichen Zündverzugszeit zu bewirken.

Bezüglich der unterschiedlichen Eindringtiefen  $X_{\text{N}_2, \text{high}}$  und  $X_{\text{N}_2, \text{low}}$  ergeben sich kaum Differenzen in den Stabilisierungsgrenzen, insbesondere für  $T > 1173$  K. Die stabilisierende Zündung erfolgt demnach bei ähnlichen  $\text{H}_2$ -Konzentrationen im Brennstoffstrahl, was folglich eine unterschiedliche Luftzahl bedingt: Da im Falle von  $X_{\text{N}_2, \text{high}}$  ein um rund 40% höherer  $\text{N}_2$ -Massenstrom zugegeben wird als bei  $X_{\text{N}_2, \text{low}}$ , ist ein übereinstimmender  $\text{H}_2$ -Anteil gleichbedeutend mit einem höheren  $\text{H}_2$ -Massenstrom und somit brennstoffreicheren globalen Verhältnissen bei  $X_{\text{N}_2, \text{high}}$  (z. B.  $\lambda = 8,0$  ( $X_{\text{N}_2, \text{high}}$ ) verglichen zu  $\lambda = 12,5$  ( $X_{\text{N}_2, \text{low}}$ ) bei  $X_{\text{H}_2}/X_{\text{N}_2}$

= 25/75%). Dies verdeutlicht, dass für die Stabilisierungsgrenze die Brennstoffzusammensetzung gegenüber der globalen Luftzahl ausschlaggebend ist. Bei näherer Betrachtung der lokalen Verhältnisse ist dies nachvollziehbar: Eine übereinstimmende Brennstoffzusammensetzung bedeutet bei einem gegebenen Mischungs Zustand, festgelegt durch einen bestimmten Mischungsbruch  $\xi$  (vgl. Gleichung 2.20), gleiche lokale Stöchiometrie und Temperatur, welche großteils für die Zündung verantwortlich sind. So ergibt sich beispielsweise bei einem Mischungsbruch von  $\xi = 0,3$  und  $X_{H_2}/X_{N_2} = 25/75\%$  eine lokale Luftzahl von  $\lambda = 2,11$ . Allerdings bedingen die verschiedenen Eindringtiefen unterschiedliche Mischungscharakteristika und fluiddynamische Verhältnisse, welche ebenfalls bedeutend für die Selbstzündung sein können. Die Ergebnisse legen jedoch nahe, dass diese unter den vorliegenden Bedingungen für das Stabilisierungsverhalten von untergeordneter Relevanz sind.

### 5.2.2. Druck-Abhängigkeit

Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die  $H_2$ -Konzentrationen über dem Druck für die nominellen Temperaturen von  $T_{MS} = 1143$  K und  $1173$  K separat aufgetragen (vgl. Abbildungen 5.5 und 5.6). Unter Abbildung 5.5 fallen Messungen mit Temperaturen unterhalb von  $1165$  K, unter Abbildung 5.6 solche mit Temperaturen zwischen  $1165$  und  $1195$  K. Zudem sind je Druckvariation ( $p_{MS} = 10$  und  $5$  bar) der Temperatureinfluss auf die Stabilisierungsgrenzen in einem gesonderten Diagramm dargestellt (vgl. Abbildungen 5.7 und 5.8).

Zusammengefasst zeigen Abbildungen 5.5 und 5.6 entweder einen verzögernden Einfluss einer Druckerhöhung auf die Selbstzündung, oder keine signifikante Auswirkung. Anders als es bei Kohlenwasserstoffen zu erwarten wäre, wirkt sich ein erhöhter Druck unter den gegebenen Bedingungen demnach nicht beschleunigend, sondern tendenziell zündverzögernd aus. Wie in Abschnitt 5.4 eingehender diskutiert werden wird, liegt dies in der komplexen Druckabhängigkeit der Wasserstoffchemie innerhalb eines gewissen Temperaturfensters begründet. Dabei ist bei den beiden nominellen Temperaturen ein ähnliches Verhalten zu beobachten: Wie bereits in der Temperaturvariation, weisen die verschiedenen Geschwindigkeiten ( $u_{MS} = 200$  und  $300$  m/s) einen qualitativ unterschiedlichen Kurvenverlauf auf. Bei den  $200$  m/s-Messpunkten verzögert sich die Zündung leicht bei der Druckerhöhung von  $p_{MS} = 5$  auf  $10$  bar, sodass eine um  $dX_{H_2} \approx 5-10\%$  erhöhte  $H_2$ -Konzentration ermöglicht wird. Bei einer weiteren Druckanhebung auf  $p_{MS} = 15$  bar verbleiben die jeweiligen Fälle quasi auf dem gleichen Niveau, auf welchem die Mittelwerte innerhalb von  $dX_{H_2} \approx 2,5\%$  übereinstimmen. Hingegen ist für die Variationen basierend auf  $u_{MS} = 300$  m/s zwischen den  $5$ - und  $10$  bar Punkten keine Änderung ersichtlich, mit Ausnahme des  $T = 1143$  K- $X_{N_2,low}$  Falles. Ein erheblicher Unterschied zeigt sich dafür im Vergleich zwischen  $p_{MS} = 10$  und  $15$  bar. Der Druckanstieg auf  $15$  bar ermöglicht, dass die angestrebten Brennstoffbedingungen (vgl.

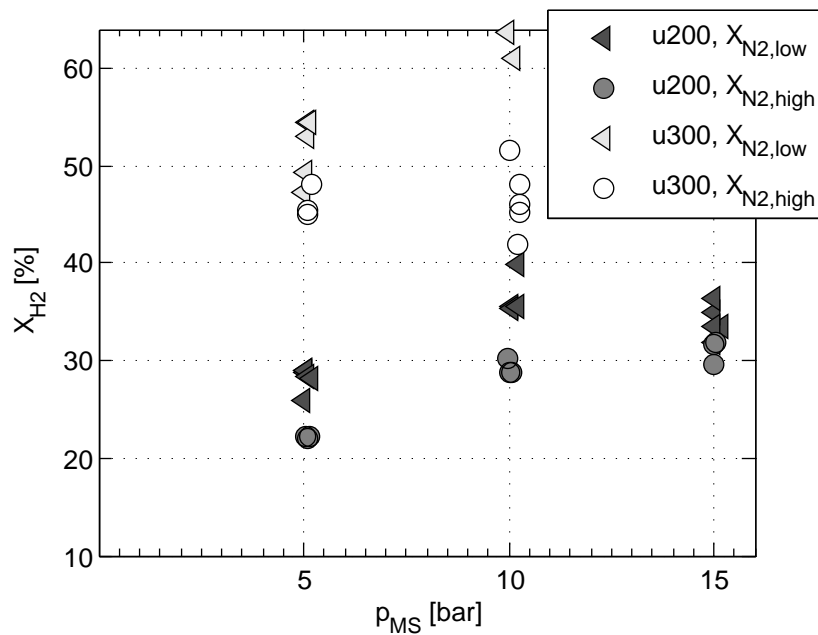


Abbildung 5.5.: H<sub>2</sub>-Molanteile im Brennstoff bei Flammenstabilisierung in der Mischstrecke in Abhängigkeit des Drucks  $p_{MS}$  für die nominelle Temperatur von  $T_{MS} = 1143$  K.

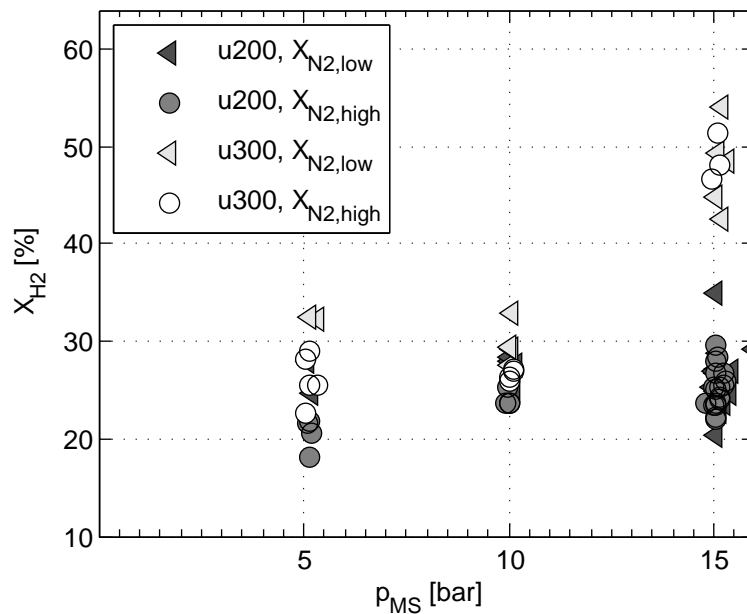


Abbildung 5.6.: Gemäß Abbildung 5.5, für die nominelle Temperatur von  $T_{MS} = 1173$  K.

Abschnitt 3.3.2) ohne flammenstabilisierende Selbstzündung unterhalb von  $T_{MS} \approx 1173$  K erreicht werden (vgl. Abbildungen 5.3 und 5.5). Für  $1173 \text{ K} < T_{MS} < 1195 \text{ K}$  steigen die  $\text{H}_2$ -Konzentration bei Zündung von  $X_{\text{H}_2} \approx 30\%$  bei  $p_{MS} = 10$  bar auf  $X_{\text{H}_2} \approx 50\%$   $p_{MS} = 15$  bar (vgl. Abbildung 5.6). Für beide untersuchten Geschwindigkeiten ergeben sich somit Änderungen in der Stabilisierungsgrenze, allerdings verschieden ausgeprägt und zwischen unterschiedlichen Drücken. Eventuell lässt sich auch dieses Verhalten durch die mit der Geschwindigkeit erhöhten Turbulenzintensität erklären, die den bei Zündung dominierenden Reaktionspfad beeinflussen kann. Dieser Aspekt wird ebenfalls zusammen mit der Diskussion der kinetischen Vorgänge aufgegriffen (vgl. Abschnitt 5.4).

Um den Einfluss der Temperatur bei den unterschiedlichen Drücken besser zu verdeutlichen, sind in Abbildungen 5.7 und 5.8 die  $\text{H}_2$ -Konzentrationen bei Flammenstabilisierung über  $T_{MS}$  für jeweils  $p_{MS} = 10$  und  $5$  bar aufgetragen, ähnlich wie im vorausgehenden Abschnitt für den Basis-Druck von  $p_{MS} = 15$  bar. Bei beiden Drücken offenbart sich für die bei  $u_{MS} = 200$  m/s gemessenen Stabilisierungsgrenzen im Vergleich zu  $u_{MS} = 300$  m/s eine geringere Temperatursensitivität der  $\text{H}_2$ -Konzentration zwischen nominell  $T_{MS} = 1143$  K und  $T_{MS} = 1173$  K. Ebenso wie schon bei der Temperaturvariation bei  $15$  bar deutlich wurde, beträgt auch bei  $p_{MS} = 10$  bar  $dX_{\text{H}_2} \approx 5 - 10\%$ . Die geringste Differenz weisen die bei  $5$  bar gemessenen Punkte auf, wo mit  $dX_{\text{H}_2} \approx 2\%$  zwischen den beiden Temperaturen nahezu keine Unterschied erkennbar ist. Allerdings ist zu beachten, dass die bei  $5$  bar,  $X_{N_2,high}$  gemessenen niedrigsten Temperaturen etwas höher liegen als die der übrigen Messpunkte. Die Stabilisierungsgrenzen basierend auf  $u_{MS} = 300$  m/s weisen hingegen bei allen Drücken eine weitaus größere Temperatursensitivität auf als die  $u_{MS} = 200$  m/s-Fälle. Wie bereits für  $p_{MS} = 15$  bar, ermöglicht eine Temperaturerhöhung von nominell  $dT = 30$  K einen Anstieg um  $X_{\text{H}_2} \approx 20\%$  bei  $p_{MS} = 5$  und  $10$  bar. Insgesamt ist das Verhalten folglich vergleichbar jenem bei  $15$  bar und könnte auf die in Abschnitt 5.2.1 erwähnte geringe Temperatursensitivität bei niedrigen  $\text{H}_2$ -Konzentrationen zurückzuführen sein, welche hin zu höheren Konzentrationen zunimmt.

Eine Gegenüberstellung der beiden Eindringtiefen deutet ein etwas unterschiedliches Verhalten bei verschiedenen Drücken an. Während bei  $15$  bar die Differenz zwischen den Eindringtiefen marginal ist, ist sie bei den niedrigen Drücken etwas stärker ausgeprägt. So stabilisieren bei  $p_{MS} = 5$  bar die  $X_{N_2,low}$ -Fälle mit  $dX_{\text{H}_2} \approx 5-10\%$  bei höheren  $\text{H}_2$ -Konzentrationen als die  $X_{N_2,high}$ -Gemische. Bei  $10$  bar scheint das Verhalten temperaturabhängig zu sein: Bei den höheren Temperaturen (etwa  $T_{MS} > 1173$  K) stabilisieren die  $X_{N_2,low}$ -Punkte im Mittel bei etwa um  $3\%$  höheren  $\text{H}_2$ -Konzentrationen als die  $X_{N_2,high}$ -Punkte. Die Differenz vergrößert sich bei niedrigeren Temperaturen. Der größte Unterschied tritt mit  $dX_{\text{H}_2} \approx 15\%$  bei  $T_{MS} = 1143$  K,  $u_{MS} = 300$  m/s,  $p_{MS} = 10$  bar auf. Dies könnte da herrühren,

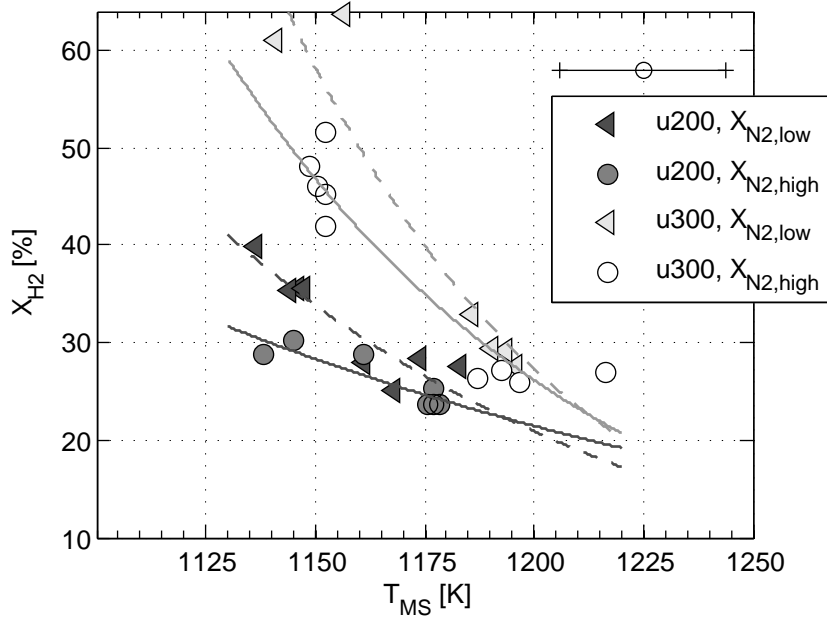


Abbildung 5.7.:  $H_2$ -Molanteil im Brennstoff bei Flammenstabilisierung in der Mischstrecke in Abhängigkeit der Heißgas-Temperatur  $T_{MS}$  bei  $p_{MS} = 10$  bar, einschließlich der abgeschätzten Temperaturunsicherheit (vgl. Abschnitt 5.1).

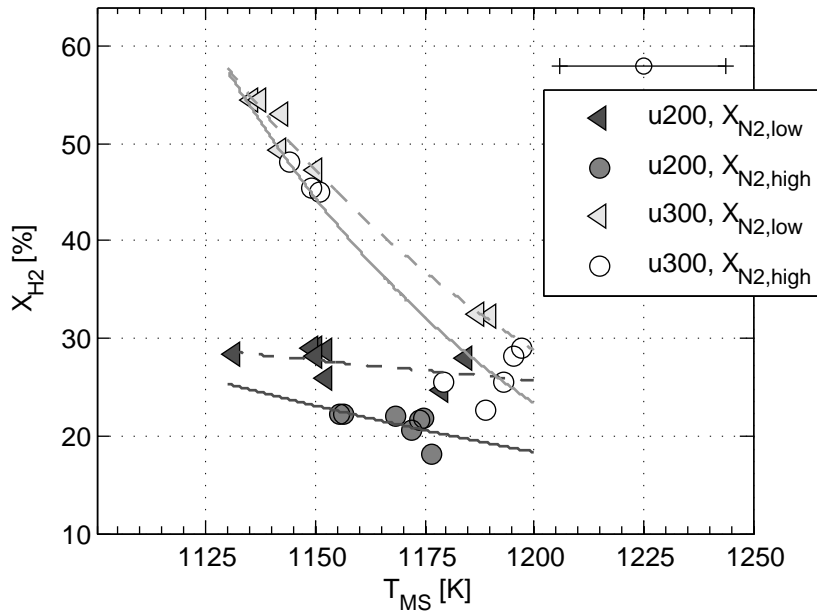


Abbildung 5.8.: Gemäß Abbildung 5.7, bei  $p_{MS} = 5$  bar.



dass in diesem Konzentrationsbereich nicht nur eine erhöhte Temperatursensitivität, sondern auch eine größere Sensitivität der flammenstabilisierenden Zündung auf die unterschiedlichen Mischungscharakteristika vorliegt. Wie in Abschnitt 5.5.6 diskutiert wird, beeinflussen die Bedingungen, insbesondere vermutlich die Brennstoffkonzentrationen, entscheidend, ob die Stabilisierungsgrenzen eines Gemisches eine Sensitivität auf die Eindringtiefe aufweisen.

### 5.2.3. Einfluss von Erdgas

Um den Unterschied der  $H_2/NG/N_2$ -Brennstoffe gegenüber den 2-Komponenten-Gemischen einordnen zu können, vergleicht Abbildung 5.9 ihren  $H_2$ -Anteil bei Stabilisierung über der Temperatur, ähnlich Abbildung 5.3. Diese Gegenüberstellung bei entsprechenden nominellen Randbedingungen ( $p_{MS} = 15$  bar,  $u_{MS} = 200$  m/s) verdeutlicht eine signifikante Verzögerung der Stabilisierung durch kleine Erdgasanteile gegenüber den reinen  $H_2/N_2$ -Brennstoffen unter den vorliegenden Bedingungen. Der im Brennstoff vorhandene Erdgasgehalt von  $X_{NG} \approx 4\%$  ( $X_{N2,high}$ ) bzw.  $2\%$  ( $X_{N2,low}$ ) ermöglicht einen im Mittel um  $dX_{H2} \approx 15\%$  ( $X_{N2,high}$ ) bzw.  $dX_{H2} \approx 35\%$  ( $X_{N2,low}$ ) höheren  $H_2$ -Anteil, verglichen mit den 2-Komponenten-Gemischen, bevor sich eine stabile Flamme in der Mischstrecke etabliert. Die durchschnittliche Gesamtzusammensetzung des Brennstoffstrahls bei den 3-Komponenten-Gemischen beträgt  $X_{H2}/X_{NG}/X_{N2} \approx 40/04/56\%$  ( $X_{N2,high}$ ) bzw.  $X_{H2}/X_{NG}/X_{N2} \approx 60/02/38\%$  ( $X_{N2,low}$ ), im Vergleich zu  $X_{H2}/X_{N2} \approx 25/75\%$  bei den 2-Komponenten-Gemischen (beide Eindringtiefen).

Der erheblich stabilisierungsverzögernde Einfluss von Erdgas spiegelt sich ebenfalls in den einzelnen Experimenten wider: Zwar erfolgte die Flammenstabilisierung in acht Versuchen während der Anhebung des  $H_2$ -Massenstroms (Schritt 3 in der Einstellung eines höheren  $H_2$ -Gehaltes, vgl. Abschnitt 5.1); bei vier Wiederholungen ereignete sie sich jedoch während des Absenkens des Erdgasmassenstroms (Schritt 2), obwohl dies die globale Luftzahl temporär von  $\lambda = 2,8$  auf  $3,0$  an hob. Beide dieser Schritte bedingten jedoch einen Anstieg des Wasserstoffanteils an den reaktiven Komponenten im Brennstoff,  $X_{H2/NG}$  (vgl. Gleichung 5.1). Die Befunde legen daher nahe, dass  $X_{H2/NG}$  eine entscheidende Rolle in der Flammenstabilisierung zukommt, auch gegenüber der globalen Stöchiometrie.

Für die beiden Eindringtiefen,  $X_{N2,high}$  und  $X_{N2,low}$ , offenbart der Vergleich einen unterschiedlich hohen  $H_2$ -Gehalt im reaktiven Anteil des Brennstoffes bei Flammenstabilisierung. Die Gemische mit der hohen Strahleindringung,  $X_{N2,high}$ , stabilisieren im Mittel bei  $\bar{X}_{H2/NG} = 91\%$ , während die Fälle mit geringer Eindringtiefe,  $X_{N2,low}$ , bei  $\bar{X}_{H2/NG} = 96\%$  stabilisieren. Um diesen Befund zu bestätigen, wurde zusätzlich das  $X_{N2,low+}$ -Experiment durchgeführt (vgl. Abschnitt 5.1). Hierbei wurde ausgehend von niedriger Strahleindringung und  $X_{H2/NG} = 93\%$ , bei stabilem Betrieb der Brennkammer ohne Flamme in der Mischstrecke,

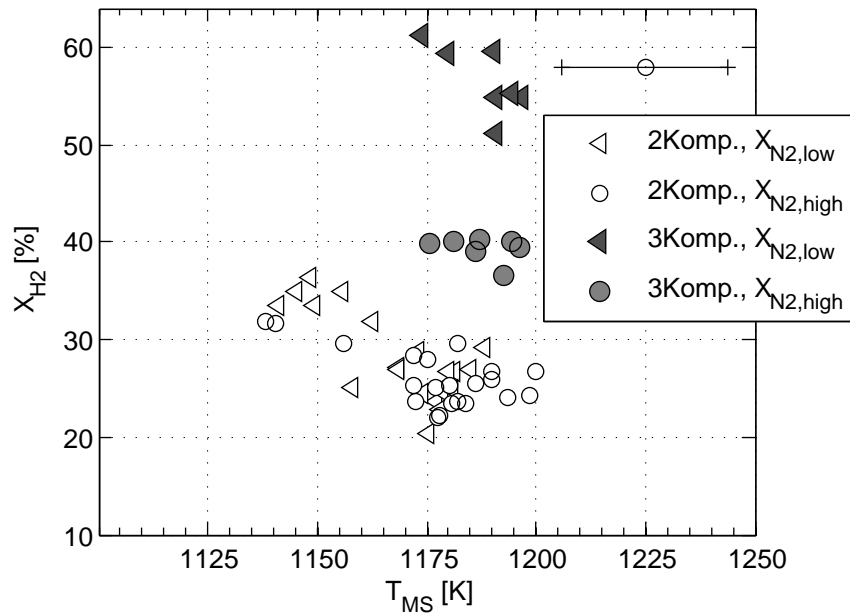


Abbildung 5.9.:  $H_2$ -Molanteil der 3-Komponenten-Brennstoffgemische bei Flammenstabilisierung in der Mischstrecke einschließlich der abgeschätzten Temperaturunsicherheit (vgl. Abschnitt 5.1).

ausschließlich der  $N_2$ -Massenstrom erhöht, wodurch sich die Eindringtiefe vergrößerte. Dieses Vorgehen führte zu einer Flammenstabilisierung bei einem Impulsstromdichte-Verhältnis von  $J = 1,8$ . Das Prozedere wurde insgesamt dreimal wiederholt, wobei eines der Stabilisierungsergebnisse mit der Hochgeschwindigkeits-Kamera aufgezeichnet wurde. Die Zusatzversuche belegen, dass eine höhere Verdünnung, gleichbedeutend mit einer größeren Eindringtiefe, in der vorliegenden Konfiguration eine erhöhte Tendenz zur Flammenstabilisierung mit sich bringt. Mögliche Gründe hierfür werden anhand der detaillierten Betrachtungen diskutiert, sowohl im Rahmen der anschließend beschriebenen Selbstzündcharakteristik als auch innerhalb des Prozesses der Flammenstabilisierung (vgl. Abschnitt 5.5).

Insgesamt zeigen die Stabilisierungsgrenzen eine hohe Temperaturabhängigkeit mit einem die Flammenstabilisierung beschleunigenden Temperatureinfluss. Ein erhöhter Druck zeigt keinerlei Auswirkung oder wirkt verzögernd auf die Stabilisierung. Somit verhält sich die Druckabhängigkeit umgekehrt, als es beispielsweise im Vergleich zu Erdgas zu erwarten wäre. In beiden Fällen, sowohl für die Temperatur- als auch für die Druckvariationen, ergeben sich für die beiden Heißgasgeschwindigkeiten von  $u_{MS} = 200$  und  $300$  m/s unterschiedliche Sensitivitäten der Stabilisierungsgrenzen. Um das Zustandekommen der Stabilisierungsgrenzen genauer zu ergründen, befasst sich der folgende Abschnitt zunächst mit Details der einzelnen Selbstzündereignisse.

## 5.3. Charakteristik der Selbstzündung

Mit einer Videokamera von herkömmlicher zeitlicher Auflösung (ca. 50 Hz) tritt eine Flamme typischerweise ohne zuvor erkennbares Flackern in der Mischstrecke innerhalb eines Bildwechsels auf. Lediglich bei den 5 bar-Versuchen der niedrigen Eindringtiefe ist teilweise ein Flackern zu erkennen.

Wesentliche Einzelheiten eines beobachteten Selbstzündereignisses lassen sich mittels der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen erkennen. Dabei weisen die Betriebspunkte trotz unterschiedlicher  $H_2$ -Konzentrationen während der Stabilisierung eine ähnliche Charakteristik auf, wie sie anschließend beschrieben wird. Auch bei den 5-bar-Betriebspunkten, bei welchen makroskopisch ein Flackern auftritt, stabilisiert die Flamme auf vergleichbare Art und Weise. Das Flackern ergibt sich dadurch, dass sich teilweise die bereits stabilisierte Flamme nach einigen Millisekunden von der Brennstoffzufuhr löst und aus der Mischstrecke hinausgetragen wird. Ein Zündereignis wird hier als stabilisierend definiert, wenn die Flamme länger als 60 Bilder (2 ms) an der Brennstoffzufuhr verankert ist, sodass auch ein solches Selbstzündereignis als stabil bezeichnet wird.

### 5.3.1. Zündkern-Klassifizierung

Zunächst tritt die Selbstzündung als räumlich und zeitlich separierte Region auf, als ein sogenannter Zündkern, wie er in Abbildung 5.10 dargestellt ist. Dieser wächst an und wandert in Richtung der Brennstoffzufuhr, wo er letztendlich stabilisiert (vgl. Abschnitt 5.5). Neben Zündkernen, die in einer stabilen Flamme münden, wurden solche detektiert, die aus der Mischstrecke herausgetragen wurden und keine stabile Verbrennung zur Folge hatten. Entsprechend werden die Kerne klassifiziert als sogenannte *stabilisierende* Zündkerne, welche in einer stabilen Flamme in der Mischstrecke resultieren, und als *nicht-stabilisierende*, die herausgetragen werden. Innerhalb eines Selbstzündversuchs traten in einer detektierten Serie zunächst nicht-stabilisierende Kerne auf, bevor letztendlich der stabilisierende entstand, der die Flamme initiierte.

Daneben ist eine weitere Klassifizierung möglich. Es ist zu beobachten, dass einige Zündkerne ohne die Anwesenheit weiterer Kerne in der Mischstrecke entstanden, d. h. kein Zündkern hatte sich unmittelbar zuvor in der Mischstrecke gebildet. Diese werden als *primäre* Kerne bezeichnet. Hingegen werden solche, die in Gegenwart von mindestens einem weiteren Zündkern auftraten, als *sekundäre* Kerne benannt. Diese beiden in Abbildung 5.11 veranschaulichten Zündkern-Klassifizierungen gelten zunächst unabhängig voneinander, d. h. beispielsweise können stabilisierende Kerne sowohl primärer als auch sekundärer Natur sein. Abschnitt 5.5 wird allerdings zeigen, dass durchaus ein Zusammenhang bestehen könnte. Zuvor beschränkt sich die Unterscheidung hauptsächlich auf nicht-stabilisierende und stabilisierende Kerne.

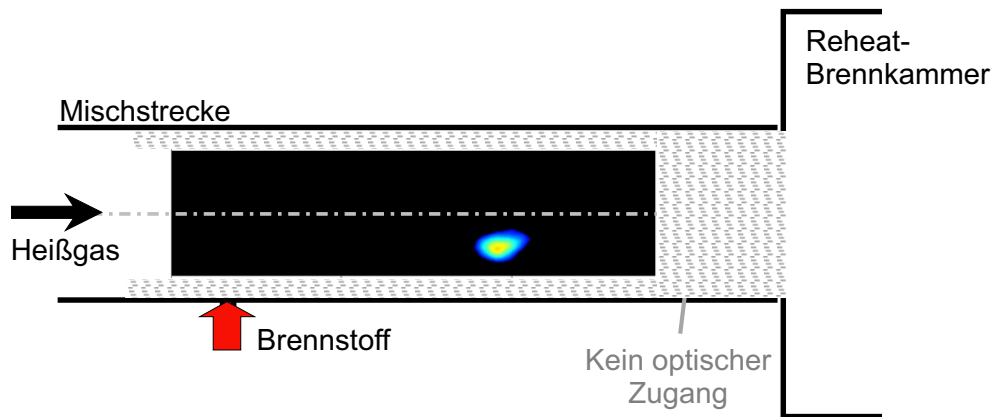


Abbildung 5.10.: Beispiel des ersten Auftretens eines Zündkerns, aus Messungen von C. Arndt [3].

### 5.3.2. Ort des ersten Auftretens

Die Positionen, an denen die Zündkerne in der Mischstrecke nach Entstehung erstmals detektiert wurden, sind aus Abbildung 5.12 ersichtlich. Sie zeigt die Orte des ersten Auftretens, wie sie aus den Lumineszenzbildern nach dem in Abschnitt 3.4.4 beschriebenen Vorgehen bestimmt wurden. Dargestellt sind die Basis-Betriebspunkte der 2-Komponenten-Gemische mit unterschiedlichen Eindringtiefen ( $X_{N_2,low}$  und  $X_{N_2,high}$ ), bei welchen aus allen Betriebspunkten die meisten Wiederholungen existieren. Dabei sind die Hauptcharakteristika ebenso für die übrigen Betriebspunkte der 2- und 3-Komponenten-Gemische zu beobachten. Für einige Versuche, nicht für alle, liegen durch den Einsatz zweier Kameras Informationen in drei Raumrichtungen vor. Die Ansichten von der Seite sind in den linken, diejenigen von oben in den rechten Abbildungen zu sehen. Die blauen (kleinen) Symbole bezeichnen die nicht-stabilisierenden Kerne, während die roten (großen) die stabilisierenden Kerne einer Serie darstellen. In Ergänzung zu den Entstehungsorten sind in den seitlichen Bildern die

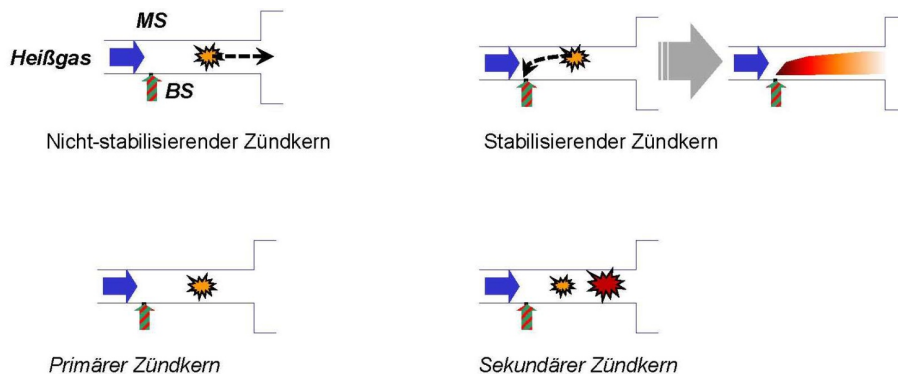


Abbildung 5.11.: Klassifizierung der Zündkerne, schematisch dargestellt.

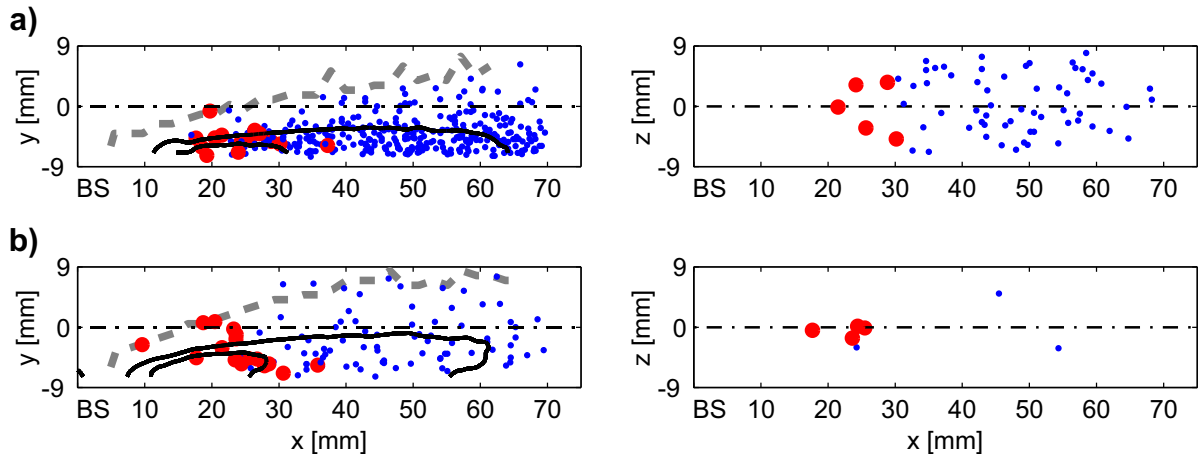


Abbildung 5.12.: Entstehungsorte der Zündkerne (von seitlich und oben) gewonnen aus Lumineszenzaufnahmen, hier bei Basis-Bedingungen in der Mischstrecke (2-Komponenten-Gemische) (a) BP  $X_{N2,low}$ , b) BP  $X_{N2,high}$ ). In den seitlichen Ansichten (links) sind die Isolinien der gemittelten axialen Geschwindigkeitsfelder überlagert (vgl. Abschnitt 4.1.2) (durchgezogene Linien,  $u_{MS} = 100$  und  $150$  m/s) sowie die Trajektorien der maximalen Geschwindigkeiten (gestrichelte Linie).

repräsentativ für  $X_{N2,low}$  und  $X_{N2,high}$  ermittelten Geschwindigkeitsfelder angedeutet, die in Abschnitt 4.1.2 detailliert vorgestellt wurden.

Generell offenbart die Abbildung, dass sich die Zündkerne in axialer Richtung stromab von etwa  $x \approx 10$  mm praktisch über den gesamten sichtbaren Bereich erstrecken. Die weite Verteilung stimmt überein mit Selbstzünduntersuchungen von Wasserstoff in turbulenter, nicht-vorgemischter Umgebung von Markides und Mastorakos [96], die ebenfalls eine weite Streuung von Kernen fanden. Auch DNS-Simulationen zeigen ein solches Verhalten [99, 29]. Ursache hierfür ist die starke Abhängigkeit der Selbstzündung von sowohl den lokalen Bedingungen, als auch der spezifischen Historie eines Fluidvolumens hinsichtlich Temperatur, Mischungsbruch und lokaler Streckung. Insbesondere bei Wasserstoff sind zudem diffusive Prozesse von Bedeutung. Die sich während der Mischung ständig ändernden lokalen Bedingungen resultieren schließlich in einer gewissen Zündverzugszeit, die stark unterschiedlich ausfallen kann. Dies führt zu differierenden Abständen des Zündortes von der Brennstoffzufuhr. Solche Gaspakete, die über ihre Verweilzeit hinweg in Summe den zündförderndsten Bedingungen unterworfen sind, zünden mit dem geringsten Abstand bezüglich der Brennstoffzufuhr.

Hinsichtlich der  $y$ -Positionen der Zündkerne werden zwischen dem  $X_{N2,low}$ - und dem  $X_{N2,high}$ -Fall Unterschiede ersichtlich. In Abbildung 5.12 a) entstehen die Kerne vornehm-

lich in der unteren Hälfte der Mischstrecke, während sich in Abbildung 5.12 b) einige Kerne deutlich oberhalb der Mittellinie befinden. Dies ist ebenfalls repräsentativ für die übrigen  $X_{N_2,low}$ - bzw.  $X_{N_2,high}$ -Betriebspunkte und ist auf die unterschiedlichen Eindringtiefen des Brennstoffstrahls in die Mischstrecke zurückzuführen. In  $z$ -Richtung nehmen die Kerne ab  $x \approx 30$  mm die sichtbare Breite der Mischstrecke ein, was offenbart, dass sich der Brennstoffstrahl spätestens in diesem Bereich über mindestens die Sichtbreite des Kanals aufgeweitet hat.

Bezüglich nicht-stabilisierender und stabilisierender Kerne verdeutlicht ein Vergleich die unterschiedlichen axialen Positionen, an denen die Kerne entstehen. Dies zeigt sich ebenso für die übrigen, hier nicht dargestellten Betriebspunkte, wobei sich die Regionen teilweise überlappen. In einer einzelnen Serie für sich betrachtet stabilisiert stets der am weitesten stromauf entstehende Kern. Bei den 2-Komponenten-Gemischen bilden sich die stabilisierenden Zündkerne in einem axialen Bereich von  $x \approx 10 - 40$  mm, bei den 3-Komponenten-Gemischen von  $x \approx 7 - 24$  mm. Der Unterschied zwischen den Bereichen wird in Abschnitt 5.5 aufgegriffen und diskutiert. Nicht-stabilisierende Kerne treten stromab von  $x \approx 20$  mm auf. Die Relation zu dem axialen Geschwindigkeitsfeld legt nahe, dass hierin ein Grund für die Separation liegt. Die stabilisierenden Kerne befinden sich im Bereich niedriger axialer Geschwindigkeiten im Strahl-Nachlauf, deutlich stromauf der  $u_x = 150$  m/s-, eher im Bereich der  $u_x = 100$  m/s-Isolinie. Vermutlich liegen hier die Flammengeschwindigkeiten der entstehenden Zündkerne oberhalb oder gleichauf mit den lokalen axialen Strömungsgeschwindigkeiten, sodass in diesem Bereich Zündkerne nicht unmittelbar stromab transportiert werden, sondern sich stromauf ausbreiten und eine stabile Flamme initiieren können. Weitere anknüpfende Überlegungen werden in Abschnitt 5.5 angeführt. Die Überlappung von Bereichen stabilisierender und nicht-stabilisierender Zündkerne resultiert aller Wahrscheinlichkeit nach aus erheblichen Fluktuationen des instantanen Geschwindigkeitsfeldes (vgl. Abschnitt 4.1.2), welche ebenfalls Fluktuationen im Mischungsfeld implizieren.

### 5.3.3. Zündverzugszeit

Die vorausgehenden Ausführungen legen nahe, dass ein Zündkern nur dann in einer stabilen Flamme resultieren kann, wenn er stromauf einer bestimmten axialen Position ( $x < 40$  mm) auftritt. Dies setzt voraus, dass ein Fluidelement eine ausreichend kurze Zündverzugszeit aufweist, sodass es innerhalb der betreffenden Region zur Zündung kommt. Anders ausgedrückt, können nur Zündkerne unterhalb einer bestimmten Zündverzugszeit in einer stabilen Flamme münden. Dieser Zündverzug wurde anhand der  $x$ -Positionen der stabilisierenden Kerne und der nominellen Geschwindigkeiten für den jeweiligen Betriebspunkt abgeschätzt, und wird nachfolgend als *kritische experimentelle Zündverzugszeit*  $\tau_{exp,krit}$  bezeichnet. Natur-

lich ergibt dies nur eine grobe, vermutlich unterschätzte Zündverzugszeit. Denn der exakte Wert entspricht der Verweilzeit des zündenden Fluidelements, das sich entlang einer Trajektorie mit sich ständig ändernder Geschwindigkeiten bewegt. Ein Vergleich mit detaillierter numerischer Simulation ergibt eine Größenordnung des Fehlers, welcher durch diese Abschätzung zu erwarten ist. Die Simulation wurde in der vorliegenden Konfiguration unter Basis-Randbedingungen in der Mischstrecke durchgeführt [61]. Die Zündverzugszeit, gemessen ab dem Zugabezeitpunkt des Wasserstoffes, ergab sich zu rund 0,22 ms (Zündkernposition bei  $x \approx 30$  mm) [60]. Die Abschätzung anhand der nominellen Geschwindigkeit und der axialen Position liefert  $\tau_{exp,krit} = 0,15$  ms, sodass sich ein Fehler von rund einem Faktor 1,5 ergibt.

Abbildung 5.13 stellt  $\tau_{exp,krit}$  für alle Betriebspunkte zusammen, wobei jeweils der Durchschnittswert aller Wiederholungsmessungen (Kreis-Symbol) sowie der minimale und maximale Wert aufgetragen sind. Alle Betriebspunkte zusammengenommen, bewegt sich  $\tau_{exp,krit}$  für die 2-Komponenten-Gemische in einem Bereich von 0,04 - 0,23 ms. Zu beachten ist, dass die 5-bar-Punkte hierbei die erwähnten Unsicherheiten im Zündkernort und somit in der Zündverzugszeit aufweisen (vgl. Abschnitt 3.4.4). Ein Vergleich der Drücke und Temperaturen miteinander lässt keinen systematischen Unterschied zwischen den Betriebspunkten erkennen. Lediglich bei höheren Geschwindigkeiten tritt die Zündung im Mittel etwas früher auf, was in den, trotz höherer mittlerer Geschwindigkeiten, vergleichbaren axialen Positionen begründet liegt. Bemerkenswert ist, dass sich die Bereiche der Zündverzugszeiten (min-max) der niedrigeren und hohen Geschwindigkeiten erkennbar überlappen.

Die kritischen Zündverzugszeiten der 3-Komponenten-Gemische sind in Relation zu den 2-Komponenten-Gemischen recht kurz, insbesondere verglichen mit den sonstigen 200 m/s-Betriebspunkten. Dieser Umstand wird gemeinsam mit weiteren Beobachtungen in Abschnitt 5.5 eingehender diskutiert.

### 5.3.4. Einfluss von Erdgas

Im Gegensatz zu den 2-Komponenten-Gemischen wurden bei den  $H_2/NG/N_2$ -Brennstoffen zusätzlich Serien aufgezeichnet, die aufgrund ihres Erdgasgehaltes eine stationäre Brennstoffeindüsung ermöglichten und nicht in einer stabilen Flamme mündeten. Diese Serien offenbaren, dass auch bei solchen makroskopisch stationären Verhältnissen bereits – nicht-stabilisierende – Zündkerne auftreten. Interessant ist es nun zu untersuchen, wie sich die Variation von  $X_{H_2/NG}$  auf den Zündkernort auswirkt, da dies implizit das Verhalten des Zündverzugs beinhaltet. In Abbildung 5.14 sind die minimalen axialen Abstände von Zündkernen bezüglich der Brennstoffzufuhr,  $L_{min}$ , über  $X_{H_2/NG}$  für jeden Testlauf aufgetragen, der mit der Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen wurde, wobei zwischen  $X_{N_2,high}$ - und  $X_{N_2,low}$ -Fällen unterschieden wird. Berücksichtigt werden zur besseren Vergleichbarkeit aus-

## 5. UNTERSUCHUNG DER SELBSTZÜNDUNG

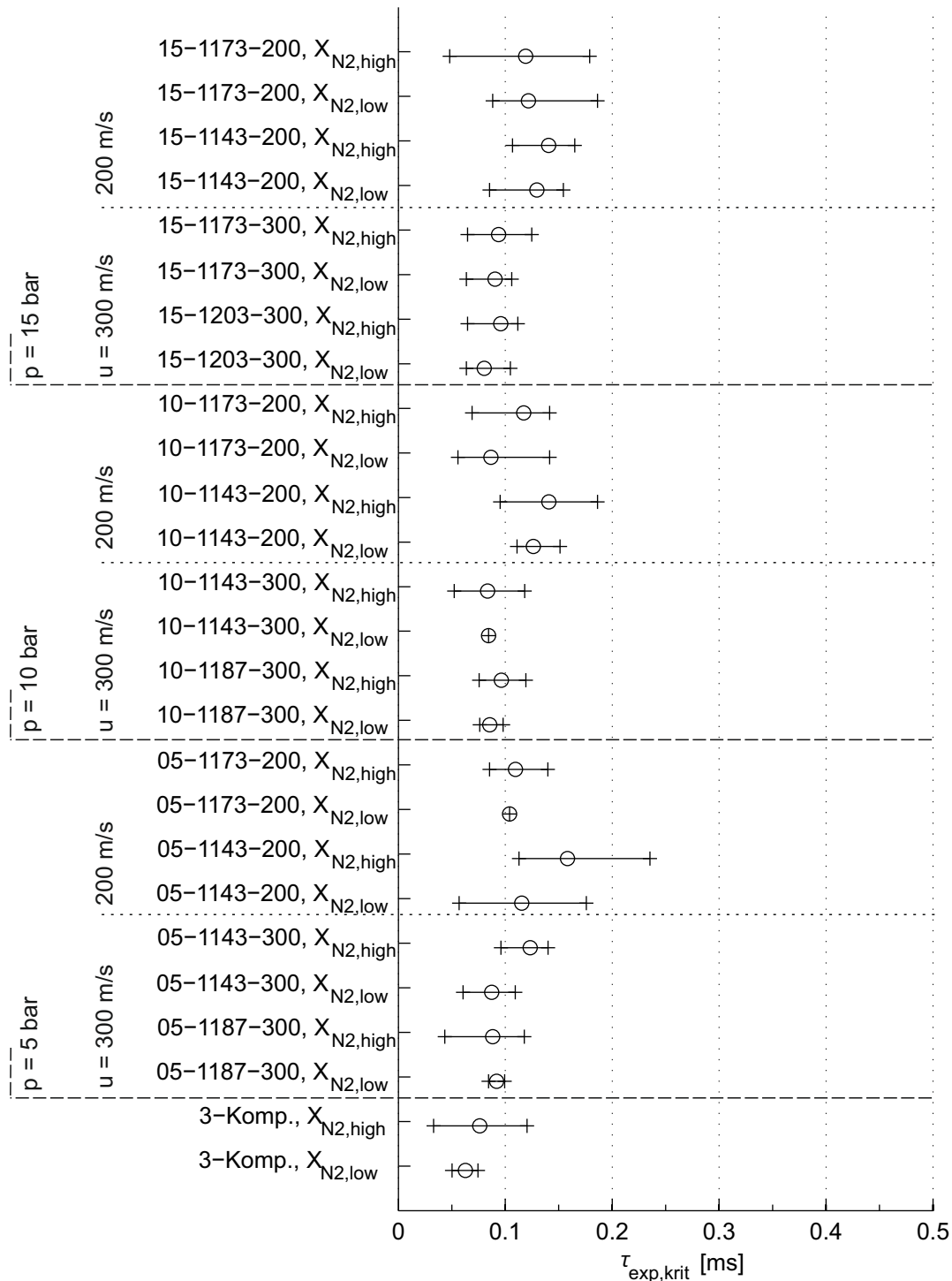


Abbildung 5.13.: Experimentelle Zündverzugszeiten, die zu einer stabilen Flamme in der Mischstrecke führen, abgeschätzt anhand der Positionen stabilisierender Zündkerne und nomineller Geschwindigkeiten. Aufgetragen sind jeweils der Durchschnittswert aller Wiederholungen (Kreis-Symbol) pro Betriebspunkt sowie minimale und maximale Werte.



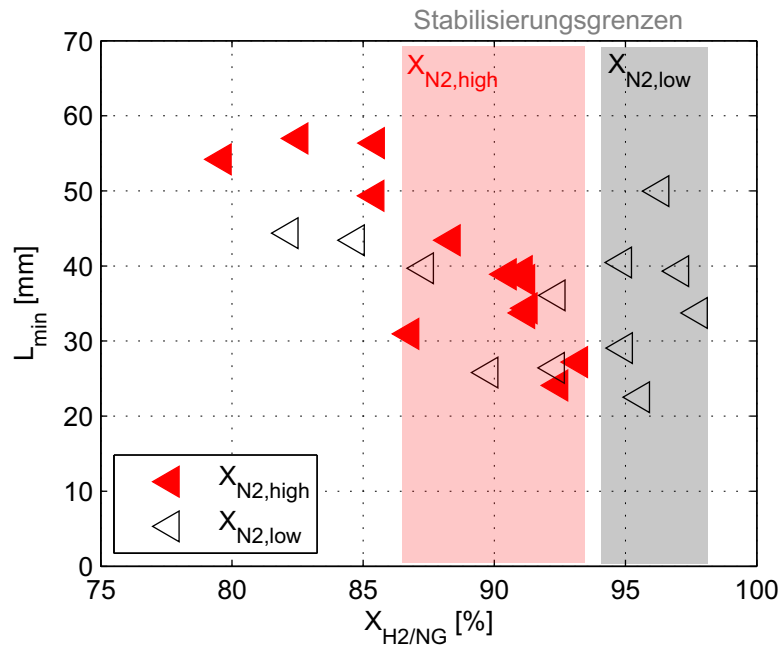


Abbildung 5.14.: Einfluss des Wasserstoffanteils an den reaktiven Komponenten im Brennstoff,  $X_{H2/NG}$ , auf den Entstehungsort primärer Kerne mit dem geringsten Abstand in einer Serie bezüglich der Brennstoffzufuhr,  $L_{min}$ . Zusätzlich sind die Bereiche markiert, in welchen Flammenstabilisierung auftritt.

schließlich primäre Kerne, da in Aufnahmen bei niedrigem Wasserstoffgehalt ( $X_{H2/NG}$ ) zum Teil lediglich primäre Kerne detektiert wurden. Diese Darstellung ist auch insofern sinnvoll, als sich bei den 3-Komponenten-Gemischen die sekundären Kerne unterschiedlich zu den primären verhalten, indem sie vermutlich durch den Einfluss bereits vorhandener Kerne weiter stromauf entstehen können, wie an anderer Stelle diskutiert wird (vgl. Abschnitt 5.5.5). So wäre die Position der Sekundärkerne nicht mehr ausschließlich eine Funktion von  $X_{H2/NG}$  in der gegebenen Konfiguration. Neben den Positionen der Zündkerne sind diejenigen  $X_{H2/NG}$ -Bereiche markiert, in welchen es zur Flammenstabilisierung kommt.

Die Abbildung offenbart einen allgemeinen Trend, dass die Zündkerne mit steigendem  $H_2$ -Anteil (geringerem Erdgas) näher an der Brennstoffzufuhr entstehen. Für beide Eindringtiefen verringert sich  $L_{min}$  um etwa 50% zwischen den Bereichen der niedrigsten und höchsten untersuchten  $H_2$ -Anteile, für  $X_{N2,high}$  von  $L_{min} \approx 55$  mm auf  $L_{min} \approx 25$  mm und für  $X_{N2,low}$  von  $L_{min} \approx 45$  mm auf  $L_{min} \approx 20$  mm. Dies belegt, dass die hier getesteten geringen Erdgasgehalte von kleiner als 20% am reaktiven Brennstoffanteil die Selbstzündung signifikant beeinflussen, indem sie die Zündverzugszeiten verlängern, sodass die Kerne zunächst vergleichsweise weit stromab der Brennstoffzufuhr entstehen. Mit weiter sinkendem NG- (steigendem  $H_2$ -Anteil) geht der zündhemmende Effekt zurück und die Kerne rücken näher an

die Brennstoffzufuhr. Das Verhalten ähnelt dem, das Ju und Niioka [64] in einer numerischen Untersuchung der Selbstzündung von  $H_2/CH_4$ -Gemischen in Luft ( $T = 1200, 1300, 1400$  K) in einer Überschall-Mischungsschicht beobachteten. In ihrer Studie verkürzte sich die Distanz der Zündung ab dem Ort der reaktiven Gemischbildung um rund 50%, bei einer Erhöhung der Wasserstoffanteile von  $X_{H_2} = 85$  auf 100%. Die hierzu angeführte Erklärung, dass bereits kleine Anteile von  $CH_4$  als Radikalsenke wirken und somit die Zündung verzögern, stimmt überein mit jener von Thiessen et al. [146]. Gemäß Thiessen et al. ist dies das charakteristische Verhalten für Druck- und Temperaturbedingungen, unter denen die Zündung von den Kettenverzweigungs-Reaktionen dominiert ist (vgl. Abschnitt 2.1.5).

Im Vergleich der Fälle hoher und niedriger Strahleindringung ( $X_{N_2,high}$  und  $X_{N_2,low}$ ) zeigt sich für  $X_{H_2/NG} < 95\%$  ein ähnliches Verhalten der primären Zündkerne. Wenn überhaupt, treten die Kerne der  $X_{N_2,low}$ -Fälle etwas weiter stromauf auf, was mit der niedrigeren  $N_2$ -Verdünnung dieser Fälle zusammenhängen könnte. Die überwiegend ähnliche Verteilung von  $L_{min}$  primärer Zündkerne deutet darauf hin, dass die Selbstzündung zunächst nicht in großem Maße von den unterschiedlichen Mischungscharakteristika aufgrund der unterschiedlichen Strahl-Eindringtiefen beeinflusst wird. Insbesondere erklärt dieses Verhalten nicht, weshalb die  $X_{N_2,high}$ -Zündkerne früher in einer stabilen Flamme münden, d. h. bei durchschnittlich niedrigerem Wasserstoff-Anteil ( $\bar{X}_{H_2/NG} = 91\%$  vs.  $\bar{X}_{H_2/NG} = 96\%$  bei  $X_{N_2,low}$ , vgl. Abschnitt 5.2.3). Es liegt daher nahe, dass die Ursache hierfür im Prozess der Flammenstabilisierung zu suchen ist, weshalb die Beobachtung in Abschnitt 5.5 erneut aufgegriffen wird.

### 5.4. Homogen-kinetische Berechnungen

Die vorangehenden Ausführungen belegen, dass die Flammenstabilisierung in der Mischstrecke mit der Bildung von Zündkernen in einem bestimmten axialen Bereich zusammenhängt. Die Fähigkeit von Zündkernen, dort zu entstehen, ist eng an die Zündverzugszeit gekoppelt. Diese wiederum hängt entscheidend von Temperatur, Druck und Zusammensetzung ab, die den dominanten Reaktionspfad bestimmen sowie die Induktionszeit, nach welcher schließlich die Zündung einsetzt. Um das chemisch-kinetische Verhalten unter gegebenen Randbedingungen einzuschätzen und so Rückschlüsse auf Druck- und Temperatureinflüsse zu ziehen, werden ergänzende homogen-kinetische Berechnungen unter experimentell relevanten Randbedingungen vorgestellt. Die Berechnungen wurden von der VT-Abteilung Chemische Kinetik durchgeführt [107]. Nach Vorstellung der Resultate werden sie unter Bezugnahme auf die experimentellen Ergebnisse diskutiert. Da homogen-kinetische Berechnungen definitionsgemäß Inhomogenitäten wie Interaktion durch turbulente Mischung oder Wärmeleitung außer Acht lassen, dienen sie hier nicht zur Nachbildung des Experiments, sondern lediglich, um Tendenzen und Sensitivitäten aufzuzeigen, welche durch die Kinetik nahegelegt werden.

Zudem lässt sich aus den Berechnungen der reaktivste Mischungsbruch abschätzen, der einen Rückschluss auf die ungefähre Lage der initialen Zündreaktionen im Mischungsfeld erlaubt [99].

### 5.4.1. Spezifikationen

Zur Durchführung der Berechnungen diente das Programm-Paket CHEMKIN II. In einem Durchlauf wurde zunächst ein Oxidatorgemisch modelliert, das hinsichtlich Temperatur und Zusammensetzung dem experimentellen Heißgas entsprach. Dies geschah in einer Sequenz aus perfekt vorgemischtem Reaktor (*Perfectly Stirred Reactor*, PSR) und Kolbenstromreaktor (*Plug Flow Reactor*, PFR), welche die Erdgasverbrennung bei mageren Verhältnissen sowie anschließende Luftzumischung und Wärmeverluste simulierte. Die Selbstzündreaktion wurde anschließend durch Zugabe des Brennstoffes in einem PFR initiiert. Die Zündverzugszeit wurde anhand des maximalen Temperaturgradienten bei Zündung ( $\tau_{hom} = t([dT_{hr}/dt]_{max})$ ) ermittelt [107]. Die Berechnungen basieren auf dem Reaktionsmechanismus RDv06-NGQ, welcher innerhalb des relevanten Temperatur- und Druckbereiches sowie für relevante Brennstoffe unter anderem durch Herzler und Naumann [54] und Kéromnes et al. [70] validiert wurde. Er gründet auf dem RAMEC-Mechanismus von Petersen et. al. [115], wobei sein H<sub>2</sub>-Subsystem durch den Mechanismus von Li et al. [85] gebildet wird.

Um verschiedene experimentelle Randbedingungen abzubilden und Brennstoffvariationen sowie diversen Mischungszuständen innerhalb eines Experiments Rechnung zu tragen, wurde eine Vielzahl von homogenen Systemen berechnet. Sie umfassen Drücke von 5, 10 und 15 bar, wobei die Oxidator-Temperatur mit 1173 K zunächst der der experimentellen Basis entsprach. Die Brennstofftemperatur betrug  $T_{BS} = 303$  K. Die Zusammensetzung des Brennstoffes wurde ähnlich dem Experiment variiert: Für die 2-Komponenten-Gemische wurde schrittweise das H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub>-Verhältnis erhöht ( $X_{H_2} = 0,01-0,8$ ), während für die 3-Komponenten-Gemische bei konstant gehaltenem Stickstoffanteil ( $X_{N_2} = 35$  bzw. 55%) das Verhältnis zwischen Wasserstoff und Erdgas variiert wurde ( $X_{H_2/NG} = 0,0-1,0$ , mit  $0,0 \leq X_{H_2/NG} \leq 0,9$ : Schittweite 0,05 und  $0,9 \leq X_{H_2/NG} \leq 1,0$ : Schittweite 0,01). Erdgas wurde hierbei durch ein Gemisch aus 95% CH<sub>4</sub> und 5% C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> simuliert. Für jede Brennstoffzusammensetzung wurden unterschiedliche Mischungszustände über die Variation der Luftzahl nachgestellt, welche korreliert ist mit dem Mischungsbruch  $\xi$  zwischen Brennstoff und Oxidator (vgl. Gleichung 2.22). So ergibt sich für bestimmte Randbedingungen ( $p, T$ ) eine Matrix an homogen-kinetischen Berechnungen, welche die unterschiedlichen Konzentrations- und Mischungszustände in einem Experiment repräsentiert.

### 5.4.2. System-Verhalten der H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub>-Gemische

Abbildung 5.15 stellt zunächst das Verhalten im homogenen System der H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub>-Gemische bei unterschiedlichen Drücken dar. Hierzu ist die Zündverzugszeit  $\tau_{hom}$  über dem molaren Mischungsbruch  $\xi_{mol}$  aufgetragen, welcher die unterschiedlichen Mischungszustände charakterisiert (reines Heißgas:  $\xi_{mol} = 0$ ). Zusätzlich ist auf der oberen  $x$ -Achse die Temperatur abgebildet, wie sie sich näherungsweise aus dem Mischungsbruch unter Annahme konstanter Wärmekapazitäten ergibt (vgl. Gleichung 2.23). Ein geringerer Mischungsbruch bedeutet, dass sich weniger kalter Brennstoff im Gemisch befindet und geht daher mit einer steigenden Gemischtemperatur  $T_{mix}$  einher. Für jeden Druck entspricht die durch die Punktschar gebildete obere Einhüllende dem niedrigsten H<sub>2</sub>-Gehalt im Brennstoff ( $X_{H_2} = 0,01$ ), während sich die untere aus dem höchsten H<sub>2</sub>-Anteil ( $X_{H_2} = 0,8$ ) ergibt. Bei gegebenem Mischungsbruch beschleunigen demnach wie erwartet höhere H<sub>2</sub>-Gehalte im Brennstoff die Zündung. Die Abhängigkeit ist logarithmischer Natur und daher für niedrige  $X_{H_2}$ -Konzentrationen besonders ausgeprägt, wie Abbildung 5.16 veranschaulicht. Diese illustriert den Verlauf der Zündverzugszeit über dem H<sub>2</sub>-Anteil für beispielhafte Mischungsbrüche, welche zudem verdeutlichen, dass sich der Verlauf des Zündverzugs je nach Mischungszustand unterscheidet.

Betrachtet man in Abbildung 5.15 zunächst jeden der drei Drücke separat, so ist festzustellen, dass die Zündverzugszeiten jeweils ein Minimum bei sehr niedrigen Mischungsbrüchen aufweisen ( $\xi_{mol} \approx 0,01$  für  $p = 15$  und  $10$ , sowie  $\xi_{mol} \approx 0,05$  für  $p = 5$  bar). Diese Minima sind auf die Überlagerung zweier Effekte zurückzuführen: Die mit sinkendem Mischungsbruch steigende Gemischtemperatur  $T_{mix}$  sorgt einerseits für eine Verkürzung der Zündverzugszeiten. Zugleich geht die H<sub>2</sub>-Konzentration im Brennstoff-Oxidator-Gemisch zurück, was für sich betrachtet die Zündung verzögert. Der beschleunigende Temperatureffekt überwiegt den verzögernden der zurückgehenden H<sub>2</sub>-Konzentration bis hin zu sehr niedrigen Mischungsbrüchen. Entsprechend der in Abschnitt 2.1.6 beschriebenen Theorie des reaktivsten Mischungsbruches führt dies dazu, dass die initiale Zündung im praktischen System weit im Brennstoffarmen, bei geringen Brennstoffkonzentrationen zu erwarten ist.

Aus dem Vergleich der Drücke miteinander wird ersichtlich, dass sich innerhalb des Mischungsbruch-Bereiches von rund  $0,2 < \xi_{mol} < 0,12$  die Druckabhängigkeit umkehrt, d. h. dass die Zündverzugszeiten bei gegebenem  $\xi_{mol}$  mit Druckerhöhung abnehmen. Dies deutet an, dass das System hier aus dem Niedertemperatur-Bereich, in dem die Zündung über die Kettenfortpflanzung mit R2.10 dominiert, in den Hochtemperatur-Bereich übergeht, wo die Zündung über die Kettenverzweigungsreaktion R2.6 abläuft. Das Übergangsgebiet ist geprägt durch die Konkurrenz der Ketterverzweigungsreaktion R2.6 und der Kettenabbruchreaktion R2.10 und weist eine weitaus höhere Temperatursensitivität auf. Der Umschlag erfolgt zunächst für niedrigere Drücke (vgl. Abschnitt 2.1.4), was besagte umgekehrte Druckabhän-

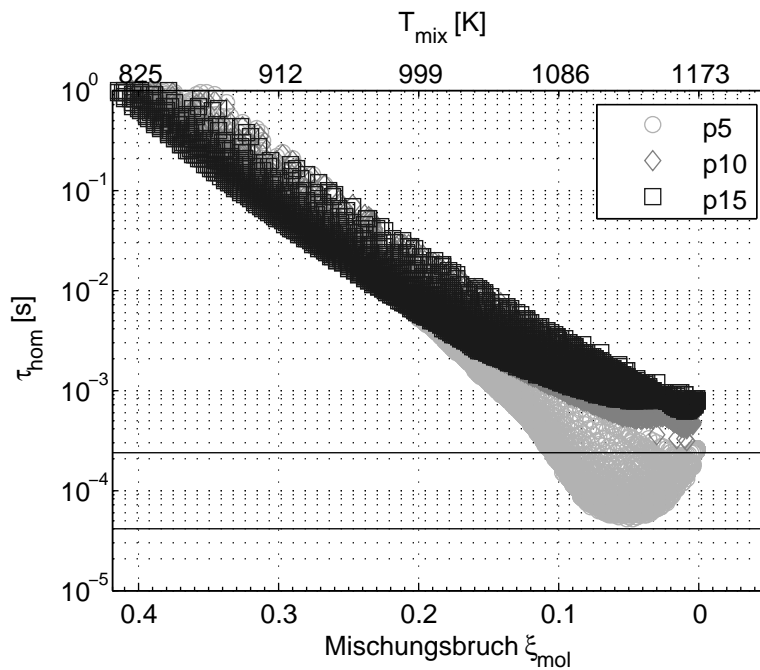


Abbildung 5.15.: Homogene Zündverzugszeiten in Abhängigkeit des molaren Mischungsbruches für unterschiedliche  $\text{H}_2$ -Konzentrationen im Brennstoff ( $0,01 \leq X_{\text{H}_2} \leq 0,8$ ) und verschiedene Drücke [107]. Die obere  $x$ -Achse zeigt zudem die Gemischtemperatur (näherungsweise Annahme konstanter Wärmekapazitäten). In Ergänzung markieren die schwarzen Linien den Bereich der experimentell abgeschätzten Zündverzugszeiten, welche zur Flammenstabilisierung führen.

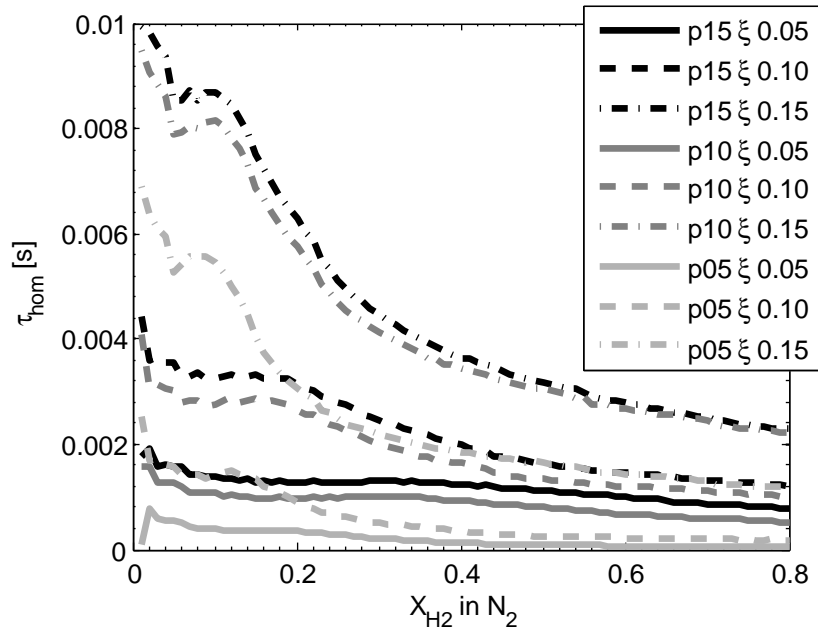


Abbildung 5.16.: Verlauf der Zündverzugszeit mit der  $H_2$ -Konzentration im Brennstoff für unterschiedliche Mischungszustände, definiert über den Mischungsbruch  $\xi_{mol}$ , und verschiedene Drücke.

gigkeit in einem gewissen Temperaturbereich hervorruft, und welche hier für die höchsten vorliegenden Temperaturen erkennbar ist. Der reaktivste Mischungsbruch  $\xi_r$  liegt innerhalb des Bereiches dieser gegensätzlichen Druckabhängigkeit, mit  $\tau_{hom}(5 \text{ bar}) \ll \tau_{hom}(10 \text{ bar}) < \tau_{hom}(15 \text{ bar})$ .

### 5.4.3. Einfluss von Erdgas

Die 3-Komponenten- $(H_2/NG/N_2)$ -Gemische mit einem Stickstoffanteil von  $X_{N_2} = 35$  bzw. 55% werden zunächst lediglich für  $p = 15$  bar dargestellt, dem Druck, bei dem auch die 3-Komponenten-Experimente durchgeführt wurden. Abbildungen 5.17 und 5.18 zeigen das Systemverhalten ebenfalls anhand der Zündverzugszeiten über dem Mischungsbruch. Die Kurvenscharen ergeben sich hier durch die Variation des Wasserstoff-zu-Erdgas-Verhältnisses  $X_{H_2/NG}$ . Der Übergang von farbig hin zu schwarz illustriert abnehmende Erdgasgehalte, wobei die Variationen farblich untergliedert sind: In Blautönen sind  $X_{H_2/NG}$ -Gehalte von 0,0 - 0,8 hinterlegt, während die im Experiment untersuchten  $X_{H_2/NG}$ -Gehalte zwischen 0,8 und 1,0 rot eingefärbt sind.

Auf den ersten Blick wird deutlich, dass die minimalen Zündverzugszeiten der beiden Verdünnungsstufen ( $X_{N_2} = 35\%$  und  $55\%$ ) kaum voneinander abweichen. Im Bereich der reaktivsten Mischungsbrüche, die sich ähnlich wie bei den 2-Komponenten-Gemischen weit auf

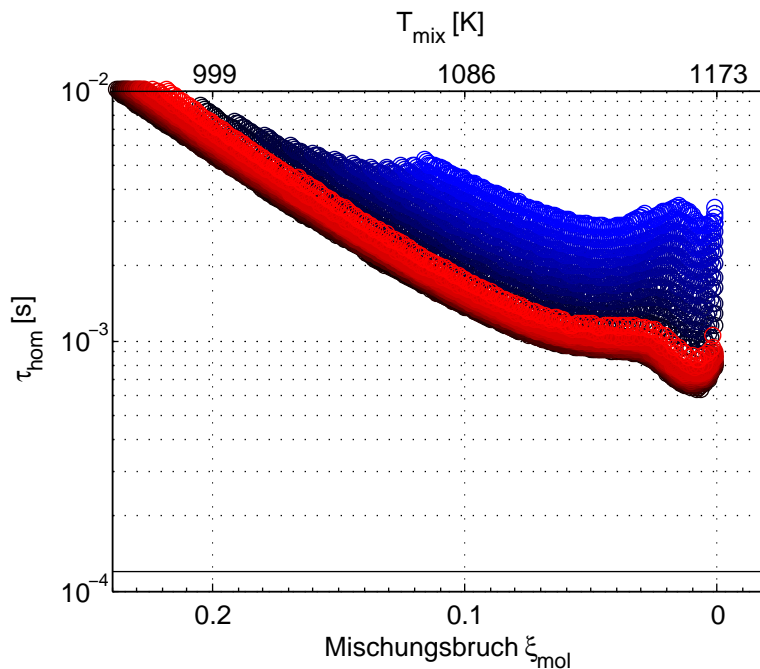


Abbildung 5.17.: Homogene Zündverzugszeiten des  $\text{H}_2/\text{NG}/\text{N}_2$ -Gemisches mit einem  $\text{N}_2$ -Anteil von 35%, in Abhängigkeit des molaren Mischungsbruches [107]. Der Übergang von blau zu schwarz illustriert Wasserstoffgehalte von  $0,0 < X_{\text{H}_2/\text{NG}} \leq 0,8$ , von rot zu schwarz  $0,8 < X_{\text{H}_2/\text{NG}} \leq 1,0$ . Unterhalb der schwarzen Linie liegen die experimentellen Zündverzugszeiten der 3-Komponenten-Brennstoffe.

der Oxidatorseite ( $\xi_{mol} \approx 0,01$ ) befinden, liegt der Unterschied in den Zündverzugszeiten mit  $\Delta\tau_{hom} \approx 0,3 \cdot 10^{(-4)}$  bei lediglich rund 5%. Dieser könnte den andeutungsweise gefundenen Unterschied im ersten Auftreten der Zündkerne bei dem Experiment erklären (vgl. Abbildung 5.14). Bezüglich des Erdgasgehaltes im Brennstoff nimmt die Sensitivität jeweils zu niedrigeren Mischungsbrüchen hin zu: Während sich bei  $\xi_{mol} = 0,3$  der Zündverzug des reinen Wasserstoffes ( $X_{\text{H}_2/\text{NG}} = 1,0$ ) im Vergleich zu reinem Erdgas ( $X_{\text{H}_2/\text{NG}} = 0,0$ ) um rund einen Faktor drei verringert, beträgt die Abnahme im Bereich des reaktivsten Mischungsbruches eher einen Faktor sechs. Dies deckt sich mit dem in der Literatur beschriebenen Verhalten, in dem bei  $p = 15$  bar die Zündverzugszeit von  $\text{H}_2$  jene von Erdgas erst ab etwa  $T > 1000$  K merklich unterschreitet, und der Unterschied bis  $T \approx 1250$  K anwächst [88]. Zwischen  $X_{\text{H}_2/\text{NG}} = 0,8 - 1,0$ , welche rot hinterlegt sind und die experimentell variierten Konzentrationen wiedergeben, verkürzt sich der Zündverzug im Bereich des reaktivsten Mischungsbruches um rund 30%.

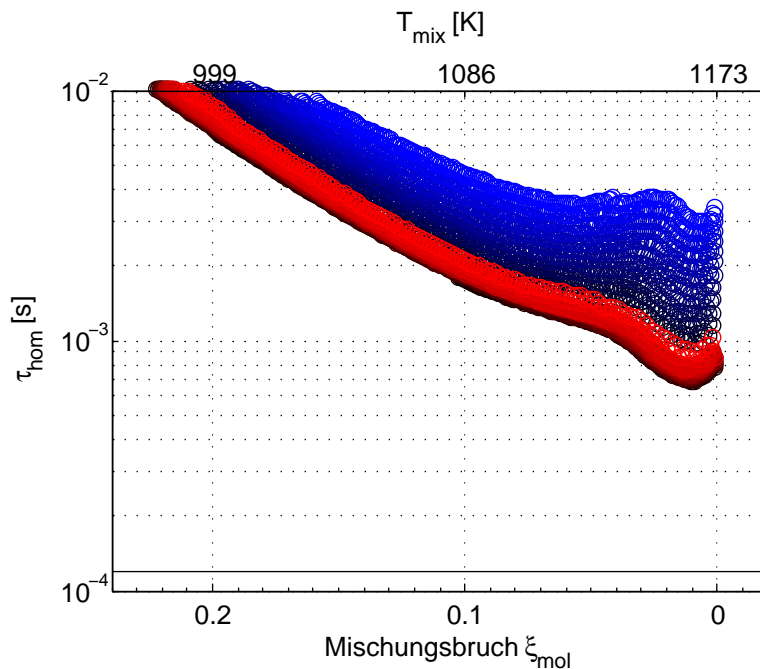


Abbildung 5.18.: Gemäß Abbildung 5.17, mit einem  $N_2$ -Anteil von 55%.

#### 5.4.4. Vergleich und Diskussion

Setzt man die Befunde aus den homogenen Rechnungen in Relation zu den experimentellen Beobachtungen, so fallen einige abweichende Tendenzen auf. Ein beachtlicher Unterschied liegt in der Größenordnung der Zündverzugszeiten. In den Abbildungen 5.15, 5.17 und 5.18 sind die Bereiche der abgeschätzten experimentellen Zündverzugszeiten durch schwarze Linien angedeutet. Sowohl bei den 2- als auch bei den 3-Komponenten-Gemischen unterschreiten die experimentell abgeschätzten Zündverzugszeiten  $\tau_{exp,krit}$  die minimalen des homogenen Systems  $\tau_{hom}$  beträchtlich. Zwar unterliegen die experimentellen Zündverzugszeiten gewissen Unsicherheiten, die jedoch, wie in Abschnitt 5.3.3 begründet, mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht im Bereich einer Größenordnung liegen. So ist diese Abweichung nicht alleine mit den Unsicherheiten in der experimentellen Abschätzung erklärbar. Besonders ausgeprägt ist die Differenz für  $p = 10$  und  $15$  bar, wo die minimalen Zündverzugszeiten um bis zu einer Größenordnung voneinander abweichen. Hingegen nähern sich die berechneten und experimentellen Zündverzugszeiten der 5-bar-Punkte einander an.

Die verschieden ausgeprägten Abweichungen verdeutlichen zudem, dass die Druckabhängigkeit tendenziell unterschiedlich hoch ist. In dem Gebiet der Zündverzugszeit-Minima liegen  $\tau_{hom}$  der 5-bar-Punkte um bis zu einer Größenordnung unterhalb der 10- und 15-bar-Punkte. Demnach wäre zu erwarten, dass bei niedrigem Druck weitaus eher eine Flammenstabilisierung auftritt als bei beiden hohen Drücken. Bei den experimentellen Untersuchungen dagegen



war lediglich ein moderater Unterschied zwischen den 5- und 10 bar-Messungen, nicht aber zwischen 10- und 15 bar festzustellen (vgl. Abbildung 5.6,  $u_{MS} = 200$  m/s), oder die 5- und 10 bar-Punkte lagen gleichauf, während die 15 bar Punkte bedeutend später in einer stabilen Flamme mündeten (vgl. Abbildung 5.6,  $u_{MS} = 300$  m/s).

Eine weitere leichte Unstimmigkeit bildet die Sensitivität bezüglich des Erdgasgehalts der 3-Komponenten-Gemische. Die Änderung von  $X_{H_2/NG}$  zwischen 0,8 und 0,95 resultiert im Experiment in einer Zündverzugs-Reduktion von rund 50%, während sie in den homogenen Berechnungen nur knapp 25% beträgt.

Die Gründe für die Abweichungen können vielfältiger Natur sein. Zum einen bedeutet der Vergleich zwischen realem und homogenem System eine Gegenüberstellung zweier Extrema: Während das eine eine hohe Komplexität in Form von Interaktion der Gaspakete durch turbulente und diffusive Prozesse sowie Wärmeverluste einbezieht, stellt das andere eine Idealisierung dar, welche ausschließlich kinetische Effekte abbildet. Es ist bekannt, dass Turbulenz und Inhomogenitäten wie beispielsweise fluiddynamische Streckung die Zündverzugszeit nicht nur hinsichtlich ihrer Absolutwerte, sondern bezüglich ihrer Sensitivitäten beeinflussen können [12]. Die Größenordnung der hier beobachteten Abweichungen ist allerdings beträchtlich, weshalb weitere mögliche beeinflussende Faktoren in Betracht gezogen werden.

Ein bedeutender Parameter für die Selbstzündkinetik ist die Oxidatortemperatur. Im Übergang zwischen den dominierenden Reaktionspfaden, welcher innerhalb der hier betrachteten Druck- und Temperaturspanne stattfindet, können Temperaturerhöhungen von wenigen 10 K ausreichen, um die Zündverzugszeit um eine Größenordnung zu reduzieren. Dies veranschaulichen beispielsweise Zündverzugszeiten von Wasserstoff in Sauerstoff und Argon ( $\lambda = 2,9$ ) bei unterschiedlichen Drücken von Kéromnes et al. [70] (vgl. Abbildung 5.19). In der vorliegenden Konfiguration existieren hinsichtlich der Temperatur zum einen Unsicherheiten bezüglich des gemessenen Absolutwertes von schätzungsweise 19 K (vgl. Abschnitt 5.1). Zum anderen betrifft dies insbesondere mögliche kleinskalige Temperaturfluktuationen, die sich durch die Mischung von heißem Abgas und Mischluft bei der Heißgaserzeugung ergeben könnten (vgl. Abschnitt 3.2) und welche sich mit Sondenmessmethoden nicht auflösen lassen. Bereits Schwankungen in der zeitlichen Größenordnung von Millisekunden würden aufgrund der kurzen chemischen Zeitskala, innerhalb derer sich die Zündung abspielt, ausreichen, um die Zündverzugszeit signifikant zu beeinflussen. Experimentell sind solche hochfrequenten Fluktuationen unter den gegebenen Randbedingungen kaum zu erfassen. So sind beispielsweise Hitzdrahtsonden, die die benötigte hohe zeitliche Auflösung erreichen könnten, nur bis zu Temperaturen von maximal 850 °C einsetzbar, und dies auch nur bei geringeren Geschwindigkeiten [10]. Daher wurde in einer numerischen Studie das Mischungsverhalten zwischen Abgas und Mischluft simuliert, um herauszufinden, ob und in welcher Größenordnung nen-

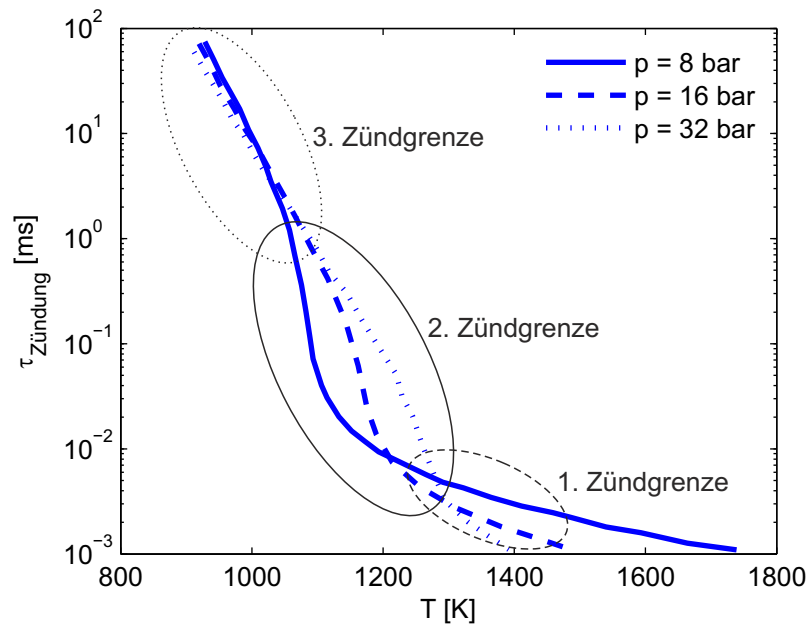


Abbildung 5.19.: Homogene Zündverzugszeiten von Wasserstoff in Sauerstoff und Argon ( $\lambda = 2,9$ ) nach Kéromnes et al. [70]. Zusätzlich sind die den dominierenden Reaktionspfad bezeichnenden Zündgrenzen markiert (vgl. Abschnitt 2.1.4).

nenswerte Temperaturfluktuationen bestehen könnten [121]. Sie ergaben Schwankungen im Millisekundenbereich von bis zu  $\pm 70$  K. Diese addiert zu den Abweichungen des Absolutwerts resultieren in einer geschätzten Temperaturspitze von rund 90 K. Um die Auswirkungen von Temperaturabweichungen in diesem Bereich auf das vorliegende System abzuschätzen, wurden weitere homogene Berechnungen bei Oxidatortemperaturen von 1263 K durchgeführt. Zusätzlich wurden die 3-Komponenten-Gemische um Berechnungen bei 5 und 10 bar ergänzt, um die Auswirkung der Erdgaszumischung bei unterschiedlichen dominierenden Reaktionspfaden ersichtlich zu machen.

Abbildung 5.20 stellt den Vergleich des homogenen 2-Komponenten-Systems, berechnet mit den Oxidatortemperaturen von  $T_{Ox} = 1173$  und 1263 K, dar. Sie zeigt für alle Drücke die erwartete Verkürzung der Zündverzugszeit bei gegebenem Mischungsbruch für die höhere Temperatur. So weisen bei  $T_{Ox} = 1263$  K alle Drücke Zündverzugszeiten auf, die sich mindestens mit dem oberen Bereich der experimentellen überschneiden. Die Verminderung fällt allerdings unterschiedlich aus. Während sich die minimale Zündverzugszeit bei 5 bar um rund einen Faktor 4 reduziert, beträgt die Verkürzung bei 15 bar eine Größenordnung. Am signifikantesten wirkt sich die Temperaturerhöhung im Oxidator bei 10 bar aus, wo sich eine Reduktion um rund einen Faktor 20 ergibt. Eine naheliegende Erklärung für dieses Verhalten findet sich auch hier wieder in der dominierenden Reaktionskinetik: Nach dem Übergang

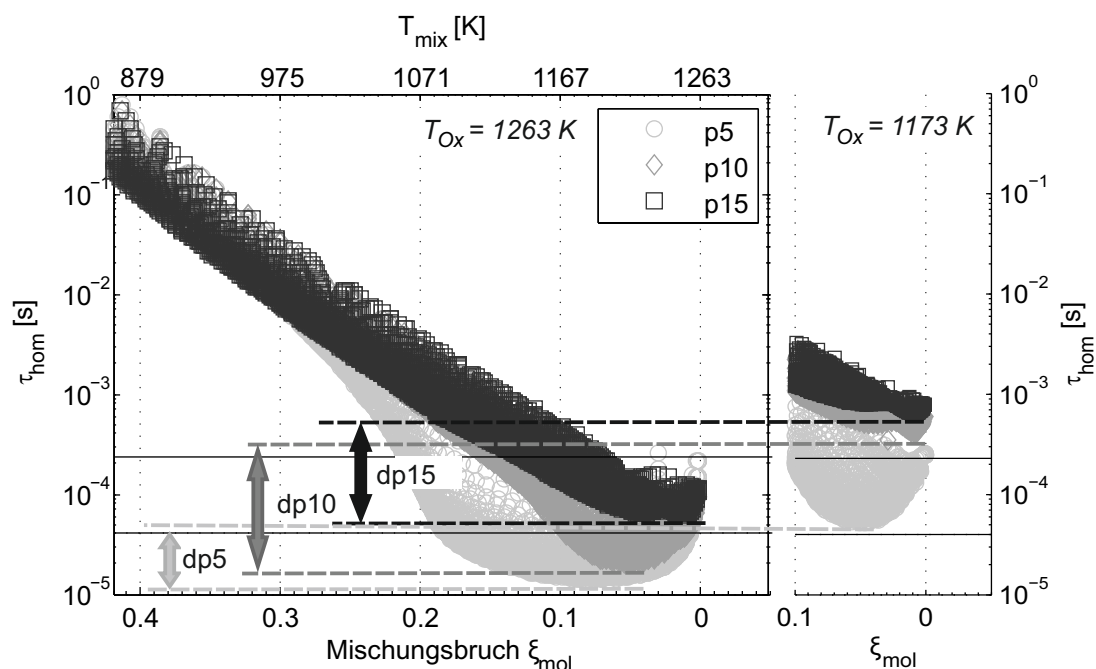


Abbildung 5.20.: Homogene Zündverzugszeiten der 2-Komponenten-Gemische für  $T_{Ox} = 1263 \text{ K}$ , verglichen zu  $T_{Ox} = 1173 \text{ K}$ .

aus der zweiten Zündgrenze in den Bereich, in dem die Kettenverzweigungs-Reaktion R2.6 dominiert, nimmt die Temperatursensitivität der Zündverzugszeit wieder ab (vgl. z. B. Abbildung 5.19). Dieser Übergang erfolgt gemäß Abschnitt 2.1.4 zunächst für niedrigere Drücke. Innerhalb der vorliegenden Temperaturerhöhung scheint bei 5 bar im Bereich der minimalen Zündverzugszeit bereits der Übergang in den von R2.6 dominierten Bereich stattgefunden zu haben, was sich in einer reduzierten Temperatursensitivität niederschlägt. Hingegen deutet bei den 10-bar-Punkten die größere Steigung der unteren Einhüllenden für  $\xi_{mol} < 0,14$  an, dass sich nun hier der Wechsel über den Reaktionspfad der erweiterten zweiten Zündgrenze vollzieht. Dies geht mit der erwähnten erhöhten Temperatursensitivität einher. Bei 15 bar ist noch keine Änderung in der Steigung der unteren Einhüllenden ersichtlich. Allerdings ist zu erwarten, dass das System bei einer geringfügig höheren Temperatur ebenfalls die erweiterte zweite Zündgrenze überschreitet. Aufgrund der unterschiedlichen dominierenden Reaktionspfade ergibt sich eine geänderte Druckabhängigkeit für  $T_{Ox} = 1263 \text{ K}$  gegenüber  $T_{Ox} = 1173 \text{ K}$ : Nun liegen die minimalen Zündverzugszeiten bei 5 und 10 bar näher zusammen als jene von 10 und 15 bar.

Die Berechnungen der 3-Komponenten-Gemische, welche nun sechs unterschiedliche  $p/T_{Ox}$ -Kombinationen umfassen, sind aus Gründen der Übersichtlichkeit für  $X_{N_2} = 55\%$  und einen repräsentativen Mischungsbruch von  $\xi_{mol} = 0.05$  über  $X_{H_2/NG}$  aufgetragen (vgl. Abbildung 5.21). Auch hier zeigt sich die signifikante Verkürzung der Zündverzugszeit mit erhöhter

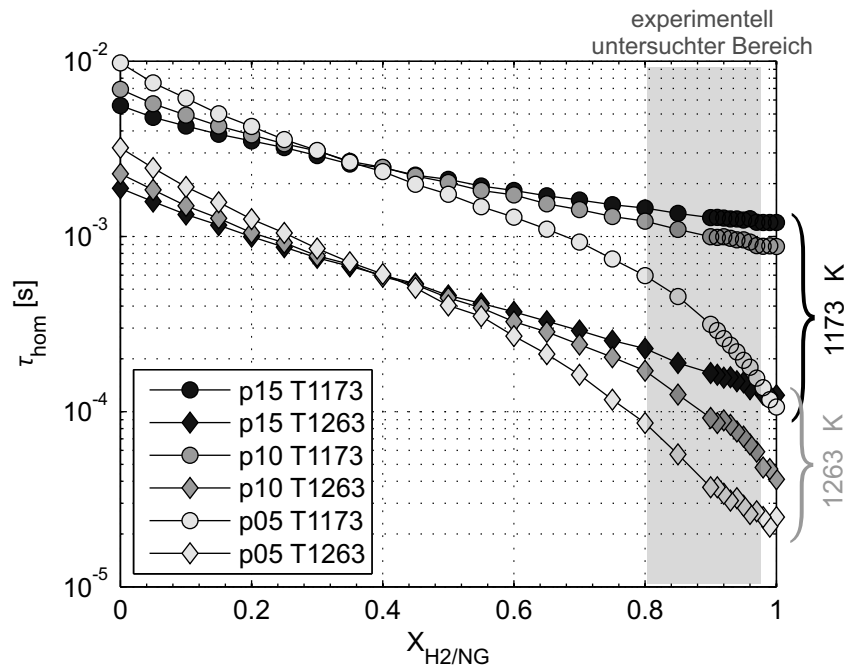


Abbildung 5.21.: Homogene Zündverzugszeiten der  $H_2/NG/N_2$ -Gemische mehrerer Druckniveaus bei  $T_{Ox} = 1173$  und  $1263$  K [107], aufgetragen über  $X_{H_2/NG}$ , beispielhaft für  $X_{N_2} = 55\%$  und  $\xi = 0,05$ .

Oxidortemperatur. Hinsichtlich der Sensitivität auf den Erdgasgehalt in der reaktiven Komponente wird an dieser Stelle insbesondere dem experimentell untersuchten Bereich von  $0,8 \leq X_{H_2/NG} \leq 0,95$  Beachtung geschenkt. Bei 15 bar und  $T_{Ox} = 1173$  K fällt der relative NG-Einfluss mit gut 10% Verringerung der Zündverzugszeit am wenigsten ins Gewicht. Er vergrößert sich bei erhöhter Oxidortemperatur auf rund 35%. Auch bei 10 bar und  $T_{Ox} = 1173$  K wirken sich kleine Erdgasanteile mit gut 20% Verkürzung der Zündverzugszeit für  $0,8 \leq X_{H_2/NG} \leq 0,95$  zunächst recht gering aus. Mit der Temperaturerhöhung steigt der Einfluss auf knapp 60%. Ähnlich wie bei den 2-Komponenten-Gemischen ergibt sich demnach auch hier eine signifikante Änderung mit der Temperaturerhöhung. Die 5-bar-Punkte weisen mit knapp 70% bereits bei der niedrigeren Oxidortemperatur eine erhebliche Sensitivität bezüglich des NG-Gehalts auf. Diese bleibt für die erhöhte Temperatur bei rund demselben Wert. Das beschriebene Verhalten ist ebenfalls mit den bereits für die 2-Komponenten-Gemische angeführten, unterschiedlichen Reaktionspfaden erklärbar. Gemäß [146] besitzen kleine Erdgasanteile eine höhere zündhemmende Wirkung in dem Bereich, in dem die Zündung über die Kettenverzweigungsreaktion R2.6 stattfindet, da hier  $CH_4$  als Radikalsenke wirkt. Dies betrifft gemäß der Argumentation des vorhergehenden Abschnitts den Druckbereich von 5 bar für beide, und 10 bar für die höhere Oxidortemperatur, was im Einklang steht mit den vorliegenden Beobachtungen.

Alles in allem führt die gegenüber der Basis erhöhte Oxidatortemperatur dazu, dass die Diskrepanzen zwischen den Zündverzugszeiten aus homogenen Berechnungen und Experiment abnehmen. Betroffen sind sowohl die absoluten Zündverzugszeiten als auch die Druckabhängigkeit und die Sensitivität auf die Erdgasbeimischung. Dies rührt daher, dass die hier untersuchten Reheat-relevanten Bedingungen bezüglich Druck und Temperatur in einem Fenster liegen, in welchem die kinetisch dominierenden Reaktionspfade im Wasserstoffsystem wechseln, was insbesondere eine komplexe, sich mit der Temperatur ändernde Druckabhängigkeit mit sich bringt [54]. So wirken sich Schwankungen und Unsicherheiten in den Randbedingungen, insbesondere der Temperatur, nicht nur stark auf die Absolutwerte, sondern auch auf relative Abhängigkeiten aus.

Einflüsse fluiddynamischer Streckung und Turbulenz spielen vermutlich ebenfalls eine Rolle, da sie den Übergang zwischen den unterschiedlichen Reaktionspfaden zu anderen Bedingungen hin verschieben können. Nach Blouch und Law dominiert in einer turbulenten Umgebung die zweite Zündgrenze bis hin zu höheren Drücken, da sie weniger anfällig ist für Radikalverluste aufgrund von Transportprozessen als die Reaktionen der dritten Zündgrenze [12]. So könnten diese Prozesse dafür sorgen, dass sich die relativen Abhängigkeiten anders verhalten als durch die homogenen Rechnungen angedeutet wurde. Die Verschiebung hängt von der Höhe der Turbulenzintensität und fluiddynamischer Streckung ab und könnte so im vorliegenden Experiment für verschiedene Betriebsbedingungen, vor allem Geschwindigkeiten, unterschiedlich ausfallen. Zu welchem Anteil sie relevant sind, lässt sich nicht von dem Temperatureinfluss separieren. Hierzu müssten die Temperaturschwankungen entweder quantitativ bestimmt oder weitestgehend eliminiert werden, beispielsweise durch Einsatz eines Mischers. Restunsicherheiten, nicht zuletzt z. B. die Messunsicherheit des Thermoelements, blieben jedoch bestehen. Eine andere Möglichkeit wären 1-D Simulationen der Zündung unter Einbeziehung von fluiddynamischer Streckung in einer Gegenstromflamme. Dies würde zumindest eine numerische Abschätzung des separierten Einflusses der Streckung erlauben.

Die vorliegenden Studien deuten die hohe Komplexität aufgrund unterschiedlicher Parameter an, die in dem hier untersuchten technisch nahen, ebenso wie in realen Systemen zusammenwirken und die Selbstzündung beeinflussen. Insbesondere Temperaturschwankungen und -unsicherheiten spielen unter den hier betrachteten Reheat-typischen Bedingungen eine entscheidende Rolle. Zudem ist die turbulente Mischung bedeutsam, die zunächst zu einem reaktiven Gemisch führt und für ständigen Austausch und Interaktion sorgt, was ebenso zu einer Diskrepanz zu den homogen-kinetischen Berechnungen führt.

Abweichungen zwischen Experiment und Simulation sind aber ebenfalls in homogen-kinetischen Studien auszumachen, in denen auch das Experiment möglichst homogene Bedingungen abbildet. Dies gilt insbesondere im Bereich der kettenfortpflanzungs-dominierten dritten und

dem Übergang zur kettenverzweigung-dominierten Zündung, der zweiten Zündgrenze. Eine Zusammenstellung von Experimenten mehrerer Arbeitsgruppen durch Chaos und Dryer belegt, dass in zahlreichen Studien die gemessenen Zündverzugszeiten die homogen modellierten unterschreiten [17]. Chaos und Dryer führen dies darauf zurück, dass die Zündung unter diesen Bedingungen selbst auf kleine Inhomogenitäten und Störungen, insbesondere katalytischer Natur [16, 17], äußerst sensibel reagiert. Ein weiterer entscheidender Punkt seien jedoch die Erhöhung des Drucks und somit der Temperatur durch Vorreaktionen, die eine zündbeschleunigende Wirkung haben.

Solche Effekte sind auch in dem vorliegenden Experiment nicht auszuschließen. Neben den erwähnten kleinskaligen Temperaturschwankungen könnten sich die Randbedingungen nicht nur während des einsetzenden Zündprozesses, sondern auch während der Kernausbildung ändern. Dies wiederum würde sekundäre Kerne beeinflussen, welche definitionsgemäß in Präsenz von Zündkernen bzw. weiter entwickelter Flammenregionen entstehen, sodass sich diese potentiell anders verhalten als zunächst entstandene primäre Kerne. Neben der Zündung wäre dies ebenfalls für die Flammenausbreitung in der Mischstrecke von Bedeutung, bei welcher weitere Faktoren, wie beispielsweise die Flammengeschwindigkeit entscheidend sind. Denn neben ausreichend kurzen Zündverzugszeiten ist der Flammenausbreitungsprozess im Anschluss an die Zündkernentstehung ebenfalls ausschlaggebend, ob sich eine stabile Flamme ausbilden kann. Aspekte dieser Art kommen im anschließenden Abschnitt zur Diskussion, der die Flammenausbreitung und -stabilisierung nach Zündkernentstehung näher beleuchtet.

### 5.5. Prozess der Flammenstabilisierung

Bildet sich nach Auftreten eines Zündkerns eine stabile Flamme in der Mischstrecke aus, entwickelt sich diese in einem hochdynamischen Vorgang in der Regel unterhalb einer Millisekunde. Gewisse Merkmale der zeitlichen Entwicklung werden aus den, durch die Abteilung VT-Laserdiagnostik ertellten, Hochgeschwindigkeits-Lumineszenzaufnahmen ersichtlich [140, 3]. Ein zusammenhängenderes Bild liefert die simultane Betrachtung unter Einbeziehung der Schattenaufnahmen [3], die qualitativ eine Wechselwirkung zwischen der Entwicklung der Flammenregion und der Strömung visualisiert. Da simultane Lumineszenz-/Schattenaufnahmen nur in wenigen beispielhaften Fällen durchgeführt wurden, werden die beobachteten Verhaltensweisen zusätzlich mittels Indizien überprüft, die sich alleine aus den Lumineszenzbildern ableiten lassen. Aufgrund der Beobachtungen wird eine Hypothese zur Flammenstabilisierung aufgestellt und deren Einflussfaktoren diskutiert. Der Einfluss von Erdgas auf die Flammenstabilisierung wird gesondert behandelt.

Da die meisten  $H_2/N_2$ -Experimente pro Betriebspunkt bei Basis-Randbedingungen durchgeführt wurden, ebenso wie die Versuche mit Erdgasanteil und Schattenaufnahmen, wird die

Hypothese zur Flammenstabilisierung mithilfe der Daten für Basis-Randbedingungen entwickelt.

### 5.5.1. Flammenausbreitung - Visualisierung der Flammenregion

Zunächst werden beispielhafte Flammenausbreitungsprozesse anhand von Lumineszenzaufnahmen sowie der zeitabhängigen axialen Positionen ihrer stromaufgelegenen Flammenfronten betrachtet. Die ausgewählten Serien weisen zusammengefasst alle Klassen an Zündkernen auf (vgl. Abschnitt 5.3), wobei es sich konkret um vier unterschiedliche Kern-Typen handelt: je ein stabilisierender primärer und sekundärer Zündkern sowie nicht-stabilisierende primäre und sekundäre Kerne.

#### Lumineszenzaufnahmen

Die ausgewählten Sequenzen beginnen jeweils mit einem primären Zündkern, dessen Auftreten als Zeitpunkt  $t = 0$  ms definiert wird, und decken durch repräsentative Bilder die darauf folgende Entwicklung eines Zündereignisses ab. Abbildungen 5.22 und 5.23 zeigen Sequenzen mit simultan von oben und von der Seite aufgenommenen Bildern. Dabei weisen die oberen Bilder aufgrund unterschiedlicher Kamera-Objektive, einem längeren Lichtweg und des verwendeten Spiegels eine geringere Intensität auf (vgl. Abschnitt 3.4.4). Abbildung 5.24 illustriert ausschließlich seitliche Aufnahmen. Die drei Beispiele werden vor der anschließenden gemeinsamen Diskussion zunächst einzeln beschrieben.

Sequenz 5.22 entstammt einer Aufnahme bei Betriebspunkt BP 15-1143-200 und  $X_{N2,high}$  (vgl. Tabelle 5.1). Sie zeigt einen primären Zündkern, aus dem sich ohne Auftreten eines weiteren Kerns eine stabile Flamme entwickelt. Somit stellt er zugleich einen stabilisierenden Zündkern dar. Zunächst entsteht der Kern bei  $x \approx 25$  mm, annähernd auf der Symmetrieachse des Kanals in der  $x$ - $y$ -Ebene und etwas rechts versetzt in der  $x$ - $z$ -Ebene. Anschließend vergrößert er sich sowohl stromab als auch in die positiven und negativen  $y$ - und  $z$ -Richtungen, während die stromauf gelegene Front etwa an der ursprünglichen axialen Position verbleibt (Bilder 2 und 3). Nachdem sich der Kern nahezu über den gesamten optisch zugänglichen Bereich als Flammenregion ausgebreitet hat, pflanzt sich seine stromaufgelegene Front in Richtung der Brennstoffzufuhr fort (Bilder 4-7), wo die Flamme schließlich stabilisiert.

Ein Beispiel eines nicht-stabilisierenden Zündereignisses repräsentiert Abbildung 5.23. Es entstammt derselben Serie wie die zuvor beschriebene Sequenz, jedoch tritt es rund 150 ms früher auf als das stabilisierende Ereignis. Das erste Bild umfasst zwei Zündkerne, wobei der stromab gelegene aufgrund der geringeren Intensität von oben nicht zu erkennen ist. Es handelt sich somit um zwei primäre, nicht-stabilisierende Kerne, die bei rund  $x \approx 42$  mm und  $x \approx 52$  mm entstehen. Ebenso wie im ersten Beispiel breiten sich auch diese Kerne dreidimensional aus, wobei sie zusammenwachsen und sich in der Tendenz stromab bewegen (Bilder

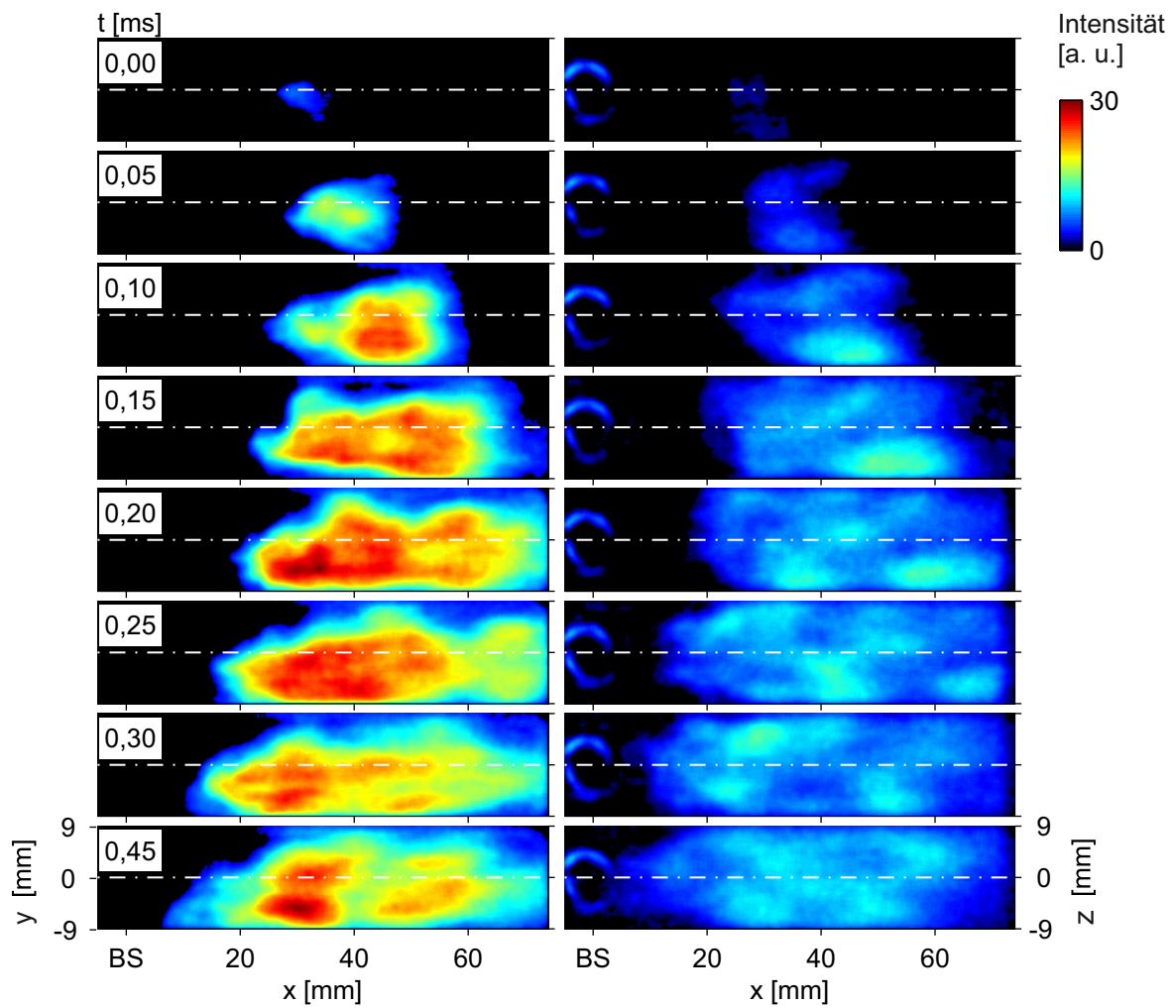


Abbildung 5.22.: Lumineszenzsequenz [140] von seitlich (links) und oben (rechts) eines stabilisierenden Zündkerns primärer Art (BP: 15-1143-200,  $X_{N_2,high}$ ).



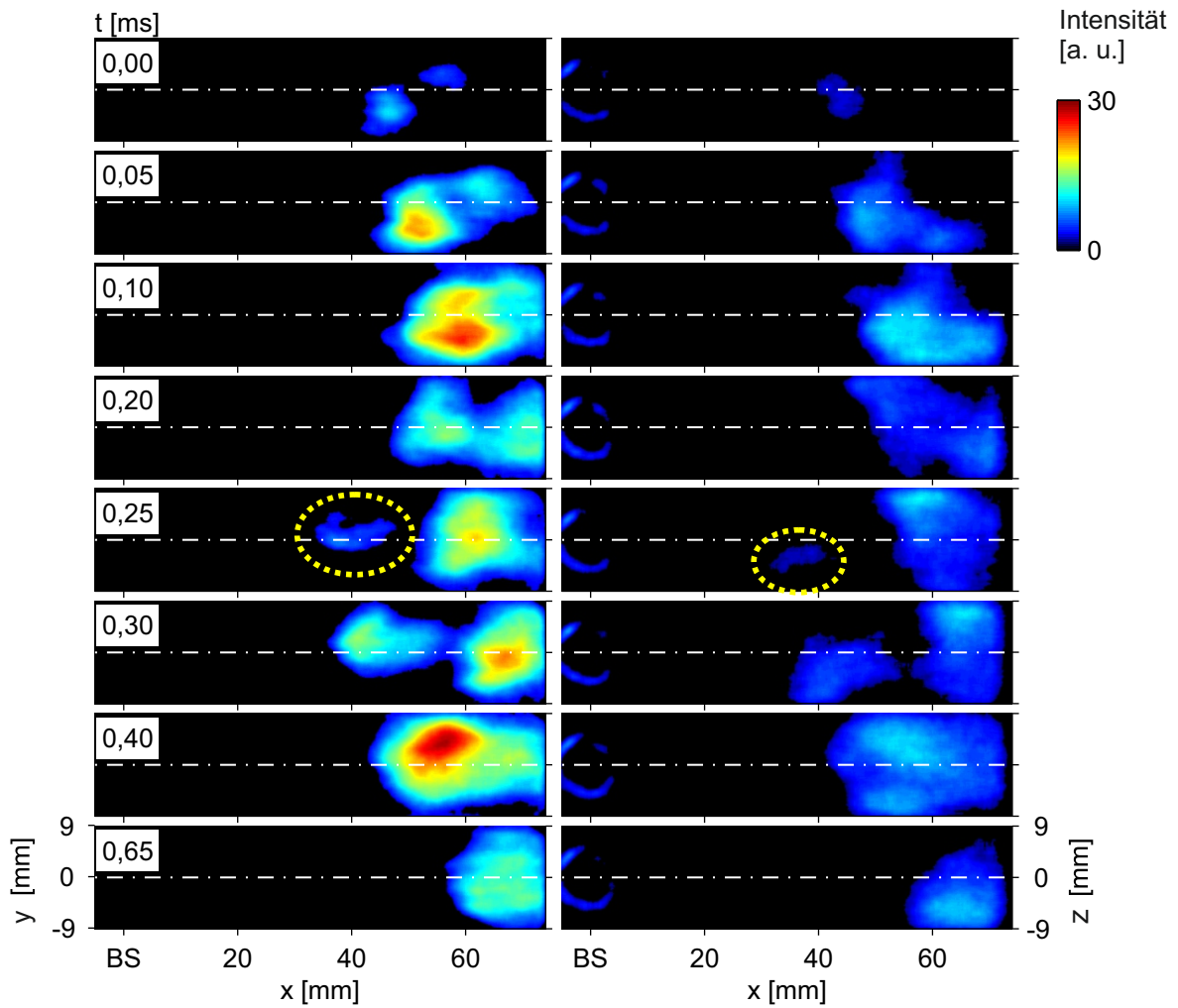


Abbildung 5.23.: Lumineszenzsequenz [140] von seitlich (links) und oben (rechts) dreier nicht-stabilisierender Zündkerne, wobei die ersten beiden ( $t = 0,00$  ms) primäre, der dritte ( $t = 0,25$  ms, gelb markiert) einen sekundären Kern darstellt (BP: 15-1143-200,  $X_{N_2,high}$ ).

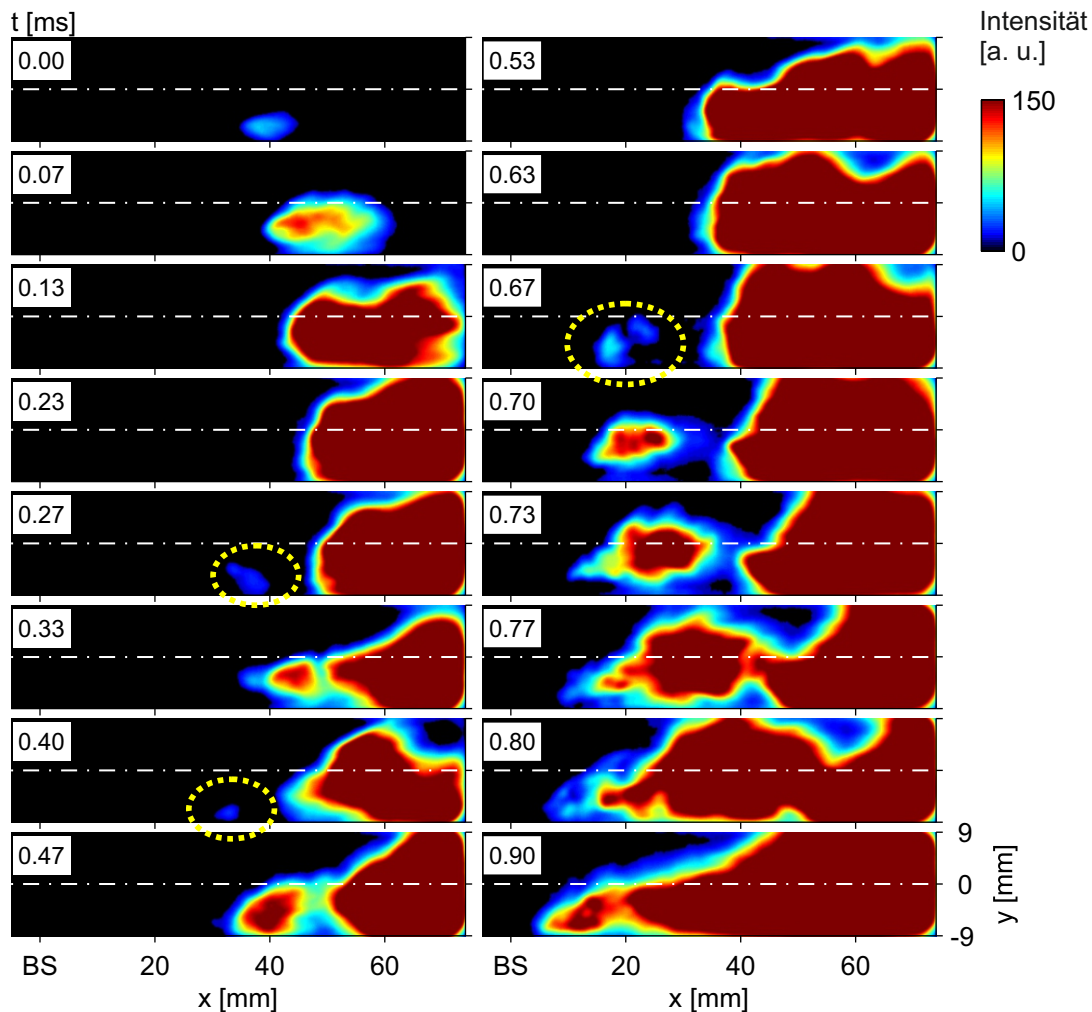


Abbildung 5.24.: Lumineszenzsequenz [140] von seitlich, eines primären und dreier sekundärer Zündkerne (gelb markiert), wobei der stabilisierende Kern (Bild 11) sekundärer Natur ist (BP: 3-Komponenten,  $X_{N_2,high}$ ).

2-4). Nachdem sich das Flammgebiet in  $y$ - und  $z$ -Richtung bereits über das Sichtfeld des Kanals ausgedehnt hat, erscheint stromauf dieser Region ein weiterer, sekundärer Zündkern (Bild 5;  $x \approx 34$  mm, gelb markiert). Dieser wächst ebenfalls an, bewegt sich stromab und verbindet sich mit der ersten Flammenregion (Bilder 5-8). Nach 0.9 ms verlässt die Flamme das Sichtfeld (hier nicht dargestellt).

Abbildung 5.24 zeigt ein Zündereignis, bei welchem letztendlich ein sekundärer Kern stabilisiert. Es ist der Serie eines 3-Komponenten-Gemisches entnommen ( $X_{N_2,high}$ ,  $X_{H_2/NG} = 93\%$ ) und wurde mit höherer Aufnahme rate detektiert (30 kHz) als die beiden Sequenzen zuvor. Aufgrund des im Brennstoff enthaltenen Erdgases (vgl. Abschnitt 3.4.4) und der niedrigeren globalen Luftzahl von  $\lambda_{global} = 2,8$  (vgl. Abschnitt 5.1) ist die Intensität sehr viel größer. Die gewählte Intensitäts-Skalierung erlaubt die Visualisierung neu entstandener Zündkerne, wes-

halb weiter entwickelte Flammenregionen großteils jenseits der Intensitäts-Sättigungsgrenze liegen. Der primäre Zündkern im ersten Bild bildet sich bei  $x \approx 35$  mm, nahe der Unterkante des Sichtfeldes. Während des Anwachsens bewegt er sich mitsamt der stromaufgelegenen Front stromab (Bilder 2-4), wie es bereits bei dem 2-Komponenten-Gemisch in Abbildung 5.23 zu beobachten war. Ebenso wie in Beispiel 5.23 entstehen nach Ausbreitung der Flammenregion über die Kanalhöhe sekundäre Zündkerne (Bilder 5 und 7, gelb markiert). Diese vergrößern sich, wandern ebenfalls stromab und verwachsen mit der Flammenregion. Nach etwa 0,7 ms (Bild 11) erscheint ein sekundärer Zündkern nahe der Brennstoffzufuhr ( $x \approx 15$  mm). Anders als bei den Kernen zuvor bewegt sich die stromauf gelegene Front sogleich in Richtung Brennstoffzufuhr, während er sich stromab mit der Flammenregion verbindet, die ursprünglich aus dem primären Kern entstanden ist. So hat sich etwa 0,9 ms nach Entstehung des primären Zündkerns eine stabile Flamme in der Mischstrecke etabliert.

### Entwicklung der stromaufgelegenen Flammenfronten

Um genauer die zeitliche Entwicklung der Flammenstabilisierung aufzuzeigen, sind in Abbildung 5.25 die axialen Positionen der stromaufgelegenen Flammenfronten aus den vorhergehenden Beispielen über der Zeit ab Entstehung des jeweiligen primären Zündkerns ( $t = 0$  ms) aufgetragen. Die Flamme gilt als stabilisiert, wenn sich ihre axiale Flammenfront-Position unterhalb der schwarz markierten 10 mm-Abstandslinie zur Brennstoffzufuhr befindet und sich keine nennenswerte Positionsänderung mehr ergibt. Die Entstehung eines sekundären Kerns ist als eine Unterbrechung einer gleichartigen Kurve erkennbar.

Wie oben erwähnt verdeutlicht die Abbildung die hohe Dynamik der Flammenfronten innerhalb der ersten Millisekunde nach Erscheinen eines primären Zündkerns. Bei dem stabilisierenden primären Kern läuft die Fortpflanzung der Front unterhalb von 0,4 ms ab, wobei sie sich nach einer kurzen Stromabbewegung weitgehend linear in Richtung Brennstoffzufuhr ausdehnt. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Flammenfront stromauf bewegt, d. h. die negative Steigung der Kurve, erhöht sich auf dem Weg leicht von rund 60 auf rund 70 m/s. Sie bildet die axiale Relativgeschwindigkeit zwischen lokaler instantaner Strömungs- und Flammengeschwindigkeit. Die Erhöhung ist insofern nachvollziehbar, als in der Nähe der Brennstoffzufuhr niedrigere axiale Strömungsgeschwindigkeiten aufgrund des Strahl-Nachlaufgebietes vorliegen (vgl. Abschnitt 4.1.2). Dies vergrößert die Relativgeschwindigkeit in Richtung Brennstoffzufuhr unter der Voraussetzung, dass nicht zugleich die Flammengeschwindigkeit in gleichem Maße oder stärker absinkt. Auch die nicht-stabilisierenden Kerne weisen zum Teil einen recht gleichförmigen Versatz auf, welcher mit rund 40-60 m/s in Richtung Mischstreckenaustritt verläuft. Dabei ähneln sich die Geschwindigkeiten der beiden zuerst auftretenden Kerne der 2- und 3-Komponenten-Gemische.

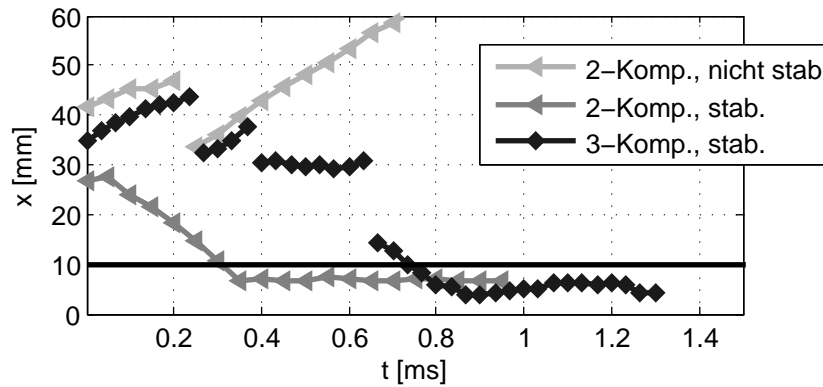


Abbildung 5.25.: Zeitliche Entwicklungen der axialen Positionen der stromaufgelegenen Flammenfronten, entnommen aus den vorhergehend gezeigten Lumineszenzaufnahmen. Die schwarze  $x = 10$  mm-Linie markiert den Bereich, unterhalb dessen sich eine stabilisierte Flammenfront befindet. Die Entstehung sekundärer Kerne in einer Sequenz sind durch Unterbrechungen gleichartiger Kurven ersichtlich.

Alle Ereignisse zusammenfassend betrachtet, können die Entwicklungen der Flammenfronten jedoch vielfältig ausfallen, wie Abbildung 5.26 aufzeigt. Hierin sind jeweils alle stabilisierenden Ereignisse bei Basis-Randbedingungen und beispielhaft für die  $X_{N_2,high}$ -Fälle aufgetragen, aus welchen auch die oben entnommenen Beispiele entstammen. Wie in Abbildung 5.25 sind die Ereignisse jeweils ab ihrem primären Kern ( $t = 0$  ms) dargestellt. Das Auftreten sekundärer Kerne ist wiederum durch unterbrochene Kurven gleicher Art erkenntlich. Somit umfasst die Abbildung zum Teil auch nicht-stabilisierende Kerne, welche schließlich gefolgt sind von dem letzten Endes stabilisierenden. Abbildung 5.26 (a) fasst die 2-Komponenten-, Abbildung 5.26 (b) die 3-Komponenten-Gemische zusammen. Aufgrund der zahlreichen Einzelkurven sind Verläufe zum Teil weniger detailliert, sondern vielmehr generelle Trends ersichtlich.

Die Abbildung verdeutlicht, dass sich die Flammenfronten eines Zündkerns keineswegs stets gleichförmig fortpflanzen, sondern dass sich wechselnde Steigungen in den Kurvenverläufen, bis hin zu Vorzeichenwechseln der Relativgeschwindigkeit, ergeben können. Dies ist vermutlich auf die örtliche und zeitliche Inkonzanz der Strömungs- und Mischungsfelder zurückzuführen, welche sich auf die lokalen und instantanen Flammgeschwindigkeiten auswirken. Insbesondere veranschaulichen die Verläufe aller Flammenfronten das unterschiedliche Verhalten der Zündkerne je nach ihrem axialen Entstehungsort. In einem gewissen axialen Bereich vollzieht sich eine Umkehr des Trends in der Kernbewegung ( $x \approx 35$  mm bei den 2- bzw.  $x \approx 25$  mm bei den 3-Komponenten-Gemischen), welcher in Abbildung 5.26 jeweils durch eine gestrichel-

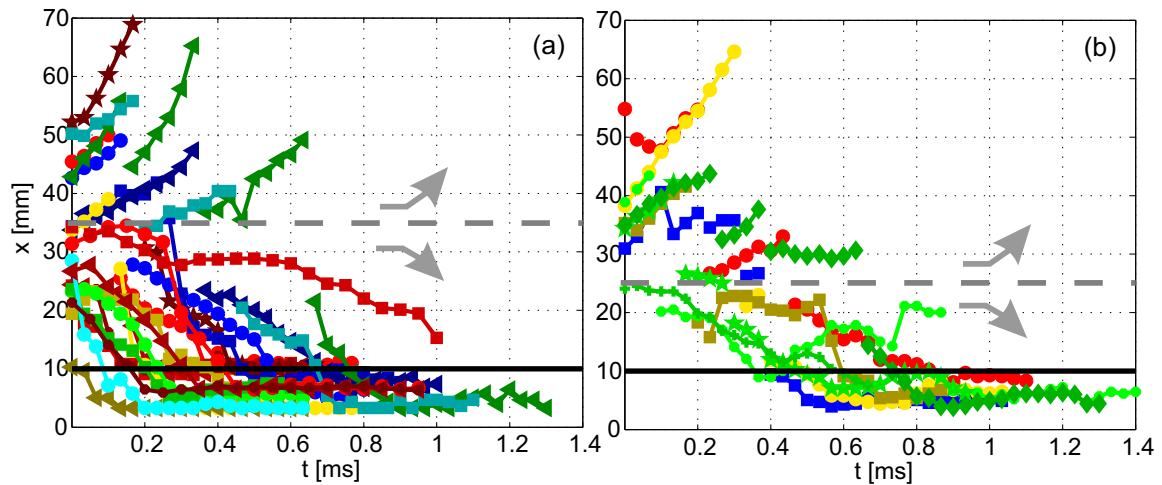


Abbildung 5.26.: Gemäß Abbildung 5.25, mit jeweils allen stabilisierenden Ereignissen der 2-Komponenten- (a) bzw. 3-Komponenten-Gemische (b) bei Basis-Bedingungen, beispielhaft für die  $X_{N_2,high}$ -Fälle.

te Linie und in die Hauptbewegungsrichtungen weisende Pfeile angedeutet ist. Solche Kerne, die stromab dieses Bereiches entstehen, bewegen sich mit ihrer stromaufgelegenen Flammenfront weitestgehend in Richtung des Mischstreckenaustritts. Die Tendenz ist umso größer, je weiter stromab die Kerne entstehen, was auf die erhöhte axiale Stömungsgeschwindigkeit in Richtung Kanalausritt zurückzuführen ist (vgl. Abschnitt 4.1.2). Im axialen Bereich nahe der gestichelten Linie flacht die positive Steigung ab oder die Flammenfronten verbleiben über längere Zeit an ihrer axialen Position. Bei Unterschreitung des  $x$ -Bereiches weisen die axialen Relativgeschwindigkeiten tendenziell zunehmend stark in Richtung der Brennstoffzufuhr. Grundsätzlich liegt ein ähnliches Verhalten bei den hier nicht gezeigten  $X_{N_2,low}$ -Fällen vor, auch wenn der axiale Bereich, in dem sich die Fortpflanzungsrichtung der Flammenfront umkehrt, weniger eindeutig festlegbar ist.

Die Beobachtung von axialen Bereichen, in welchen sich die Zündkerne unterschiedlich fortpflanzen, deckt sich mit der in Abschnitt 5.3.2 gefundenen Separation der axialen Bereiche, in welchen nicht-stabilisierende und stabilisierende Kerne auftreten. Sie lässt sich mit den dort angeführten Überlegungen erklären, dass die Flammenausbreitung eng an das Strömungsfeld gekoppelt ist, das in der vorliegenden Jet-in-Crossflow-Konfiguration ein ausgeprägtes Nachlaufgebiet aufweist. Dies alleine kann jedoch nicht erklären, weshalb sich der Umschlagbereich bei den 2- und 3-Komponenten-Gemischen unterscheidet ( $x \approx 35$  mm zu  $x \approx 25$  mm). Daher scheinen neben der Brennstoffzusammensetzung, die die Flammengeschwindigkeiten beeinflusst, weitere Faktoren bedeutend zu sein, wie vermutlich der unterschiedliche Einfluss

der Mischungcharakteristika, wie die weiterführenden Betrachtungen und Diskussionen dieses Abschnitts nahelegen.

Hinsichtlich des ersten Beispiels (vgl. Abbildung 5.22) ist jenes Verhalten bemerkenswert, dass die stromauf gelegene Flammenfront zunächst an einer axialen Position verbleibt bzw. sich leicht stromab bewegt, bevor die Ausbreitung stromauf einsetzt. Eine solche Entwicklung ist bei zahlreichen Kernen wiederzufinden (vgl. Abbildung 5.26), die sich letzten Endes in Richtung der Brennstoffzufuhr bewegen und stabilisieren. Vorerst scheinen sich die Flammengeschwindigkeit der stromaufgelegenen Front eines solchen Kerns und die lokale instantane Strömungsgeschwindigkeit auszugleichen bzw. die Strömungsgeschwindigkeit scheint leicht zu überwiegen. In dem genannten Lumineszenzbeispiel setzt die Ausbreitung in Richtung Brennstoffzufuhr ein, nachdem sich der Kern über den sichtbaren Bereich ausgedehnt hat. In diesem Zustand hat möglicherweise eine Änderung in dem Verhältnis „lokale Flammen- zu Strömungsgeschwindigkeit“ stattgefunden, sodass sich eine in Richtung Brennstoffzufuhr weisende Relativgeschwindigkeit ergibt. Diese Änderung könnte zum einen aus dem Anwachsen der lokalen Flammengeschwindigkeit herrühren. Naheliegend ist, dass der Flammenkern beim Anwachsen in Regionen vordringt, in welchen sich geeignetere Verhältnisse für die Flammenausbreitung, beispielsweise ein günstigerer Mischungsbruch, vorfinden. Denn im Gegensatz zur initialen Selbstzündung, die unter den vorliegenden Bedingungen aufgrund der hohen Oxidatortemperatur vorrangig in brennstoffarmen Gebieten auftritt, läuft die Flammenausbreitung bevorzugt nahe der stöchiometrischen Isolinie des Mischungsbruches ab [28]. Als weiterer Grund kommt in Betracht, dass sich die lokalen Zuströmbedingungen des Heißgases ( $p$ ,  $T$ ), nebst der lokalen Strömungsgeschwindigkeit ändern. Dies könnte daher rühren, dass der Kern aufgrund seiner volumetrischen Ausdehnung zunehmend als „Störung“ im Kanal wirkt, deren Information sich in der vorliegenden Unterschallströmung stromauf ausbreitet. Eine Änderung der Temperatur und des Druckes hätten zusätzlich wiederum einen Einfluss auf die lokale Flammengeschwindigkeit.

Derart modifizierte Randbedingungen wirken sich überdies potentiell auf die Zündverzugszeit und somit die Entstehung neuer Kerne aus. Daher ist eine Beobachtung, die ebenfalls auf eine Beeinflussung der Strömung durch eine sich entwickelnde Flammenregion hindeuten könnte, das Auftreten sekundärer Kerne. Häufig ziehen entstehende primäre Kerne solche sekundärer Art nach sich, wie im zweiten und dritten Lumineszenzbeispiel sowie in Abbildung 5.26 zu sehen ist. Insbesondere bei den 3-Komponenten-, aber auch bei den 2-Komponenten-Gemischen entstehen während eines stabilisierenden Zündereignisses häufig Kaskaden von sekundären Kernen, die sich zunehmend weiter stromauf bilden (vgl. z. B. Abbildung 5.24). Der letztendlich stabilisierende Kern entsteht sehr nahe an der Brennstoffzufuhr und beginnt sich unmittelbar stromauf auszubreiten, vermutlich aufgrund der niedrigen Strömungsgeschwindig-

keit in diesem Bereich, oder weil er sich bereits in der Rezirkulationszone des Brennstoffstrahls befindet. Im Folgenden werden die hier angeführten Überlegungen bezüglich der Beeinflussung der Randbedingungen durch Zündkerne durch weitere Indizien überprüft und vertieft.

### 5.5.2. Flammenausbreitung - Visualisierung der Strömung

Im Zuge der vertiefenden Betrachtung werden zunächst die Schattenaufnahmen herangezogen, die einen qualitativen Einblick in das Verhalten des Brennstoffstrahls sowie der Querströmung im Verlauf der Flammenausbreitung gewähren. Interessant im Hinblick auf diesen dynamischen Prozess ist, ob und zu welchem Zeitpunkt während der Flammenentwicklung sich Änderungen im Strömungsbild erkennen lassen.

Zunächst offenbaren gemittelte Schattenbilder vor und nach der Flammenstabilisierung, dass sich die mittlere Position des reagierenden Brennstoffstrahls im Vergleich zum nicht reagierenden verändert. Abbildung 5.27 veranschaulicht die gemittelten Schattenaufnahmen des oben dargestellten 3-Komponenten-Testfalls (vgl. Abbildung 5.24), wobei Abbildung 5.27 (a) und (b) jeweils den nicht-reagierenden und reagierenden Brennstoffstrahl visualisiert. Der Kern des Strahls ist erkennbar als zusammenhängendes Gebiet niedriger Intensität nahe der Brennstoffzufuhr ( $x = 0$  mm). Aufgrund der schnellen Mischung von Brennstoffstrahl und Querströmung und des damit einhergehenden schnellen Signalabklingens ist keine detaillierte Trajektorie entnehmbar. Daher wird mit dem Anstellwinkel  $\alpha$  des Strahls ein anderer Parameter herangezogen, um die Änderung der Strahleindringung zu beschreiben. Dieser Winkel wird aus der Steigung einer Geraden gewonnen, die innerhalb der unteren sichtbaren 5 mm stromauf an die Region niedriger Intensität angenähert wird (visualisiert durch eine gestrichelte Linie vor, eine durchgezogene Linie nach Flammenstabilisierung). Während des Stabilisierungsprozesses vergrößert sich der Anstellwinkel von  $\alpha \approx 42^\circ$  auf  $54^\circ$ , was eine höhere Strahleindringung bei stabilisierter Flamme andeutet. Ein solches Verhalten deckt sich mit bisherigen Untersuchungen [105, 57]. Darin lautete die Begründung, dass der Auftrieb und die volumetrische Ausdehnung der Reaktionszone den Strahl anheben. Eine geänderte Strahleindringung geht aller Wahrscheinlichkeit nach mit einer modifizierten Mischungs- und Strömungscharakteristik einher, wobei sich Letzteres insbesondere auf die Größe des Nachlaufgebietes und der Rezirkulationszone bezieht.

Der Anstellwinkel des Strahls dient als Indikator, dass sich die Bedingungen im Kanal ändern. Daher ist für die hier untersuchten Prozesse der Selbstzündung und Flammenausbreitung von Interesse, wann genau diese Änderung des Anstellwinkels vonstatten geht. Dies wird anhand der zeitaufgelösten Schattenaufnahmen untersucht, die simultan zu jeder zweiten Lumineszenzaufnahme erfasst wurden. Abbildung 5.28 illustriert die zu den Lumineszenzbildern in Abbildung 5.24 gehörigen Einzel-Schattenaufnahmen. Aufgrund der im Vergleich zur

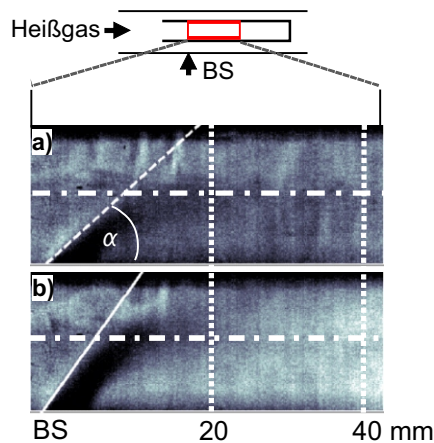


Abbildung 5.27.: Gemittelte Schattenbilder [3] vor und nach stabilisierter Flamme ((a) und (b)) in der Mischstrecke (BP: 3-Komponenten-Gemisch,  $X_{N_2,high}$ ). Der Anstellwinkel des Brennstoffstrahls erhöht sich nach Flammenstabilisierung von  $\alpha \approx 42^\circ$  auf  $54^\circ$ .

Lumineszenz halbierten Aufnahmezeitintervallen entsprechen die hier gewählten repräsentativen Aufnahmen etwas anderen Zeitintervallen. Abbildung 5.29 zeigt Schattenbilder eines primären, stabilisierenden Kerns, die einem 3-Komponenten-Gemisch unter den gleichen Bedingungen wie Abbildung 5.28 ( $X_{N_2,high}$ ,  $X_{H_2/NG} = 92\%$ ) entnommen sind. Ähnlich den Lumineszenzbeispielen stellen die Sequenzen die Entwicklung der Flammenausbreitung ab dem Erscheinen des jeweiligen primären Zündkerns bis hin zur stabilisierten Flamme dar. In jedem der Bilder ist die Kontur der Flammenregion aus dem simultanen Lumineszenzbild angedeutet (orange Linie). Zusätzlich sind die Linien aufgetragen, die den Anstellwinkel des nicht-reagierenden (gestrichelte weiße Linie) und des reagierenden Brennstoffstrahls (durchgezogene weiße Linie) veranschaulichen. Sie wurden aus den Mittelbildern der jeweiligen Serien abgeleitet, wie zuvor beschrieben. Es sei erwähnt, dass die räumliche und zeitliche Auflösung nicht ausreichend hoch ist, um die kleinsten turbulenten Strukturen dieser hohturbulenten Strömung aufzulösen. Dennoch sind der eintretende Brennstoffstrahl und die Querströmung klar zu unterscheiden, da sie unterschiedliche, durch die Dichtevariation zweiter Ordnung visualisierte Strömungsbilder hervorrufen: Die ungestörte Querströmung von links ist gekennzeichnet durch kleinskalige, hauptsächlich horizontale Strukturen der hohturbulenten Strömung. Hingegen ist die Strömung aus der Brennstoffzufuhr charakterisiert durch vergleichsweise großskalig zusammenhängende, deutliche Strukturen im Nahfeld des Strahls. Diese Strukturen klingen im weiteren Verlauf entlang der Strömungsrichtung ab  $x \approx 20$  mm ab, was auf die zunehmende Mischung von Brennstoffstrahl und Querströmung hindeutet.

In Bildsequenz 5.28 stimmt bei Entstehung des primären Kerns ( $t = 0$  ms) der momentane Anstellwinkel des Strahls recht gut mit dem des Mittelbildes der nicht-reagierenden Strö-



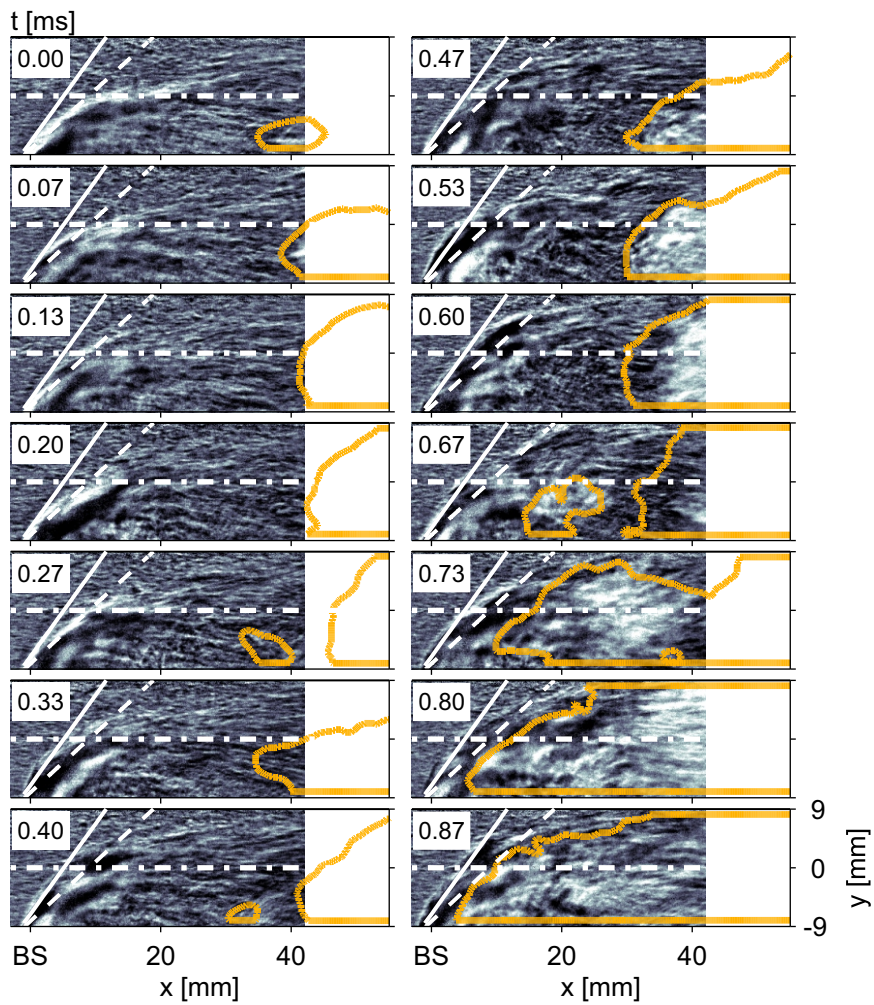


Abbildung 5.28.: Zeitaufgelöste Schattenbilder [3] eines stabilisierenden Zündereignisses durch einen sekundären Kern (BP: 3-Komponenten-Gemisch,  $X_{N_2,high}$ ). Die Flammenregionen aus der simultanen Lumineszenzmessung sind durch orange Linien umrissen.

mung überein. Der erkennbare obere Strahlrand überschreitet knapp die Mittellinie des Kanals. Dieses Eindringverhalten bleibt erhalten, während der Zündkern anwächst und stromab getragen wird (Bilder 2-5). In Bild 4 jedoch deutet sich eine Änderung des Strömungsbildes im Strahlnachlauf an: die zuvor schwachen, vornehmlich horizontalen Strukturen werden ausgeprägter und ungeordneter. Dies könnte auf einen Einfluss der sich nun über das Sichtfeld erstreckenden Flammenregion nach stromauf hindeuten. Die Struktur bleibt auch im darauf folgenden Bild (Nr. 5) bestehen, in welchem sich ein nicht-stabilisierender sekundärer Kern bildet. Anschließend steigt die Eindringtiefe des Strahls sukzessive an, bis seine großskaligen Strukturen die obere Grenze des Sichtfeldes erreichen (Bilder 6-10). Der Anstellwinkel des Brennstoffstrahls hat sich vergrößert und entspricht nun dem gemittelten nach Flammenstabilisierung, welcher durch die durchgezogene weiße Linie angedeutet ist. Der letztendlich stabilisierende sekundäre Kern entsteht in dem darauf folgenden Bild, im Strahlnachlauf nahe der Brennstoffzufuhr, wo er vermutlich aufgrund der Rezirkulationszone auf der Schattenseite des Strahls stabilisiert [141].

Der Stabilisierungsprozess eines primären Kerns ist in Abbildung 5.29 mittels seiner Schattenbilder veranschaulicht. Hier wurde der Zeitpunkt des ersten Auftretens aus den Lumineszenzbildern in der Schattenserie nicht exakt erfasst, weshalb die Aufnahmen unmittelbar vor (Bild 1) und nach (Bild 2) dem entsprechenden Lumineszenzbild dargestellt sind. In Bild 2 ist zusätzlich ein sekundärer Kern zu erkennen, der sich unmittelbar nach Entstehung des primären stromab gebildet hat und der im Anschluss mit der wachsenden Flammenregion verschmilzt. Ähnlich dem primären stabilisierenden Kern aus Beispiel 5.22, der einem 2-Komponenten-Gemisch entnommen ist, verbleibt die stromauf gelegene Front unmittelbar nach der Bildung an etwa derselben axialen Position ( $x \approx 24$  mm). Währenddessen vergrößert sich der Kern und dehnt sich in die stromab weisende Richtung aus. Nachdem er sich über die gesamte einsehbare Höhe des Kanals ausgebreitet hat, ändert sich die Struktur im Nachlaufgebiet des Strahls, stromauf des Kerns (Bild 4), vergleichbar mit dem vorigen Schattenbeispiel in Abbildung 5.28. Dies weist auf eine geänderte Strömung hin. Gleichzeitig hebt sich der Brennstoffstrahl, und die Flammenregion beginnt sich weiter stromauf in Richtung Brennstoffzufuhr auszubreiten. Unterdessen stellt sich der Strahl weiter auf, wobei der Anstellwinkel während der Stromauf-Fortpflanzung teilweise den der mittleren reagierenden Strömung übersteigt (Bilder 6 und 7). Nach rund 0,8 ms hat sich die Flamme im Strahlnachlauf stabilisiert.

In beiden Fällen belegen die Schattenbilder, dass der Brennstoffstrahl sich aufstellt, bevor die Flamme endgültig an der Brennstoffzufuhr stabilisiert. Vielmehr beginnt sich seine Position bereits zu ändern, nachdem sich die Flammenregion über die einsehbare Kanalhöhe ausgebreitet hat. Dies unterstützt die oben angeführte Vermutung, dass bereits die Ausbrei-

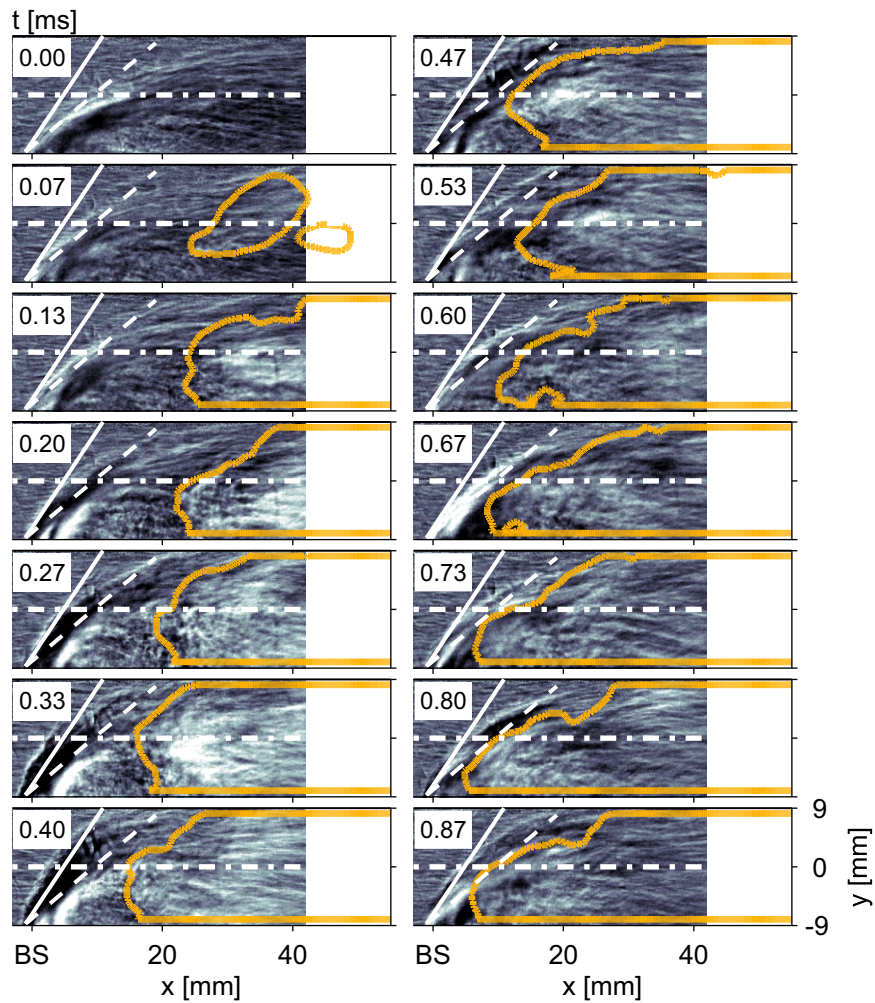


Abbildung 5.29.: Zeitaufgelöste Schattenbilder [3] eines stabilisierenden Zündereignisses durch einen primären Kern (BP: 3-Komponenten-Gemisch,  $X_{N_2,high}$ ). Die Flammenregionen aus der simultanen Lumineszenzmessung sind durch orange Linien umrissen.

tung der Flammenregion als eine Störung in der Mischstrecke wirkt und sie somit Einfluss auf die Bedingungen stromauf nimmt. Die Auswirkungen scheinen in beiden Serien den Stabilisierungsprozess zu unterstützen oder gar einzuleiten.

### 5.5.3. Verhalten sekundärer Kerne

Da die Schattenmessungen nur an einzelnen Serien durchgeführt wurden, ist es sinnvoll, den Einfluss von Flammenregionen auf die Bedingung stromauf anhand weiterer Indizien aus dem breiteren Datensatz der Lumineszenzbilder zu überprüfen. Dazu werden die sekundären Kerne herangezogen. Sekundäre Kerne sind dadurch definiert, dass sie in Anwesenheit einer Flammenregion in der Mischstrecke entstehen. Dies ermöglicht die Überprüfung, ob das Entstehen dieser Kerne von der Größe der dabei anwesenden Flammenregion abhängt. Zu diesem Zweck wird zunächst ein Parameter definiert, der die Ausdehnung der Flammenregion im Moment der Sekundärkern-Bildung beschreibt. Diesen Parameter stellt das sogenannte *vertikale Ausdehnungsverhältnis*  $AV$  dar, definiert zu

$$AV = \frac{\text{Höhe der größten Flammenregion bei Erscheinen des Sekundärkerns, } y}{\text{Höhe des einsehbaren Bereiches der Mischstrecke, } y_{\text{Sichthöhe}}}$$

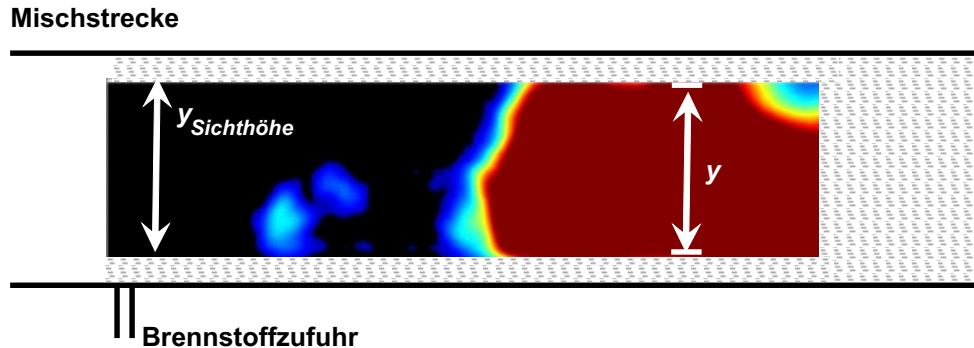


Abbildung 5.30.: Definition des vertikalen Ausdehnungsverhältnisses  $AV$ .

Obwohl sich  $AV$  auf die Höhe des einsehbaren Bereiches bezieht, ist anzunehmen, dass sich die meisten Flammenregionen mit  $AV = 1$  über die gesamte Mischstreckenhöhe erstrecken. Bezüglich der dritten Dimension liegt es aufgrund des quadratischen Kanalquerschnitts nahe, dass  $AV$  ebenfalls näherungsweise die Ausdehnung in die  $z$ -Richtung beschreibt. Dies belegt beispielsweise die Draufsicht aus Abbildung 5.22.

Um die Beziehung zwischen den sekundären Kernen und der Größe der Flammenregion bei ihrem Erscheinen zu visualisieren, sind in den Abbildungen 5.31 und 5.32 ihr axialer Entstehungsort bezüglich der Brennstoffzufuhr ( $L_{sec}$ ) als eine Funktion von  $AV$  aufgetragen.

Berücksichtigt sind alle sekundären Kerne der  $X_{N_2,low}$  und  $X_{N_2,high}$ -Fälle, die unter Basis-Randbedingungen aufgezeichnet wurden, jeweils separiert nach 2- und 3-Komponenten-Gemischen (vgl. Abbildung 5.31 bzw. Abbildung 5.32). Die schwarzen Linien repräsentieren die Ausgleichsgerade jeweils aller sekundären Kerne einer Darstellung.

Die Abbildungen veranschaulichen eine Tendenz der sekundären Kerne, mit größerer Ausdehnung  $AV$  näher an der Brennstoffzufuhr aufzutreten. Die recht große örtliche Streuung spiegelt die weite Verteilung der Kerne innerhalb einer Serie aufgrund der starken Abhängigkeit von lokalen und instantanen Bedingungen sowie der spezifischen Historie eines jeden Fluidelements wider (vgl. Abschnitt 5.3.2). Interessanterweise deutet der ähnliche Verlauf der Ausgleichsgeraden darauf hin, dass das Verhalten der Kerne unterschiedlicher Brennstoffgemische und Eindringtiefen im Trend vergleichbar ist. Stellt man jedoch die minimalen Abstände der 2- und 3-Komponentengemische einander gegenüber, lässt sich folgender Unterschied erkennen: Während der minimale Abstand von der Brennstoffzufuhr bei den 2-Komponenten-Gemischen knapp 20 mm beträgt, nähern sich Kerne der 3-Komponenten-Gemische bis auf knapp 10 mm an die Brennstoffzufuhr an. Dass Kerne der 3-Komponenten-Gemische weiter stromauf entstehen, hat sich bereits im Vergleich der stabilisierenden Kerne gezeigt (vgl. Abschnitt 5.3.2) und wird in Abschnitt 5.5.6 eingehender diskutiert. Zusammengefasst deuten die Abbildungen 5.31 und 5.32 darauf hin, dass sekundäre Kerne in Anwesenheit von Flammenregionen mit großer vertikaler Ausdehnung weiter stromauf entstehen. Somit unterstützen sie die Überlegung, dass ausgedehnte Flammenregionen die Bedingungen stromauf zugunsten Selbstzündung und Flammenausbreitung verändern. Mit dem möglichen Vorgang dieser Änderung befasst sich nun der anschließende Abschnitt.

#### 5.5.4. Hypothese zur Flammenstabilisierung

Aus den vorangegangenen Beobachtungen lässt sich eine Hypothese bezüglich der Entwicklung der Flammenstabilisierung ableiten. Sie umfasst die bereits oben angedeuteten Vorgänge und ist schematisch in Abbildung 5.33 veranschaulicht.

Eine notwendige Bedingung für die Stabilisierung ist zunächst, dass ein Zündkern durch ausreichend kurzen Zündverzug genügend nahe an der Brennstoffzufuhr auftritt (vgl. Abschnitte 5.3, 5.5.1 und 5.5.2). Dieser beeinflusst während des Anwachsens die Verhältnisse in der Mischstrecke dahingehend, dass sie den Stabilisierungsprozess unterstützen oder gar einleiten, wie die zuvor beschriebenen Beobachtungen implizieren. Im Folgenden soll nun eingehender diskutiert werden, um welche Einflüsse es sich handeln und wie sie sich konkret auswirken könnten.

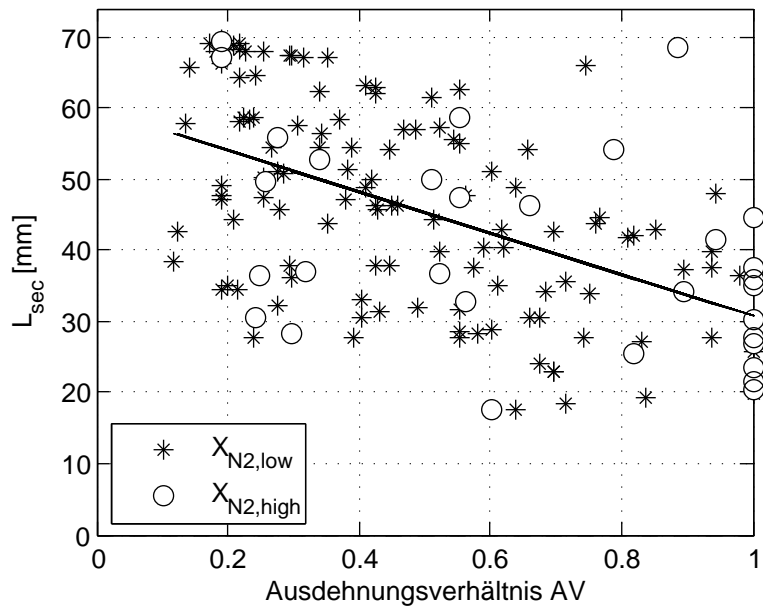


Abbildung 5.31.: Abstand sekundärer Kerne von der Brennstoffzufuhr,  $L_{sec}$ , als Funktion des Ausdehnungsverhältnisses AV. 2-Komponenten-Gemische.

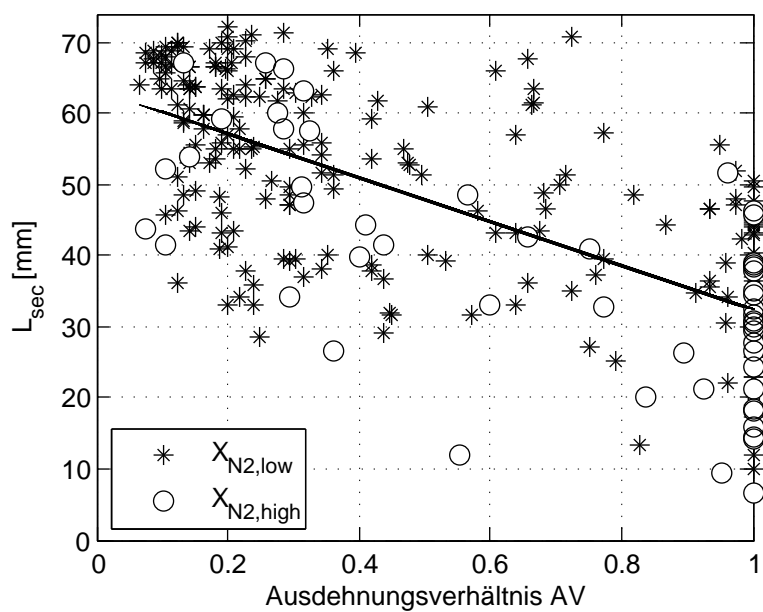


Abbildung 5.32.: Gemäß Abbildung 5.31, 3-Komponenten-Gemische.

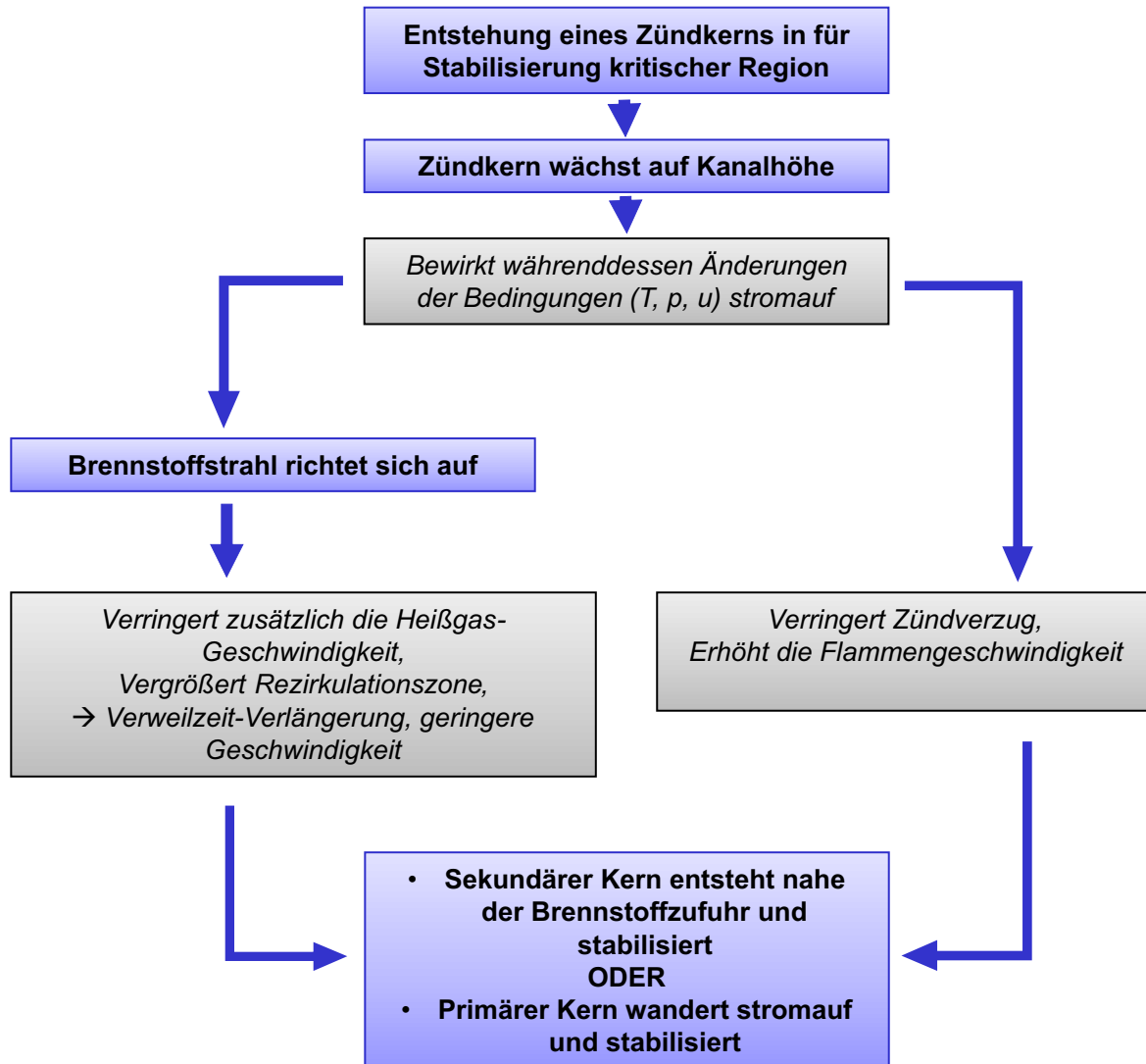


Abbildung 5.33.: Hypothese zur Flammenstabilisierung in schematischer Darstellung. Hypothetische Annahmen sind kursiv gedruckt.

### **Instationäre Effekte**

Die hohe Dynamik des Prozesses legt nahe, dass instationäre Effekte während der Flammenentwicklung von Bedeutung sind. Der Zündkern als mehr oder minder unmittelbar auftretende Störung könnte die Strömung aufstauen und so die Anhebung des Brennstoffstrahls verursachen. Im Laufe der Kernausbreitung steigt die Wärmefreisetzung, nicht nur aufgrund der wachsenden Fläche der Flammenfront, sondern auch, weil die Reaktionszone von sehr brennstoffarmen Gebieten, in denen sich der Zündkern bildet, in Gebiete mit höherem Brennstoffanteil vordringt. So ergeben sich unterschiedliche Flammentemperaturen und Gasdichten. Die Information der sich ändernden Dichteverhältnisse wird in der vorliegenden Unterschallströmung in Form von Druckwellen stromauf getragen [89]. Oran und Boris berichten aus Untersuchungen von Zündereignissen in einem  $H_2-O_2$ -System [112], dass die Zündung durch ihre freigesetzte Energie Druckwellen induziert, die durch die Kompression und die daraus resultierende Temperaturänderung Zündung an anderen Orten hervorrufen können. Sie bezeichnen dies als „Kommunikationseffekt“ zwischen Zündereignissen. Ähnliches beschreiben Maas und Warnatz, die numerisch die Zündung von heißen Gastaschen („hot spots“) in kälterer Umgebung analysierten [93]. Auch hier entstanden Druckwellen, die, abhängig von ihrer Höhe, das umgebende Gemisch aufheizten und so die Zündverzugszeit verkürzten bzw. die Flammengeschwindigkeit erhöhten. In dem hier vorliegenden Brennstoff/Heißgas-Gemisch ergeben sich durch die diversen Mischungszustände ebenfalls Gaspakete unterschiedlicher Temperaturen, sodass daraus ein ähnliches Verhalten resultieren könnte. Jedenfalls harmonisieren die in den Studien beschriebenen Auswirkungen, d. h. verkürzter Zündverzug und sich erhöhende Flammengeschwindigkeit, mit den hier beobachteten Indizien der sekundären Kerne, die zunehmend näher an der Brennstoffzufuhr entstehen bzw. der primären Kerne, die mit verzögert einsetzender Ausbreitung stromauf stabilisieren.

### **Stationärer Einfluss der Wärmefreisetzung**

Auch stationär wirkt sich die Reaktionswärme auf die Eintrittsbedingungen im Kanal gegenüber einer nicht-reagierenden Strömung aus. Um im vorliegenden System eine Größenordnung abzuschätzen, wie sich die Randbedingungen ( $p_{MS}$ ,  $T_{MS}$ ,  $u_{MS}$ ) nach Einsetzen der Flamme ändern, wird es vereinfacht als klassische Rayleigh-Strömung betrachtet. Diese beschreibt eindimensional einen Kanal konstanten Querschnitts mit stationärer Wärmezufuhr [2]. Unter Annahme eines perfekten Gases (konstante spezifische Wärmekapazität) ergibt sich hierfür ein Satz analytisch lösbarer Gleichungen (vgl. Anhang B). Im vorliegenden Experiment wird der Brennstoffstrahl lediglich als eine Wärmequelle angesehen. Sein Wärmeeintrag ändert die Bedingungen stromauf der Reaktionszone ( $B1$ ) in Bedingungen ( $B2$ ) stromab davon. Vor Flammenstabilisierung, d. h. ohne Wärmefreisetzung in der Mischstrecke, werden die Bedin-



Tabelle 5.4.: Einfluss der Wärmefreisetzung auf die Bedingungen in der Mischstrecke, unter der idealisierten Annahme einer Rayleigh-Strömung. Ergebnissen unter „Iteration 1“ sind die Basis-Randbedingungen zugrunde gelegt ( $p_{MS,1} = 15$  bar,  $T_{MS,1} = 1173$  K,  $u_{MS,1} = 200$  m/s). Die Iterationen 2 (nicht gelistet) und 3 beziehen sich jeweils auf die zuvor neu errechneten Randbedingungen  $B1^*$  ( $p_{MS,1}^*$ ,  $T_{MS,1}^*$ ,  $u_{MS,1}^*$ ).

Iteration	Gemisch	$T_{MS,2}$ [K]	$p_{MS,2}$ [bar]	$Ma_{MS,2}$	$dp_{1,2}$ [bar]	$p_{MS,1}^*$ [bar]	$T_{MS,1}^*$ [K]	$u_{MS,1}^*$ [m/s]
1	H <sub>2</sub> /N <sub>2</sub>	1470	14,5	0,34	0,5	15,5	1185	193
	H <sub>2</sub> /NG/N <sub>2</sub>	1851	13,7	0,4	1,3	16,3	1201	187
3	H <sub>2</sub> /N <sub>2</sub>	1473	15,0	0,32	0,5	15,5	1184	194
	H <sub>2</sub> /NG/N <sub>2</sub>	1861	15,0	0,36	1,1	16,1	1197	188

gungen  $B1$  als die Basis-Randbedingungen angenommen ( $p_{MS,1} = 15$  bar,  $T_{MS,1} = 1173$  K,  $u_{MS,1} = 200$  m/s). Daraus folgt eine Schallgeschwindigkeit  $c$ , definiert zu

$$c = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T}, \quad (5.2)$$

von  $c = 687$  m/s, mit dem Isotropenexponenten  $\kappa = 1,4$  und der massenspezifischen Gaskonstante, näherungsweise der trockener Luft, von  $R_{s,Luft} = 287$  J/(kg K) [126]. Dies resultiert in einer Mach-Zahl von  $Ma_{MS,1} = u_{MS}/c = 0,29$ .

Dieser Strömung wird nun chemisch gebundene Energie in Form von Brennstoff zugeführt. Bei der zugeführten Wärmemenge werden im Folgenden zwei Fälle unterschieden: Die 2-Komponenten-Gemische, die bei vergleichsweise geringen Brennstoffkonzentrationen stabilisieren, und die 3-Komponenten-Gemische, deren Stabilisierung bei weniger hohen Luftzahlen und somit deutlich höherem Wärmeeintrag vonstatten geht. In beiden Fällen werden zunächst die durchschnittlichen Stabilisierungsgrenzen der  $X_{N_2,high}$ -Fälle unter Basis-Randbedingungen herangezogen. So entspricht die Gesamtzusammensetzung des Brennstoffstrahls  $X_{H_2}/X_{N_2} = 25/75\%$  bzw.  $X_{H_2}/X_{NG}/X_{N_2} = 40/04/56\%$  und ihre globale Luftzahl  $\lambda_{global} = 8,0$  bzw.  $\lambda_{global} = 2,9$  (2- bzw. 3-Komponenten-Gemische, vgl. Tabelle 5.3). Die Bedingungen  $B2$ , die sich stromab der Flammenzone unter Annahme vollständiger Wärmefreisetzung unter Zugrundelegen der Basis-Randbedingungen ergeben, sind in Tabelle 5.4 unter „Iteration 1“ zusammengefasst.

Ohne und mit Wärmefreisetzung werden die Druckrandbedingungen stromab als konstant angenommen, was im Experiment unmittelbar nach Zündung näherungsweise ebenfalls gilt, da das Ventil zur Druckregulierung eine gewisse Trägheit aufweist. Folglich bedingt der höhere Gesamtdruckabfall im System durch die Wärmefreisetzung einen Anstieg des Drucks stromauf der Flamme um  $dp_{1,2}$  auf  $p_{MS,1}^* = p_{MS,1} + dp_{1,2}$ . Unter Annahme adiabater Verdichtung, welche

für ideale Gase beschrieben ist durch

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}, \quad (5.3)$$

steigt die Temperatur nach Zündung bezüglich der Basis-Randbedingungen auf  $T_{MS,1}^*$  an. Die Geschwindigkeit reduziert sich auf  $u_{MS,1}^*$ . Die Werte  $T_{MS,1}^*$  und  $u_{MS,1}^*$  sind ebenfalls in Tabelle 5.4 unter „Iteration 1“ aufgeführt. Diese geänderten Randbedingungen  $B1^*$  werden nun wieder in die Rayleigh-Gleichungen eingesetzt und so die Ergebnisse iterativ ermittelt. Zwischen einer zweiten und dritten Iteration liegen die Änderungen unterhalb von 0,2%. Daher werden die Werte der dritten Iteration (vgl. Tabelle 5.4) als Ergebnis der Rayleigh-Betrachtung herangezogen. Die Differenz zwischen den Basis-Bedingungen und den Bedingungen  $B1^*$  nach der dritten Iteration beschreiben, inwiefern sich die stationären Verhältnisse stromauf ohne und mit Wärmefreisetzung in dieser idealisierten Betrachtung unterscheiden. Die Differenz liegt mit  $dT \approx 24$  K bzw.  $dT \approx 11$  K in der Größenordnung dessen, was sich in der experimentellen Messwerterfassung vor und nach der Flammenstabilisierung zeigt. Ferner wird offensichtlich, dass die Änderung der Bedingungen von der zugeführten Wärmemenge abhängt, und somit von dem jeweiligen Testfall.

Diese idealisierte Betrachtung vernachlässigt zahlreiche komplexe Faktoren, wie Unmischtheiten, die zu lokal unterschiedlichen Wärmefreisetzungsraten führen, Wärmeverluste, lokal inhomogene Geschwindigkeiten oder unvollständige Wärmefreisetzung. Dennoch liefert sie eine Abschätzung, in welcher Größenordnung die Wärmefreisetzung die Mischstrecken-Verhältnisse unter gegebenen Randbedingungen eventuell ändert. Diese liegt durchaus in einem Bereich, in welchem sie beispielsweise die Zündverzugszeit beeinflussen kann. Wie groß der Einfluss ausfällt, hängt von der dominierenden Kinetik im System ab (vgl. Abschnitt 5.4.4). Gleichzeitig wird die Abhängigkeit der Sekundärkern-Entstehung von dem Ausdehnungsverhältnis  $AV$  der Flammenregion (vgl. Abschnitt 5.5.3) plausibel, da mit größerer Flammenregion der Wärmeeintrag steigt. Überdies wächst der Anteil der Strömung, der diesen Wärmeeintrag erfährt.

### **Wärmestrahlung**

Ein weiterer zu überprüfender Mechanismus im Prozess der Flammenausbreitung ist die Wärmestrahlung eines entstehenden Zündkerns auf seine Umgebung. Im vorliegenden Temperaturbereich fungieren die im Abgas enthaltenen Gase  $H_2O$  und  $CO_2$  als thermische Strahler, d. h. sie emittieren und absorbieren zu einem gewissen Grad Wärmestrahlung. Wie allerdings die nachfolgende Abschätzung zeigen wird, wirkt sich die Erwärmung des umgebenden Brenngases durch Strahlung in der vorliegenden Konfiguration vernachlässigbar klein aus. Ein Grund hierfür ist das geringe Zeitintervall, innerhalb dessen sich die Stabilisierung ab-

spielt. Es bewirkt, dass das Gas stromauf des Zündkerns nur über eine sehr kurze Zeitspanne der Wärmestrahlung ausgesetzt ist, in welcher es sich kaum erwärmt.

Bereits eine obere Abschätzung unter der stark vereinfachten Annahme eines schwarzen Strahlers verdeutlicht die geringe Gaserwärmung. Ein schwarzer Strahler beschreibt als idealisierte Modellvorstellung einen Körper, der die gesamte einfallende Strahlung absorbiert und bei gegebener Temperatur die maximale Strahlung emittiert. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich der Wärmeübergang durch Strahlung zwischen zwei parallelen Oberflächen 1 und 2 von gleicher Größe und homogener Temperatur, die nach Definition des schwarzen Strahlers Emissionsgrade von  $\epsilon = 1$  aufweisen, zu

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\sigma}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} \cdot A \cdot (T_1^4 - T_2^4) = \sigma \cdot A \cdot (T_1^4 - T_2^4). \quad (5.4)$$

Dabei ist  $\sigma = 5,6704 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$  die Stefan-Boltzmann-Konstante und  $A$  die Flächengröße, die sich in diesem Falle entsprechend der Querschnittsfläche des Kanals zu  $A = 6,25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$  ergibt. Die höhere der beiden Temperaturen,  $T_1$ , entspricht in dieser oberen Abschätzung der adiabaten Flammentemperatur bei  $\lambda = 1$  des 3-Komponenten-Gemisches  $X_{N_2,low}$ , das aufgrund der geringsten Verdünnung die höchste Flammentemperatur aller Fälle unter Basis-Zündbedingungen aufweist. Sie beträgt rund  $T_1 = 2300 \text{ K}$ .  $T_2$  wird entsprechend der Heißgas-Temperatur zu  $1173 \text{ K}$  gesetzt. Unter diesen Annahmen ergibt sich ein Wärmestrom von rund  $\dot{Q}_{12} = 925 \text{ W}$ .

Man betrachte diesen Wärmestrom nun unter der Zeitskala der Flammenstabilisierung, die zumeist unterhalb einer Millisekunde abläuft. In dem Beispiel nach Abbildung 5.24 bildet sich der stabilisierende sekundäre Kern innerhalb von  $0,5 \text{ ms}$ , nachdem sich sein vorausgehender primärer Kern über die Flammenregion ausgebreitet hat. Die Mehrzahl der stabilisierenden sekundären Kerne bilden sich in kürzerer Zeit. Innerhalb dieses Zeitintervalls würde nach der oben beschriebenen Modellvorstellung eine Wärmeenergie von rund  $Q_{12} = 0,18 \text{ J}$  übertragen. Sie erwärmt einen Gaswürfel von  $25 \text{ mm}$  Kantenlänge unter Basis-Randbedingungen (und näherungsweise Annahme konstanter Wärmekapazitäten) um rund  $dT = 2 \text{ K}$ .

Einige Faktoren führen zu einer voraussichtlich geringeren Erwärmung. Beispielsweise handelt es sich bei Gas nicht um einen schwarzen, sondern um einen realen Strahler mit Emissionsgraden  $\epsilon$  von deutlich unter 1. Die Emissionsgrade hängen ab vom Wellenlängenbereich sowie von der Temperatur und dem Partialdruck des Gases (hier:  $\text{H}_2\text{O}$  bzw.  $\text{CO}_2$ ), der Schichtdicke und zum Teil vom absoluten Druck des Systems. Eine vereinfachte Abschätzung unter Annahme konstanter Temperaturen und Zusammensetzungen (vgl. Ref. [148]) resultiert in  $\epsilon_{Abgas} = 0,39$  und  $\epsilon_{Heißgas} = 0,26$ . Mit diesen Werten ergibt sich aus Gleichung 5.4 lediglich noch eine Erwärmung von  $0,4 \text{ K}$  innerhalb von  $0,5 \text{ ms}$ . Darüber hinaus wirkt sich dämpfend

aus, dass die Flamme aufgrund unterschiedlicher Mischungszustände über weite Bereiche nicht die hier angenommene, maximale Flammentemperatur bei  $\lambda = 1$  aufweist, sondern zumeist eine niedrigere Flammentemperatur ( $\lambda < / > 1$ ).

Zusammengefasst legen die diskutierten Faktoren nahe, dass vor allem Druckeffekte sowohl instationärer als auch stationärer Art die Randbedingungen beeinflussen, indem sie zusätzlich die Oxidatortemperatur  $T_{MS}$  erhöhen und die Heißgas-Geschwindigkeit  $u_{MS}$  absenken. Eine erhöhte Temperatur verringert dabei den Zündverzögerung und erhöht die Flammengeschwindigkeit. Daneben vergrößert die Anhebung des Brennstoffstrahls während der Flammenausbreitung voraussichtlich die Rezirkulationszone sowie die Zone niedriger Geschwindigkeit im Strahlnachlauf, und ändert die Mischungscharakteristik. Denn diese Eigenschaften hängen von der Eindringtiefe des Strahls in die Querströmung ab [66, 141, 136].

Die ansteigende Flammengeschwindigkeit kombiniert mit der reduzierten Heißgas-Geschwindigkeit ermöglicht einem Kern, sich stromauf auszubreiten, nachdem dieser zunächst an einem fixen axialen Ort im Gleichgewicht zwischen Strömungs- und Flammengeschwindigkeit steht und dort anwächst. Ferner erhöht sich durch die etwas geringere Heißgas-Geschwindigkeit die Aufenthaltszeit des Brennstoffes in der Strömung. Dies zusammen mit der verkürzten Zündverzögerungszeit lässt sekundäre Kerne potentiell weiter stromauf entstehen, bis nahe der Brennstoffzufuhr, wo sie stabilisieren. Folglich kann die Hypothese zur Flammenstabilisierung beide beobachteten Stabilisierungsmechanismen, über primäre und sekundäre Kerne (vgl. Abschnitt 5.5.1 und 5.5.2), erklären. Ferner verdeutlicht sie, dass die Stabilisierung entscheidend von der Konfiguration abhängt, die sicherlich die Höhe der Druck- und somit der Temperaturschwankung, sowie die Geschwindigkeitsänderung beeinflusst. In der vorliegenden, eng begrenzten Strömung nimmt ein Zündkern recht schnell einen verhältnismäßig großen Querschnitt ein bzw. überspannt den gesamten Kanal. In einem Kanal von größerem Querschnitt würde die Störung durch einen Zündkern weniger ins Gewicht fallen. Zudem bringt die Brennstoffzufuhr als „Jet-in-Crossflow“ eine ausgeprägte Zone niedriger Geschwindigkeit mit sich, die die Flammenpropagation stromauf ermöglicht. Darüber hinaus sind die Prozesse abhängig von der Brennstoffart- und -menge, die maßgeblich die Zündverzögerungszeit und Flammengeschwindigkeit sowie die zugeführte Wärmemenge bestimmen. Die Wärmemenge ihrerseits wirkt sich wiederum auf die Ausprägung der Effekte während der Flammenstabilisierung aus, wie z. B. aus der Rayleigh-Betrachtung ersichtlich wird.

Der Einfluss des Brennstoffes offenbart sich auch bei den hier verwendeten Gemischen. Während die Flammenstabilisierung bei den 2-Komponenten-Gemischen sowohl über primäre als auch sekundäre Kerne abläuft, mit einer Aufteilung von ca. 43/57% (Basis-Bedingungen, sowohl  $X_{N_2,high}$  als auch  $X_{N_2,low}$ ), erfolgt sie bei den 3-Komponenten-Gemischen fast ausschließlich (zu 92%) über die Induktion sekundärer Kerne. Zudem hängen bei den 3-Kom-

ponenten-Gemischen die Stabilisierungsgrenzen von der Eindringtiefe des Brennstoffstrahls ab (vgl. Abschnitt 5.2.3), was bei den 2-Komponenten-Gemischen unter gleichen Randbedingungen (Basis-Bedingungen) nicht zu beobachten ist. Die Gründe für dieses Verhalten, und ob zwischen den beiden Unterschiedsmerkmalen ein Zusammenhang besteht, wird in den nächsten Abschnitten diskutiert. Da sich die beiden Gemische nicht nur im Erdgas-Anteil unterscheiden, sondern auch in der Versuchsdurchführung (vgl. Abschnitt 5.1), wird zunächst der Erdgas-Einfluss anhand der 3-Komponenten-Gemische separat betrachtet. Anschließend behandelt ein Vergleich zwischen 2- und 3-Komponenten-Gemische deren unterschiedliches Verhalten und erläutert mögliche Gründe hierfür, die neben dem Erdgasanteil auch durch die Art des Experiments bedingt sein könnten.

### 5.5.5. Einfluss von Erdgas

Da die Flammenstabilisierung bei den 3-Komponenten-Gemischen beinahe ausschließlich über sekundäre Kerne abläuft, wird nachfolgend das Sekundärkern-Verhalten in Abhängigkeit vom Erdgasanteil betrachtet. Beginnend mit den stabilisierenden sekundären Kernen, stellt Abbildung 5.34 deren Positionen beim jeweiligen Wasserstoff- zu Erdgas-Verhältnis,  $X_{H_2/NG}$  (vgl. Gleichung 5.1), dar. Zusätzlich sind zum Vergleich die Positionen derjenigen primären Kerne aufgetragen, die am nächsten an der Brennstoffzufuhr auftreten, wie sie bereits in Abbildung 5.14 dargestellt sind.

Die Abbildung verdeutlicht, dass die stabilisierenden sekundären Kerne merklich näher an der Brennstoffzufuhr entstehen als die nächst gelegenen primären. Der einzige primäre stabilisierende Kern ist derjenige der  $X_{N_2,high}$ -Fälle, der am dichtesten an der Brennstoffzufuhr entsteht. Die Stabilisierung scheint demnach davon abzuhängen, dass sich Kerne relativ nahe an der Brennstoffzufuhr bilden ( $x < 25$  mm). Da aber die primären Kerne großteils weiter stromab auftreten, kann die Stabilisierung unter dieser Annahme nur vonstatten gehen, wenn sich ein sekundärer Kern durch die Beeinflussung der Bedingungen stromauf entsprechend dicht an der Brennstoffzufuhr bilden kann.

Im nächsten Schritt soll untersucht werden, ob die Beeinflussung sekundärer Kerne zugunsten ihrer Entstehung weiter stromauf ebenfalls vom Wasserstoffanteil  $X_{H_2/NG}$  abhängt. Hierfür vergleicht Abbildung 5.35 die durchschnittlichen  $x$ -Positionen der sekundären und primären Kerne jeder Serie. Sie stellt die Abstände zwischen ihren Entstehungsorten,  $L_{rel} = L_{sec} - L_{prim}$  als eine Funktion des Wasserstoffanteils  $X_{H_2/NG}$  dar. Die „ $L_{rel} = 0$ “-Linie veranschaulicht, dass die sekundären Kerne durchschnittlich an der gleichen  $x$ -Position entstehen wie die primären. Für  $L_{rel} < 0$  bilden sie sich näher an der Brennstoffzufuhr und umgekehrt.

Wie aufgrund der vorausgehenden Ergebnisse zu erwarten (vgl. Abschnitt 5.5.3) entsteht

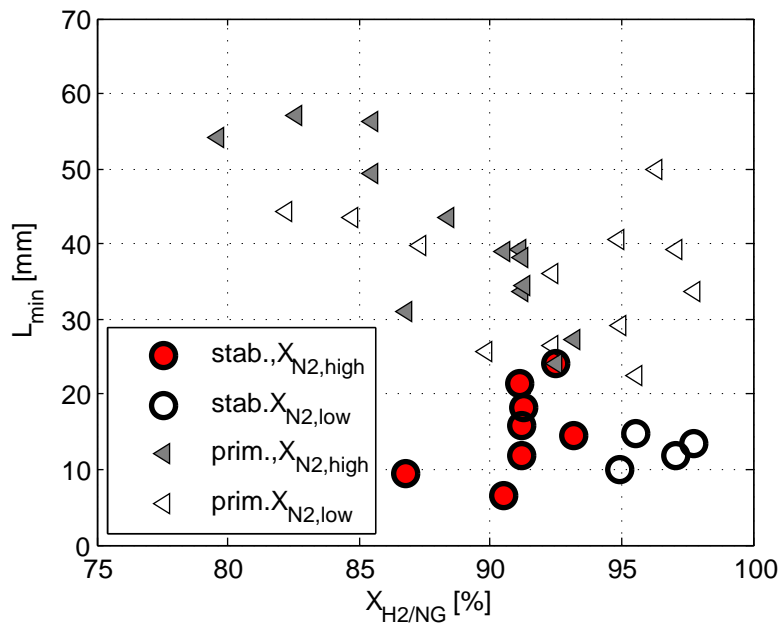


Abbildung 5.34.: Positionen der stabilisierenden Kerne in Relation zur Brennstoffzufuhr,  $L_{min}$ , sowie zum Vergleich diejenigen primären Kerne je Serie, die am dichtesten an der Brennstoffzufuhr auftreten, in Abhängigkeit des Wasserstoffanteils,  $X_{H_2/NG}$ .

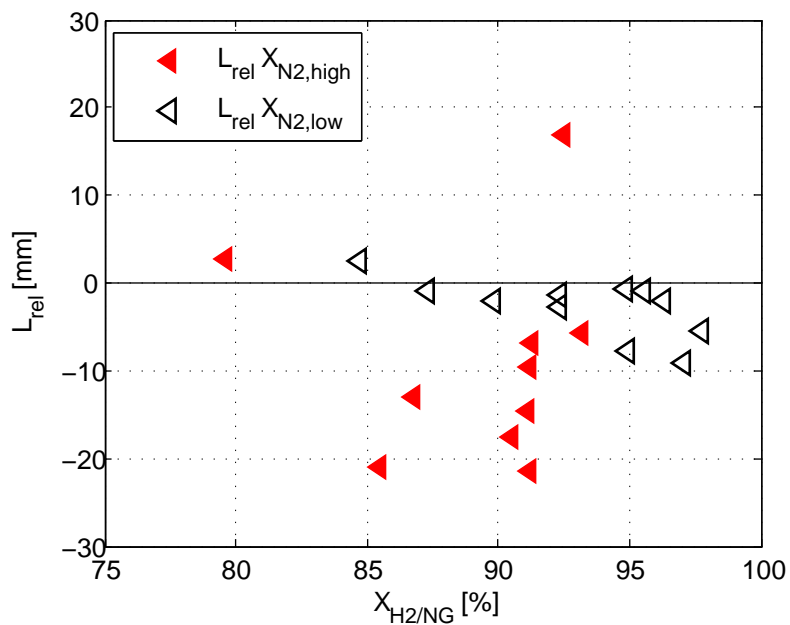


Abbildung 5.35.: Durchschnittlicher relativer Abstand primärer und sekundärer Kerne zur Brennstoffzufuhr,  $L_{rel} = L_{sec} - L_{prim}$ , in Abhängigkeit des Wasserstoffanteils,  $X_{H_2/NG}$ .

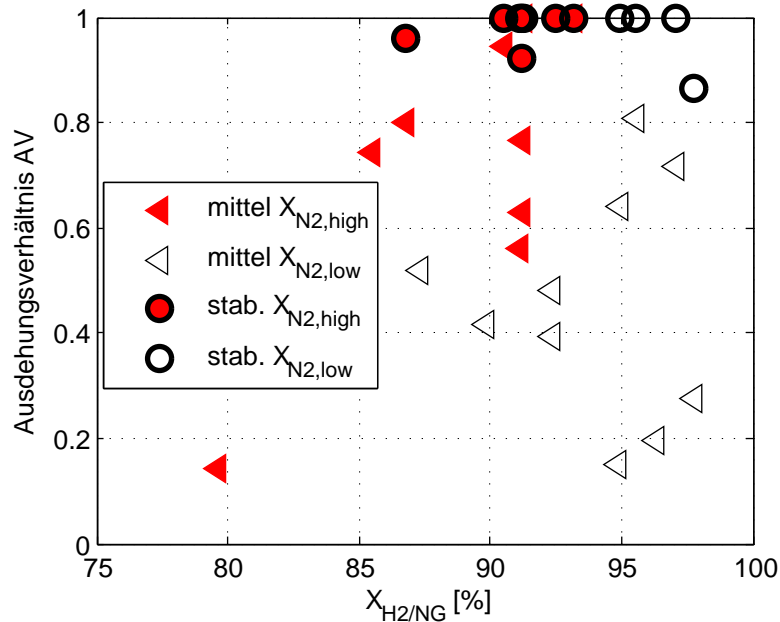


Abbildung 5.36.: Entwicklung des Ausdehnungsverhältnisses  $AV$  mit dem Wasserstoffanteil an den reaktiven Komponenten im Brennstoff,  $X_{H2/NG}$ .

die Mehrzahl der sekundären Kerne stromauf der primären. Es zeigt sich eine Abhängigkeit von  $X_{H2/NG}$ , wobei  $|L_{rel}|$  interessanterweise in den  $X_{N2,high}$ -Fällen wesentlich größer ausfällt als bei  $X_{N2,low}$ , und dies bereits bei niedrigerem  $X_{H2/NG}$ . Unterhalb von  $X_{H2/NG} = 85\%$  bilden sich die Kerne auf gleicher Höhe, oder es wurden keine sekundären Kerne detektiert. Für  $X_{H2/NG} > 85\%$  rücken die sekundären Kerne der  $X_{N2,high}$ -Fälle erheblich näher an die Brennstoffzufuhr, während die der  $X_{N2,low}$ -Fälle zunächst nach wie vor im Bereich der primären entstehen. Erst nahe ihrer Stabilisierungsgrenze verlagern sich auch diese weiter stromauf. Dies ist insbesondere bemerkenswert in Anbetracht der Tatsache, dass auch die Stabilisierungsgrenzen der  $X_{N2,high}$ -Fälle bei niedrigerem Wasserstoffgehalt liegen als die der  $X_{N2,low}$ -Fälle ( $\bar{X}_{H2/NG} = 91\%$  gegenüber  $96\%$ , vgl. Abschnitt 5.2.3).

Im Gegensatz dazu zeigte Abbildung 5.32, dass zwischen dem Ausdehnungsverhältnis  $AV$  und der Position sekundärer Kerne ein ähnliches Verhalten für die unterschiedlichen Eindringtiefen besteht. Eine Erklärung könnte darin liegen, dass auch das Ausdehnungsverhältnis vom Wasserstoffgehalt bzw. von der Eindringtiefe abhängt. Daher wird nun betrachtet, wie sich die Ausdehnung von Flammenregionen mit dem Wasserstoffanteil verhält. Hierfür zeigt Abbildung 5.36 das mittlere Ausdehnungsverhältnis  $AV_{mittel}$ , bei welchem sekundäre Kerne bei jeder Serie durchschnittlich entstehen, über  $X_{H2/NG}$ . Zusätzlich sind separat die Ausdehnungsverhältnisse bei Erscheinen der stabilisierenden sekundären Kerne aufgetragen. Die Abbildung verdeutlicht, dass  $AV$  sich tendenziell mit steigendem  $H_2$ -Gehalt vergrößert.

Für  $X_{H_2/NG} < 85\%$ , wobei sekundäre Kerne etwa auf Höhe der primären entstehen, liegen verhältnismäßig kleine Kernausscheidungen von  $AV_{mittel} \approx 0,2$  vor. Im Bereich der Stabilisierungsgrenzen erhöht sich  $AV$  beträchtlich, auf bis zu  $AV_{mittel} \approx 0,8$ . Dies könnte zum einen auf die höhere Reaktivität mit steigendem  $H_2$ -Anteil zurückzuführen sein, die die Flammgeschwindigkeiten signifikant erhöht [78, 23, 58] und so ein schnelleres Wachstum der Kerne ermöglicht. Zum anderen entstehen die primären Kerne zunehmend weiter stromauf (vgl. Abbildung 5.14), wodurch sich ihre Aufenthaltszeit im Kanal erhöht und ihnen somit mehr Zeit für das Wachstum zur Verfügung steht.

Die stabilisierenden Kerne bilden sich bei den höchsten Ausdehnungsverhältnissen von  $AV > 0,85$ . Somit hat sich die Flammenregion bei ihrem Auftreten im Wesentlichen bereits über die Mischstreckenhöhe ausgebreitet. Die hohen Ausdehnungsverhältnisse bei Auftreten der stabilisierenden sekundären Kerne decken sich mit der Hypothese zur Flammenstabilisierung, nach welcher Flammenregionen mit großer Ausdehnung die Selbstzündung durch Beeinflussung der Randbedingungen stromauf verlagern und so zur Stabilisierung über Sekundärkerne führen können. An dieser Stelle ist anzumerken, dass nicht alle hohen Ausdehnungsverhältnisse auch zu einer Flammenstabilisierung führen. Dies ist angesichts der starken Abhängigkeit der Selbstzündung von sowohl Druck und Temperatur, als auch den spezifischen Historien von Fluidballen bezüglich Mischung und Streckung, durchaus nachvollziehbar. Diese fluktuieren vermutlich stark, insbesondere im Strahl-Nahfeld, in welchem der eindringende Brennstoffstrahl hohe Streckungs- und Mischungsgradienten verursacht [136, 125].

In der Gegenüberstellung der unterschiedlichen Eindringtiefen ist bemerkenswert, dass  $AV$  bei gegebenem  $H_2$ -Anteil für  $X_{N_2,high}$  wesentlich höher ist. Für  $X_{H_2/NG} \approx 91\%$ , d. h. bei der durchschnittlichen Stabilisierungsgrenze von  $X_{N_2,high}$ , mit  $AV_{mittel}$  bis 0,8, erreicht die mittlere Ausdehnung für  $X_{N_2,low}$  nur maximal  $AV_{mittel} \approx 0,4$ . Die höheren Ausdehnungsverhältnisse bei  $X_{N_2,high}$  könnten sekundäre Kerne bereits bei niedrigeren Wasserstoffanteilen näher an die Brennstoffzufuhr verlagern und zur Stabilisierung führen. Somit erklärt das höhere Ausdehnungsverhältnis bei Fällen hoher Strahleindringung ( $X_{N_2,high}$ ) möglicherweise die unterschiedlichen Stabilisierungsgrenzen der 3-Komponenten-Gemische.

Eine Ursache für die verschiedenen hohen Ausdehnungsverhältnisse könnte in der abweichenden Mischungcharakteristik durch die unterschiedlichen Eindringtiefen liegen. Bei den  $X_{N_2,high}$ -Fällen, bei denen der Strahl die Kanal-Mittellinie überschreitet, verteilt sich der Brennstoff schneller über die gesamte Kanalhöhe, was einem Zündkern die Ausbreitung auch in die obere Kanalhälfte ermöglicht. Zusätzlich können sich die Kerne bereits bei höheren vertikalen Positionen bilden, was ihnen erlaubt, sich in alle Richtungen auszubreiten. Hingegen entstehen Kerne im  $X_{N_2,low}$ -Fall durchschnittlich näher an der unteren Wand, sodass sie sich in die untere Richtung nicht mehr wesentlich ausbreiten können und zudem schwer die



obere Wand erreichen. Durch das resultierende kleinere Ausdehnungsverhältnis eines Kerns entfaltet sich die Wirkung der Flammenregion nicht über die gesamte Kanalhöhe. Nicht-reagierende Strömung kann an der Reaktionszone vorüberziehen, was die Auswirkungen der Flammenregion auf die Randbedingungen im Kanal vermindert.

Zusammenfassend scheint die bevorzugte Stabilisierung über Sekundärkerne nahe der Brennstoffzufuhr bei den 3-Komponenten-Gemischen zu erklären, weshalb ihre Stabilisierungsgrenzen von der Eindringtiefe abhängen: Die Wahrscheinlichkeit sekundärer Kerne, näher an der Brennstoffzufuhr zu entstehen, steigt mit wachsendem Ausdehnungsverhältnis, welches wiederum eine Funktion der Eindringtiefe ist. Es bleibt zu klären, weshalb die 3-Komponenten-Gemische im Gegensatz zu den  $\text{H}_2/\text{N}_2$ -Brennstoffen bevorzugt über sekundäre Kerne stabilisieren. Daher befasst sich die anschließende Gegenüberstellung damit, inwiefern sich die 2- und 3-Komponenten-Gemische in ihren Stabilisierungsmechanismen unterscheiden und worin dies begründet liegen könnte.

### 5.5.6. Vergleich der $\text{H}_2/\text{N}_2$ - und $\text{H}_2/\text{NG}/\text{N}_2$ -Gemische

Geringe Mengen an Erdgas unterdrücken die Selbstzündung soweit, dass sie weitaus höhere  $\text{H}_2$ -Konzentrationen im Brennstoffstrahl ohne Flammenstabilisierung ermöglichen, als es bei den reinen  $\text{H}_2/\text{N}_2$ -Gemischen der Fall ist. Abschnitt 5.3.4 und 5.4.3 legen nahe, dass dies großteils auf die längere Zündverzugszeit dieser Gemische verglichen mit den reinen  $\text{H}_2/\text{N}_2$ -Brennstoffen zurückzuführen ist. So entstehen Kerne zunächst nicht in dem für die Flammenstabilisierung kritischen Bereich der Mischstrecke (vgl. Abschnitt 5.3.2). Für die 3-Komponenten-Gemische liegt dieser kritische Bereich allerdings näher an der Brennstoffzufuhr als für die 2-Komponenten-Gemische, d. h. die Kerne der 3-Komponenten-Gemische scheinen, um stabilisieren zu können, weiter stromauf entstehen zu müssen (vgl. Abschnitt 5.3.2 und Abbildung 5.26).

Diese Beobachtung wird in Abbildung 5.37 in einer Gegenüberstellung der unterschiedlichen Zündkernpositionen der 2- und 3-Komponenten-Gemische weiter belegt. Gezeigt sind jeweils die mittleren sowie die minimalen und maximalen Abstände  $L$  entstehender Kerne bzgl. Brennstoffzufuhr für jeden Basis-Betriebspunkt. Die Abbildung illustriert zum einen die Positionen der primären Kerne mit minimalem Abstand zur Brennstoffzufuhr ( $L_{min}$ ). Diese Kerne resultieren aus der Zündung von Gaspaketen mit dem minimalen Zündverzug aus der ungestörten Strömung, d. h. ohne Beeinflussung etwaiger zusätzlicher Zündkerne. Zudem sind die Positionen der stabilisierenden Kerne dargestellt ( $L_{stab}$ ). Sie markieren, aus welcher Position heraus sich Kerne stromauf ausbreiten und als Flamme stabilisieren können. Bei den 2-Komponenten-Gemischen überlappen die Bereiche der minimalen primären und der stabilisierenden Kerne jeweils vollständig. Dies bedeutet, dass auch primäre Kerne in Bereichen

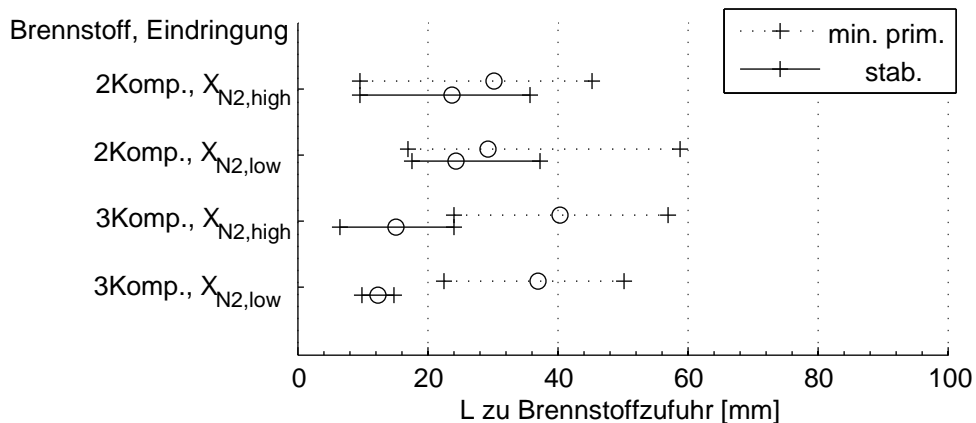


Abbildung 5.37.: Vergleich der Abstände  $L$  bzgl. Brennstoffzufuhr von nächstgelegenen primären und stabilisierenden Kernen der 2- und 3-Komponenten-Gemische bei Basis-Bedingungen. Dargestellt sind jeweils die Durchschnittswerte (Kreissymbole), sowie Minimal- und Maximalwert.

mit für die Flammenstabilisierung geeigneten lokalen Bedingungen entstehen. Entsprechend sind, wie oben erwähnt, anteilig 42 bzw. 44% ( $X_{N2,high}$  bzw.  $X_{N2,low}$ ) aller stabilisierenden Kerne primärer Art.

Anders verhält es sich bei den 3-Komponenten-Gemischen. Hier treten die stabilisierenden Kerne näher an der Brennstoffzufuhr auf als die minimalen primären. Lediglich bei  $X_{N2,high}$  schließen die beiden Regionen aneinander an, verursacht durch einen primären Kern, der verhältnismäßig weit stromauf entsteht und stabilisiert. Daraus ist zu schließen, dass im Entstehungsbereich der primären Kerne, stromab der sekundären Kerne, für die Stabilisierung ungünstige Bedingungen vorliegen. Entsprechend findet sich bei den 3-Komponenten-Gemischen aus 12 stabilisierenden Zündkernen lediglich ein primärer Kern. Die übrigen sind sekundäre Kerne.

Dabei entstehen primäre Kerne der 3-Komponenten-Gemische durchaus in einem axialen Bereich, in welchem bei den 2-Komponenten-Gemischen bereits stabilisierende Kerne auftreten. So scheint das unterschiedliche Stabilisierungsverhalten zwischen 2- und 3-Komponenten-Gemischen nicht ausschließlich dem Zündverzug zuzuordnen zu sein, welcher den Entstehungsort der Kerne bestimmt. Ein weiterer Grund liegt möglicherweise in einem unterschiedlichen Flammenausbreitungsverhalten, das für den letztendlichen Prozess der Stabilisierung ebenfalls entscheidend ist. Davon ausgehend, dass die Flammengeschwindigkeit für die Flammenfortpflanzung stromauf entscheidend ist, liegt es nahe, diese näher zu betrachten.

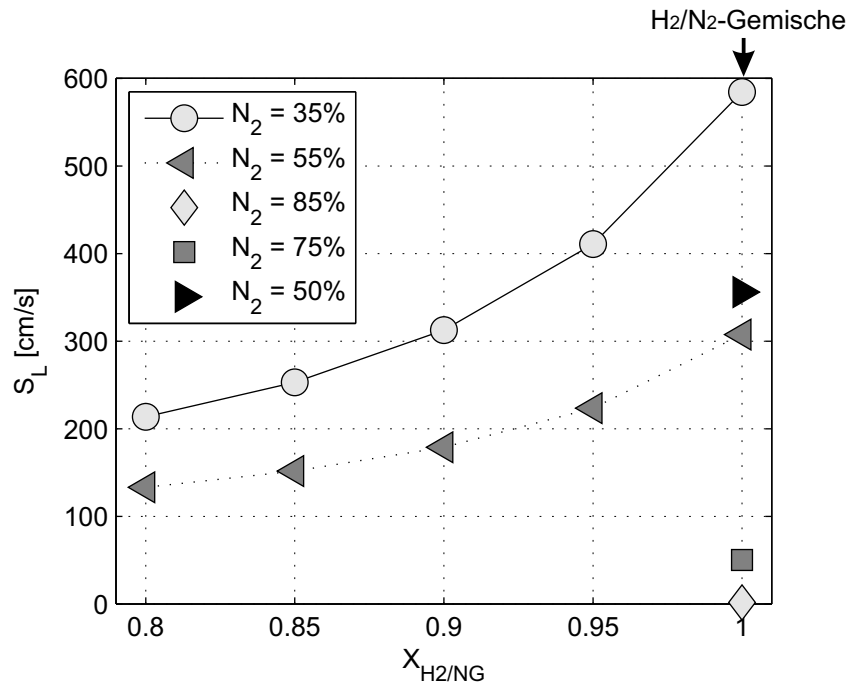


Abbildung 5.38.: Verlauf laminarer Flammgeschwindigkeiten mit Erhöhung des  $H_2$ -Anteils im Brennstoff,  $X_{H_2/NG}$ , unter Basis-Randbedingungen bei  $\lambda = 1$  [139].

### Laminare Flammgeschwindigkeiten

Hierfür werden zunächst die laminaren Flammgeschwindigkeiten einander gegenübergestellt. Sie wurden durch die VT-Abteilung Chemische Kinetik mittels des Programm-Pakets CHEMKIN PREMIX unter Basis-Randbedingungen im Heißgas ( $p_{MS} = 15$  bar,  $T_{MS} = 1173$  K) und für einige beispielhafte Luftzahlen ( $\lambda = 1,5; 1; 0,5$ ) berechnet [139]. Die Gemisch-Temperaturen und -Zusammensetzungen entsprechen jeweils jenen, die sich mit Brennstoffkonzentrationen entsprechend der Stabilisierungsgrenzen der 2-Komponenten-Gemische ergeben ( $X_{H_2}/X_{N_2}$  25/75% , sowohl  $X_{N_2,high}$  als auch  $X_{N_2,low}$ ). Zusätzlich wurde eine niedrigere ( $X_{H_2}/X_{N_2}$  15/85%) und eine höhere ( $X_{H_2}/X_{N_2}$  50/50%)  $H_2$ -Konzentration herangezogen. Bei den 3-Komponenten-Gemischen wurde ähnlich dem Experiment das Wasserstoff- zu Erdgasverhältnis,  $X_{H_2/NG}$ , zwischen 80 und 100% variiert, wobei der  $N_2$ -Anteil konstant bei 55% bzw. 35% gehalten wurde. Erdgas wurde durch ein Gemisch aus Methan (95%) und Ethan (5%) simuliert. Als Mechanismus für die Berechnungen diente wie bereits in der Berechnung der Zündverzugszeiten der RDv06-NGQ.

Beispielhaft für  $\lambda = 1$  stellt Abbildung 5.38 den Vergleich der laminaren Flammgeschwindigkeiten  $S_L$  über dem Verhältnis  $X_{H_2/NG}$  dar. Entsprechend liegen  $S_L$  der 2-Komponenten-Gemische bei  $X_{H_2/NG} = 100\%$ . Daneben veranschaulicht Abbildung 5.39 offenkundiger den Verdünnungseffekt in einem reinen  $H_2/N_2$ -Gemisch, indem  $S_L$  über  $X_{H_2}/X_{N_2}$  aufgetragen

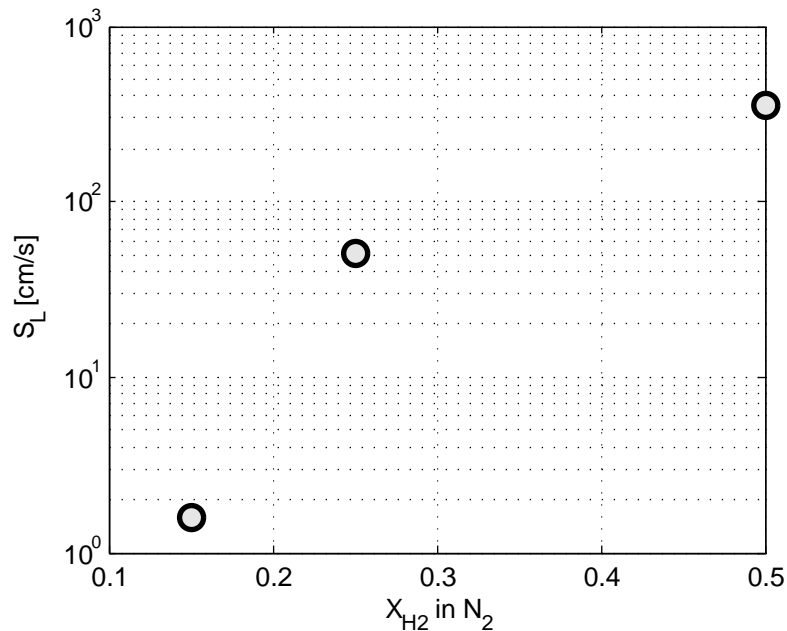


Abbildung 5.39.: Laminare Flammgeschwindigkeiten reiner  $H_2/N_2$ -Gemische für unterschiedliche Verdünnungsstufen unter Basis-Randbedingungen bei  $\lambda = 1$  [139].

ist (bei  $\lambda = 1$ ). Die entscheidenden Merkmale sind ebenso bei den übrigen Luftzahlen zu beobachten.

Abbildung 5.38 belegt klar die verzögernde Wirkung des Erdgases der 3-Komponenten-Gemische. Allerdings liegt selbst die niedrigste Flammgeschwindigkeit dieser Gemische, bei dem höchsten Erdgasgehalt, deutlich über  $S_L$  der bei weitem höher verdünnten reinen  $H_2/N_2$ -Gemische ( $X_{H_2}/X_{N_2}$  15/85% und 25/75%). Der verzögernde Effekt der Verdünnung ist bei den 2-Komponenten-Gemischen, insbesondere für die beiden niedrigeren Verdünnungsstufen, überaus stark ausgeprägt (vgl. Abbildung 5.39). Vermutlich ist dies großteils auf die durch die Verdünnung reduzierte Temperatur (Gemisch- und Flammentemperatur) zurückzuführen.

Im Vergleich der Flammgeschwindigkeiten nahe Stabilisierungsgrenzen von  $X_{H_2/NG} \approx 91$  bzw. 96% und der 2-Komponenten-Gemische ( $X_{H_2}/X_{N_2}$  25/75%) unterscheiden sich diese um etwa einen Faktor 4 bzw. 8 ( $X_{N_2,high}$  bzw.  $X_{N_2,low}$ ). Demnach kann die grundlegende Tendenz der laminaren Flammgeschwindigkeiten nicht erklären, weshalb Kerne der 3-Komponenten-Gemische im Gegensatz zu solchen der 2-Komponenten-Gemische nicht aus Gebieten weiter entfernt von der Brennstoffzufuhr, mit etwas höheren axialen Strömungsgeschwindigkeiten, stromauf propagieren können. Sie würde eher ein Gegenteiliges Verhalten nahelegen. In der vorliegenden Konfiguration sind allerdings die turbulenten Flammgeschwindigkeiten entscheidend. Diese können sich in Abhängigkeit der Bedingungen weitgehend anders verhalten

als die laminaren (vgl. Abschnitt 2.1.7). Zudem ergeben sich Unterschiede in Streckungssensitivitäten und Flammbarkeitsgrenzen, die hinsichtlich Flammenlöschung eine Rolle spielen. Dies gilt insbesondere unter nicht vorgemischten oder teilvorgemischten Verhältnissen, welche in Abhängigkeit der Mischung zu unterschiedlichen Zuständen mit verschiedenen Eigenschaften führen. Daher werden anschließend weitere Indizien und Überlegungen dahingehend angebracht, um das Verhalten der  $\text{H}_2/\text{NG}/\text{N}_2$ - gegenüber der reinen  $\text{H}_2/\text{N}_2$ -Gemische zu erklären.

### Vergleich der stabilisierten Flamme

Weitere Hinweise auf die Mechanismen, welche die unterschiedlichen Gemischverhaltensweisen induzieren, geben die nach Flammenausbreitung in der Mischstrecke stabilisierten Flammen. Im Folgenden werden deren Lumineszenzbilder miteinander verglichen und Unterschiede herausgestellt. Aus ihnen werden mögliche Erklärungen abgeleitet und diskutiert, inwiefern sie sich auf den Prozess der Flammenstabilisierung übertragen lassen.

Abbildung 5.40 zeigt stabile Flammen aus beispielhaften Lumineszenzserien der 2- und 3-Komponenten-Gemische (Spalte links bzw. rechts). Die beiden oberen Bildgruppen stellen jeweils die  $X_{\text{N}_2, \text{high}}$ - und die unteren die  $X_{\text{N}_2, \text{low}}$ -Fälle dar. Aus den, je zuoberst dargestellten, Mittelbildern wurden die maximalen Intensitäten entlang der  $x$ -Achse extrahiert und auf den jeweiligen Maximalwert normiert, wie unterhalb der Mittelbilder aufgetragen. Darunter sind je zwei repräsentative seitliche Einzelbilder abgebildet.

Zunächst sollen die unterschiedlichen Eindringtiefen ( $X_{\text{N}_2, \text{high}}$  und  $X_{\text{N}_2, \text{low}}$ ) einer Gemischart miteinander verglichen werden, welche untereinander dargestellt sind. Bezüglich der mittleren Intensitäten und ihrer axialen Position fällt auf, dass die Maxima bei geringerer Eindringtiefe etwa 10 mm nach stromab verschoben sind, bei den 2-Komponenten von  $x \approx 40$  auf 50 mm und bei den 3-Komponenten-Gemischen von  $x \approx 60$  auf 70 mm. In letzterem Fall endet allerdings der optisch zugängliche Bereich, sodass das Maximum möglicherweise abgeschnitten wird. Das Lumineszenzsignal markiert zwar nicht exakt die Zone maximaler Wärmefreisetzung, sondern beinhaltet zudem Signal aus Strahlung heißen Abgases (vgl. Abschnitt 3.4.4). Da es sich aber jeweils um eine ähnliche Signalquelle handelt, ist es naheliegend, dass die Reaktionszone im Falle der niedrigeren Eindringung tatsächlich vergleichsweise stromab verschoben ist. Eine Erklärung hierfür könnte im Mischungsverhalten liegen. Die Mischung verringert sich mit abnehmendem Impulsstromdichte-Verhältnis  $J$  (vgl. Abschnitt 2.2), welches in den gewählten Beispielen zwischen  $X_{\text{N}_2, \text{high}}$  und  $X_{\text{N}_2, \text{low}}$  von  $J \approx 2,9$  auf 1,1 (2-Komponenten-Gemische) und  $J \approx 3,9$  auf 1,7 (3-Komponenten-Gemische) abfällt (vgl. Tabelle 5.3). Eine schlechtere Mischung führt zu langsamerem bzw. späterem Umsatz des Brennstoffes im Falle der niedrigen Eindringtiefe und somit einer Verschiebung der Reakti-

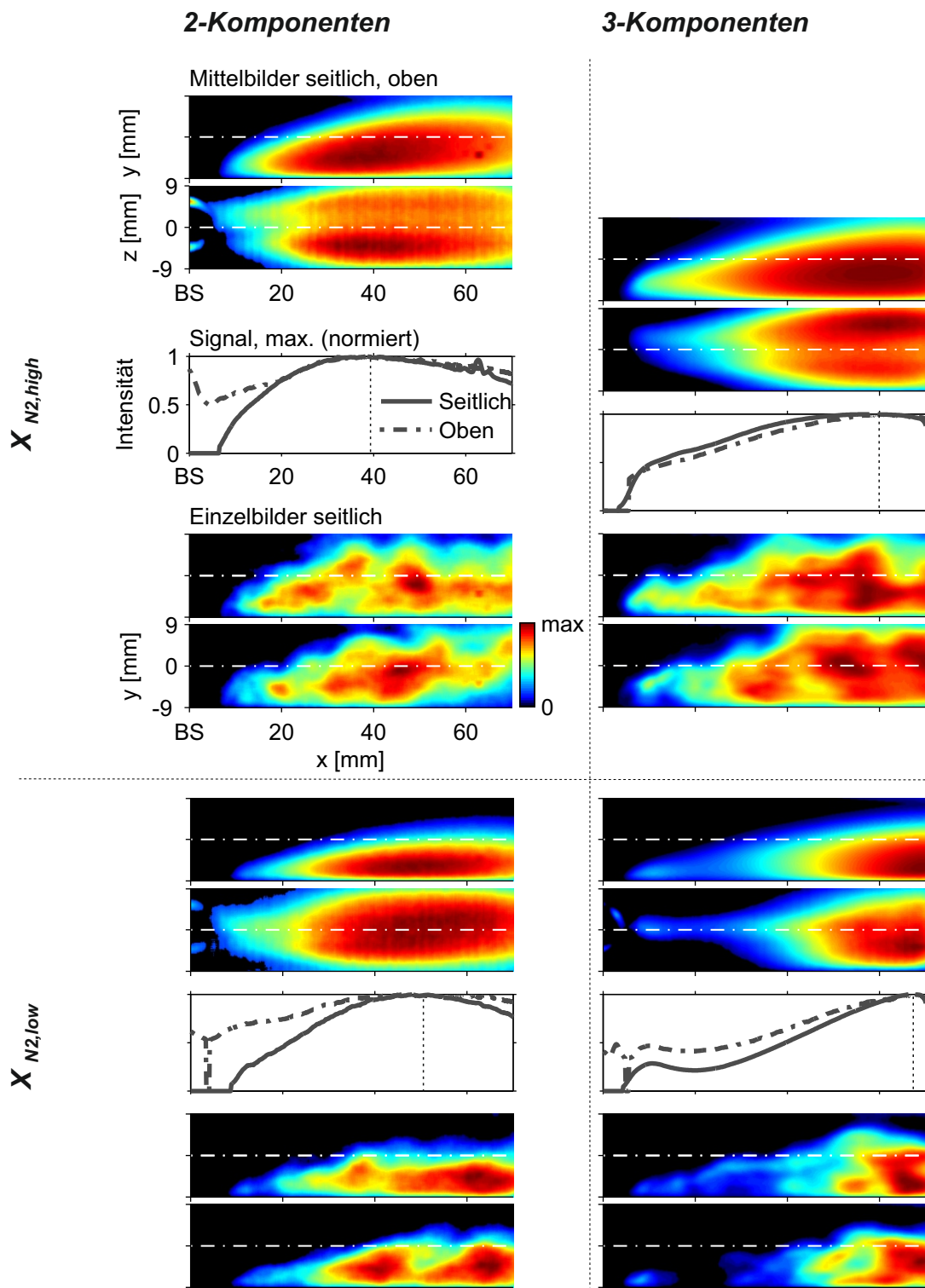


Abbildung 5.40.: Lumineszenzbilder [140, 3] von stabilen Flammen der 2- und 3-Komponenten-Gemische (Basis-Bedingungen) an der Brennstoffzufuhr, jeweils für  $X_{N_2,high}$  und  $X_{N_2,low}$ . Skalierung: 0-max. Zusätzlich zu den Mittelbildern (von der Seite und oben) und zwei typischen seitlichen Einzelbildern sind die Linien maximaler Intensitäten entlang der  $x$ -Achse (normiert) aus den Mittelbildern aufgetragen. Beschriftung vgl. Bildsatz oben links.

onszone stromab [155].

Bezüglich der 2- und 3-Komponenten-Gemische lässt der oben angeführte Vergleich der Intensitäten erkennen, dass die Maxima bei den 3-Komponenten-Gemischen gegenüber denen der 2-Komponenten-Gemische bei entsprechender Eindringtiefe um rund 20 mm nach stromab verschoben sind. Daneben unterscheidet sich auch die Flammenform: Während die gemittelten Flammen der 2-Komponenten-Gemische von seitlich eine durchgängig konvexe Form aufweisen, erscheinen die der 3-Komponenten-Gemische im ersten Drittel eher gerade bis leicht konkav. Dies bestätigen auch die Linien der maximalen Intensitäten längs der  $x$ -Achsen. Besonders ausgeprägt ist die Form im Falle des 3-Komponenten-Gemisches,  $X_{N2,low}$ , bei dem sich zwei Zonen erhöhter Intensität zeigen. Neben dem globalen Maximum bei  $x \approx 70$  mm befindet sich ein lokales Maximum unmittelbar stromab der Brennstoffzufuhr. Die zugehörigen repräsentativen Einzelbilder erklären das Zustandekommen dieses Mittelbildes: Neben zusammenhängenden Flammen zeigen sich in diesem 3-Komponenten-,  $X_{N2,low}$ -Fall häufig nicht-zusammenhängende Strukturen: Hierbei bleibt eine Flammenzone in der Nähe der Brennstoffzufuhr erhalten, die Hauptzone jedoch reißt ab und wandert stromab. Diese „Lücke“ in der Flamme schließt sich wenige Bilder (Bruchteile von Millisekunden) später wieder, indem sich die Flammezone an der Brennstoffzufuhr stromauf ausbreitet.

Ein ähnliches Verhalten wird in der Literatur beschrieben. Nair et al. [106] beobachteten bei einer an einem Flammenhalter stabilisierten Flamme nahe der Löschgrenze, dass sich Lücken in der Flammenzone bildeten, die stromab wanderten. Die Autoren führten dieses Verhalten auf lokale Verlöschung aufgrund hoher Streckung zurück. In der Zone höchster Streckung unmittelbar am Flammenhalter trat keine Flammenlöschung auf, was die Autoren damit begründen, dass hier aufgrund der Rezirkulation heißer Verbrennungsprodukte stabilere Verhältnisse herrschten.

Auch im vorliegenden Fall scheint die Erklärung der Flammenlöschung aufgrund hoher Streckung plausibel: Die höchsten Streckungsraten finden sich 10-20 mm stromab der Brennstoffzufuhr (vgl. Abschnitt 4.1.2), was in etwa dem Bereich der lokalen Löschung entspricht. Die Flammenregion nahe der Brennstoffzufuhr bleibt vermutlich aufgrund des Rezirkulationsgebietes erhalten, welches sich unmittelbar stromab des Strahleintritts etabliert (vgl. Abschnitt 2.2 und Ref. [141]) und die Flamme an der Brennstoffzufuhr stabilisiert.

Es bleibt zu klären, weshalb die lokale Verlöschung lediglich bei dem 3-Komponenten-Gemisch mit niedriger Eindringung zu beobachten ist. Bei den übrigen Beispielen ist sie zumindest nicht ausreichend ausgeprägt, um in den Lumineszenzbildern, welche über die Sichtline aufintegriert sind, erkennbar zu sein. Verglichen wird der 3-Komponenten-,  $X_{N2,low}$ -Fall zunächst mit dem 3-Komponenten-Gemisch hoher Eindringung. Dieses unterscheidet sich in erster Linie durch die Verdünnung, die die Eindringung erhöht und folglich die Mischung

verstärkt. Die bessere Mischung könnte bewirken, dass sich bereits weiter stromauf Luftzahlen einstellen, die eine stabilere Verbrennung begünstigen. Liegen die Luftzahlen weniger nahe der Löschgrenze, ist die Flamme weniger anfällig für lokale Löschung durch Streckung [106].

Ebenso könnte die Verdünnung selbst einen entscheidenden Einfluss haben, wie folgende Ausführungen erläutern. Da sie ebenfalls stark zwischen den 2- und den 3-Komponenten-Gemischen variiert, gelten die nachfolgenden Überlegungen insbesondere auch für die Differenzen zwischen den 2- und 3-Komponenten-Gemischen. Aufgrund des unterschiedlichen experimentellen Ablaufes zünden und stabilisieren die 2-Komponenten-Gemische bereits bei einer Brennstoffzusammensetzung von rund  $X_{H_2}/X_{N_2}$  25/75% (sowohl  $X_{N_2,high}$  als auch  $X_{N_2,low}$ ). Bei den 3-Komponenten-Gemischen liegt das Verhältnis reaktiver Komponenten ( $H_2$  und NG) zu  $N_2$  konstant bei rund 45/55% ( $X_{N_2,high}$ ) bzw. 60/40% ( $X_{N_2,low}$ ) (vgl. Tabelle 5.3). Der reaktive Anteil im Brennstoffstrahl ist demnach bei dem 3-Komponenten-Gemisch mit der niedrigen Strahleindringung am höchsten. Dies wirkt sich auf die lokale Brennstoffkonzentration während des Mischungsprozesses aus. Betrachtet wird ein gegebener Mischungszustand zwischen Brennstoff und Oxidator, festgelegt durch einen bestimmten Mischungsbruch  $\xi$  (vgl. Gleichung 2.20). Aus den verschiedenen reaktiven Anteilen in den Brennstoffstrahlen resultieren nun ebenfalls unterschiedliche Anteile im Gemisch, d. h. unterschiedliche lokale Luftzahlen bei gegebenem Mischungsbruch. Bei einem beispielhaften Mischungsbruch von  $\xi = 0,3$  ergibt sich für die beiden 2-Komponenten-Gemische eine örtliche Luftzahl von  $\lambda = 2,11$ , für das 3-Komponenten-Gemisch,  $X_{N_2,high}$ , von  $\lambda = 0,75$  und den 3-Komponenten-,  $X_{N_2,low}$ -Fall von  $\lambda = 0,44$ . Der stöchiometrische Mischungsbruch  $\xi_{st\ddot{o}ch}$  liegt bei jeweils  $\xi_{st\ddot{o}ch} = 0,47$  (2-Komponenten-Gemische),  $\xi_{st\ddot{o}ch} = 0,24$  (3-Komponenten-Gemisch,  $X_{N_2,high}$ ) und  $\xi_{st\ddot{o}ch} = 0,16$  (3-Komponenten-Gemisch,  $X_{N_2,low}$ ). Somit gelangen die 2-Komponenten-Gemische bereits bei vergleichsweise schlechterer Mischung auf die brennstoffarme Seite, während sich insbesondere das niedrig eindringende 3-Komponenten-Gemisch noch auf der brennstoffreichen Seite befindet.

Der Übergang von brennstoffreichen zu -armen Verhältnissen ist dahingehend bedeutsam, dass er einen entscheidenden Einfluss auf turbulente Flammengeschwindigkeiten, Streckungssensitivitäten und Flammbarkeitsgrenzen nimmt, wie in Abschnitt 2.1.7 ausgeführt ist. Deren tendenzielles Verhalten ändern sich nahe  $\lambda = 1$  aufgrund molekularer Transporteffekte. Unter brennstoffreichen Verhältnissen ist die Wasserstoffflamme weitaus sensitiver auf Flammenlöschung durch hohe Streckungsraten. Daher könnte eine relativ schlechte Mischung des niedrig eindringenden 3-Komponenten-Gemisches, kombiniert mit der Tatsache, dass eine im Vergleich zu den übrigen Fällen bessere Mischung erforderlich ist, um zu brennstoffarmen Verhältnissen zu gelangen, erklären, dass diese Konfiguration aus den vier betrachteten am anfälligsten für Flammenlöschung ist. Das vermutlich besser mischende, da tiefer eindrin-



gende 3-Komponenten-Gemisch, welches sich zudem wegen der höheren Verdünnung bereits bei etwas schlechterer Mischung auf der brennstoffarmen Seite befindet, scheint dem gegenüber stabiler zu sein. Die gerade bis leicht konkave Form des Signalintensität-Verlaufes sowie die Verschiebung der Intensitätszone stromab deuten jedoch auch hier verglichen zu den 2-Komponenten-Gemischen eine leichte Verzögerung der Verbrennung an. Die 2-Komponenten-Gemische, welche sich bereits bei weitaus schlechterer Mischung auf der brennstoffarmen Seite befinden, scheinen deutlich insensitiver gegenüber Flammenlöschung durch Streckung zu sein.

Neben der Mischung, die sich wie beschrieben auf die Stabilität auswirken kann, beeinflusst der Erdgasgehalt die 3-Komponenten- gegenüber den 2-Komponenten-Gemischen vermutlich in ähnlicher Art. Auch dieser senkt die für die Flammenlöschung kritische Streckungsrate und sorgt so für eine höhere Anfälligkeit hinsichtlich Löschung durch Streckung [47, 58, 147]. Dass dieser Effekt alleinig verantwortlich ist, widerlegt allerdings die Tatsache, dass bei dem weiter eindringenden 3-Komponenten-Gemisch keine Löschung sichtbar ist. Daher scheint letztlich die Kombination der Mischungseffekte zusammen mit dem Brennstoffeinfluss erklären zu können, weshalb Flammenlöschung ausschließlich bei dem 3-Komponenten-Gemisch mit niedriger Eindringung zu erkennen ist.

Die Beobachtungen an der stabilen Flamme legen nahe, dass in der Zone etwa 10-20 mm stromab der Brennstoffzufuhr insbesondere für die 3-Komponenten-Gemische ungünstige Bedingungen für eine Flamme und demgemäß auch für die Flammenausbreitung herrschen. Unter dieser Annahme ist es im Übertrag auf die Kernausbildung plausibel, dass Kerne der 3-Komponenten-Gemische, die mehr als  $x \approx 20$  mm stromab der Brennstoffzufuhr entstehen, erschwert stromauf propagieren können. Lediglich bei der tieferen Eindringung ist diese Fortpflanzung gelegentlich zu beobachten, wo die Bedingungen aufgrund besserer Mischung und etwas höherer Verdünnung weniger kritisch zu sein scheinen. Bei den 2-Komponenten-Gemischen sind die vorliegenden Bedingungen in dem besagten Bereich offenbar nicht in dem Sinne kritisch, dass sie globale Flammenlöschung hervorrufen. Entsprechend ist es für Zündkerne dieser Gemische möglich, durch die Zone hoher Streckung hindurch zu propagieren und an der Brennstoffzufuhr zu stabilisieren.

Darüber hinaus ist für die Flammenausbreitung bedeutend, dass die oben beschriebenen Mischungs- und Brennstoffeinflüsse nicht nur auf die Streckungssensitivitäten und Flammbarkeitsgrenzen, sondern insbesondere auch auf die Flammgeschwindigkeiten wirken. Auf die Flammgeschwindigkeiten brennstoffarmer, reiner  $H_2/N_2$ -Gemische wirken sich Turbulenz und Streckung stärker beschleunigend aus als auf solche mit einem gewissen Erdgas-Anteil, insbesondere, wenn diese unter brennstoffreichen Verhältnissen vorliegen sollten [13, 14]. Dies führt möglicherweise dazu, dass sich der relative Unterschied zwischen laminaren Flammenge-

schwindigkeiten der 2- und 3-Komponenten-Gemische (vgl. Abbildung 5.38) verkleinert oder sogar umkehrt. So könnten die turbulenten Flammgeschwindigkeiten der 2-Komponenten-Gemische die der 3-Komponenten-Gemische überwiegen, obwohl dies bei den laminaren Flammgeschwindigkeiten nicht der Fall ist.

Eine Beurteilung, inwieweit die angebrachten Überlegungen zutreffen, könnten quantitative Mischungsuntersuchungen sowie zeitaufgelöste Messungen des Geschwindigkeitsfeldes und Druckverlaufsmessungen erbringen. Insbesondere erstere Messmethoden sind allerdings unter den vorliegenden Randbedingungen ( $p, T$ ) und in Anbetracht der kurzen Zeitskalen herausfordernd.

# 6. Abschließendes

## 6.1. Zusammenfassung

In der vorliegenden experimentellen Arbeit wurde das Selbstzündverhalten wasserstoffreicher Brennstoffe unter Bedingungen untersucht, wie sie für die Vormischzone einer Reheat-Brennkammer relevant sind. Die Untersuchungen bezogen auch die auf ein Selbstzündereignis folgenden Flammenausbreitung und Flammenstabilisierung mit ein.

Die Experimente wurden an einem Hochdruckbrennkammer-Prüfstand unter Verwendung eines speziell konzipierten Versuchsträgers durchgeführt. Dieser ermöglichte die Einstellung Reheat-relevanter und weiterer Bedingungen in einer Mischstrecke bezüglich Druck ( $p = 5, 10, 15$  bar), Heißgas-Temperatur ( $T = 1143 - 1203$  K) und -Zusammensetzung sowie Aufenthaltszeit ( $t = 0,33 - 0,5$  ms durch Heißgas-Geschwindigkeiten von  $u = 200, 300$  m/s). Als Brennstoffe kamen zwei unterschiedliche wasserstoffreiche Gemische zum Einsatz ( $H_2/N_2$ - und  $H_2/NG/N_2$ -Gemische). Diese wurden quer zu der Heißgas-Strömung in einer *Jet-in-Crossflow*-Anordnung in die Mischstrecke zugegeben, wobei jeweils zwei unterschiedliche Eindringtiefen durch verschiedene Massenströme realisiert wurden. Während eines Experiments wurden die Randbedingungen in der Mischstrecke ( $p, T, \text{Oxidatorgeschwindigkeit } u$ ) auf konstante Werte eingestellt. Anschließend wurde im Brennstoffstrahl der  $H_2$ -Anteil bezüglich  $N_2$  (bei den  $H_2/N_2$ -Gemischen) bzw. bezüglich Erdgas(NG) (bei konstantem  $N_2$ -Anteil; bei den  $H_2/NG/N_2$ -Gemischen) in Richtung eines Sollwertes erhöht, bis sich eine stabile Flamme in der Mischstrecke etablierte. Dieses Prozedere wurde mehrfach wiederholt.

Für eine zeitaufgelöste Betrachtung der Selbstzündereignisse wurden bei Flammenstabilisierung Hochgeschwindigkeits-Lumineszenz- und Schattenaufnahmen mit einer Frequenz von bis zu 30 kHz durchgeführt. Das Geschwindigkeitsfeld wurde im Vorfeld zu den Selbstzünduntersuchungen mittels PIV-Messungen charakterisiert.

Die Ausbildung einer stabilen Flamme in der Mischstrecke trat in Abhängigkeit von den Randbedingungen bei unterschiedlichen  $H_2$ -Anteilen auf. Die Auftragung des  $H_2$ -Anteils bei Flammenstabilisierung über einem bestimmten Mischstrecken-Parameter ( $T, p$ ) lieferte die sogenannten Stabilisierungsgrenzen. Es zeigte sich, dass die Stabilisierungsgrenzen bei allen Drücken stark von der Heißgas-Temperatur abhingen, wobei diese Abhängigkeit bei der hö-

heren Heißgas-Geschwindigkeit ( $u = 300$  m/s) stärker ausgeprägt war als bei der niedrigeren ( $u = 200$  m/s). Bei  $p = 15$  bar,  $u = 300$  m/s und  $T < 1173$  K konnte die Sollkonzentration an  $H_2$  im Brennstoff ohne Flammenstabilisierung in der Mischstrecke erreicht werden. Eine Absenkung des Drucks reduzierte den  $H_2$ -Gehalt bei Zündung, oder hatte keinen signifikanten Einfluss. Auch das Druckverhalten erwies sich als abhängig von der Heißgas-Geschwindigkeit. Das Vorhandensein von Erdgas im Brennstoff erhöhte den  $H_2$ -Gehalt bei Flammenstabilisierung signifikant um bis zu 35%.

Chemisch-kinetische Berechnungen von Zündverzugszeiten unter korrespondierenden, jedoch idealisierten Bedingungen legen nahe, dass sowohl die ausgeprägte Temperatur- als auch die spezielle Druckabhängigkeit großteils von der zugrundeliegenden Wasserstoffkinetik beeinflusst ist. Deren Reaktionspfade ändern sich innerhalb des hier untersuchten Druck- und Temperaturbereiches, was zumindest zum Teil das experimentell beobachtete Verhalten erklären kann.

Zeitaufgelöste Untersuchungen einzelner Flammenstabilisierungs-Ereignisse gaben Aufschlüsse über mögliche relevante Mechanismen der Flammenstabilisierung. Die Flammenstabilisierung wurde von räumlich abgegrenzten Zündkernen initiiert. Diese wuchsen an, breiteten sich stromauf in Richtung der Brennstoffzufuhr aus und stabilisierten dort meist innerhalb einer Millisekunde, vermutlich in der Rezirkulationszone des Brennstoffstrahls. Neben Kernen, welche sich stromauf ausbreiteten und an der Brennstoffzufuhr stabilisierten, wurden auch solche detektiert, die aus der Mischstrecke herausgetragen wurden. Ob sich ein Zündkern stromauf ausbreiten und stabilisieren konnte, war abhängig von seinem axialen Entstehungsort. Dabei reichte der kritische Bereich, in dem stabilisierende Kerne auftraten, je nach Brennstoff bis ca. 25-35 mm stromab der Brennstoffzufuhr. Dieser Bereich ist großteils von dem spezifischen Geschwindigkeitsfeld der vorliegenden Jet-in-Crossflow-Konfiguration geprägt, welches eine Zone niedrigerer Geschwindigkeiten im Nachlauf des Brennstoffstrahls aufwies. Aufgrund der Beobachtungen wurde eine Hypothese über einen möglichen Ablauf der Flammenstabilisierung aufgestellt. Demnach entsteht zunächst ein Zündkern in einem für die Flammenstabilisierung kritischen Bereich. Dieser wächst an und beeinflusst dabei die Bedingungen in der Mischstrecke dahingehend, dass er sich vereinfacht stromauf ausbreiten kann oder dass weitere Zündkerne nahe der Brennstoffzufuhr initiiert werden, welche letztendlich stabilisieren.

Die  $H_2/N_2$ - und die  $H_2/NG/N_2$ -Gemische zeigten tendenziell unterschiedliche Verhaltensweisen. So hingen beispielsweise die Stabilisierungsgrenzen der  $H_2/NG/N_2$ -Gemische von der Eindringtiefe des Brennstoffstrahls ab, während dies bei den  $H_2/N_2$ -Gemischen bei korrespondierenden Randbedingungen nicht zu beobachten war. Auch im Stabilisierungsprozess fielen Unterschiede auf. Die verschiedenen Verhaltensweisen sind neben der Brennstoffzusammen-

setzung durch einen kombinierten Einfluss verschiedener Prozesse, wie Mischung, Streckung und gasdynamische Abläufe, erklärbar.

## 6.2. Schlussfolgerungen

In technisch relevanten Systemen sind Selbstzündprozesse zahlreichen Einflüssen unterworfen. So legen auch die hier angeführten Ergebnisse und ihre Diskussion nahe, dass sich die Stabilisierungsgrenzen aus Interaktionen zwischen chemisch-kinetischen Vorgängen und turbulenter Mischung, Streckung, molekularem Transport und gasdynamischen Prozessen ergeben. Diese beeinflussen vermutlich den gesamten Verlauf der Flammenstabilisierung, über die Bildung eines Zündkerns an einer kritischen Position und dessen Ausbreitung bis hin zu der Verankerung einer stabilen Flamme an der Brennstoffzufuhr. Dabei scheint insbesondere die eng an die Zündverzugszeit gekoppelte Zündkernentstehung unter den vorliegenden, Reheat-relevanten Randbedingungen äußerst empfindlich auf die lokale, instantane Temperatur zu reagieren. Dies rührt wahrscheinlich aus der in diesem Temperatur- und Druckbereich stark temperatursensitiven chemischen Kinetik des Wasserstoffs aufgrund wechselnder dominierender Reaktionspfade her. Zugleich liegen wegen der kurzen Zündverzugszeiten der wasserstoffreichen Brennstoffe chemische und turbulente Zeitskalen in ähnlicher Größenordnung vor, was wiederum Chemie und Turbulenz eine gegenseitige Wechselwirkung erlaubt. Die Einflussfaktoren wirken sich in ihrer Summe bei den verschiedenen untersuchten Brennstoffen z. T. unterschiedlich aus. Darauf weist z. B. die Abhängigkeit der  $\text{H}_2/\text{NG}/\text{N}_2$ -Gemische von der Eindringtiefe hin, die bei den  $\text{H}_2/\text{N}_2$ -Gemischen unter entsprechenden Randbedingungen nicht zu erkennen ist.

Obwohl idealisierte Betrachtungen der homogen-kinetischen Zündverzugszeit und der laminaren Flammengeschwindigkeit das komplexe Zusammenspiel technisch relevanter Prozesse nicht abbilden können, geben sie eine Vorstellung von dem Einfluss bestimmter Parameter. Zudem impliziert sowohl die exponentielle Abhängigkeit der homogenen Zündverzugszeiten als auch die hohe Abhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeiten von der Verdünnung, dass für die Ausbildung einer stabilen Flamme zunächst eine gewisse limitierende  $\text{H}_2$ -Konzentration überschritten werden muss. Unterhalb derer scheint sich aufgrund zu hohen Zündverzugs bzw. zu niedriger Flammengeschwindigkeiten keine Flammenstabilisierung ergeben zu können. So könnte limitierend wirken, dass sich aufgrund zu langer Zündverzugszeiten kein Zündkern ausreichend nahe an der Brennstoffzufuhr bildet. Auch wäre es möglich, dass sich zwar ein Zündkern in der Nähe der Brennstoffzufuhr bildet, er jedoch aufgrund zu niedriger Flammengeschwindigkeiten nicht fähig ist, sich stromauf auszubreiten und eine stabile Flamme zu initiieren. Daneben könnten, wie in Abschnitt 5.5.6 angedeutet, weitere Faktoren die Entwicklung einer stabilen Flamme verhindern, wie beispielsweise hohe Streckungsraten

oder unzureichende Mischung. Welcher Mechanismus letztendlich bei den hier betrachteten  $H_2/N_2$ -Gemischen der entscheidende ist, oder ob es sich um eine Kombination verschiedener Effekte handelt, ist aus den vorliegenden Messungen für diese Gemische nicht ersichtlich. Bei den  $H_2/NG/N_2$ -Gemischen hingegen wurden auch Messungen bei Brennstoffzusammensetzungen durchgeführt, welche noch keine stabile Flamme initiierten. Diese Messungen weisen darauf hin, dass für ihre Stabilisierungsgrenzen eine Kombination der Effekte ausschlaggebend ist: Bei höheren Erdgasgehalten ist die Zündverzugszeit zu hoch, als dass Kerne ausreichend nahe an der Brennstoffzufuhr entstehen. Hin zu höheren  $H_2$ -gehalten treten die Kerne näher an der Brennstoffzufuhr auf, an ähnlichen Positionen wie die stabilisierenden Kerne der  $H_2/N_2$ -Gemische. Hier scheinen jedoch die Flammengeschwindigkeiten zu niedrig oder die Sensitivität auf fluiddynamische Streckung zu hoch zu sein, als dass die Kerne ab dieser Position stromauf propagieren können. Für die Stabilisierung der  $H_2/NG/N_2$ -Gemische scheint daher letztendlich die Beeinflussung der Bedingungen durch weitere Zündkerne entscheidend zu sein.

Die Ergebnisse legen nahe, dass die Flammenstabilisierung durch Selbstzündung wasserstoffreicher Brennstoffe unter den betrachteten Reheat-typischen Randbedingungen nicht nur von der Brennstoffzusammensetzung abhängt. Auch die Geometrie der Vormischzone sowie Inhomogenitäten, insbesondere in der Temperaturverteilung, wie sie generell in technischen Systemen zu finden sind, haben einen entscheidenden Einfluss. Sie bestimmen zum Teil die Turbulenzintensität in einem vorliegenden System sowie mittlere Geschwindigkeitsfelder oder Temperaturfluktuationen. Ferner beeinflussen sie vermutlich die Auswirkung gasdynamischer Effekte, wie Abschnitt 5.5.4 impliziert. Weitere Einflüsse sind nicht auszuschließen. So könnten z. B. Verunreinigungen in technischen Systemen katalytisch wirken. Zur Auslegung technischer Systeme ist somit eine sorgfältige Evaluierung der Stabilisierungsgrenzen unter möglichst technisch-relevanten Bedingungen entscheidend. Hierzu liefern die hier vorgestellten Daten eine Ausgangsbasis.

So sind die hierin vorgestellten Ergebnisse hinsichtlich wasserstoffreicher Brennstoffe im technischen System als Ausgangspunkt heranziehbar, um spezifische Grenzkonzentrationen zu ermitteln. Zudem geben sie Hinweise auf zu beachtende Kriterien im Brennkammerdesign, um Flammenstabilisierung in der Vormischzone zu vermeiden. Ein Kriterium ist insbesondere die Vermeidung großer Rezirkulations- bzw. Nachlaufgebiete mit reduzierter Strömungsgeschwindigkeit im Bereich der Brennstoffzufuhr, um bei eventuell auftretenden Selbstzündereignissen die Stabilisierung einer Flamme in solchen Zonen zu vermeiden. Daneben liefern die Ergebnisse einen Validierungsdatensatz für CFD-Simulationen, um Selbstzündung und Flammenstabilisierung unter technisch nahen Randbedingungen vorherzusagen. In der Umkehrung wiederum könnten solche Simulationen mit der Möglichkeit, relevante Prozesse zeitlich und

örtlich aufgelöst zu betrachten, das Verständnis für die vorliegenden Beobachtungen vertiefen.

### 6.3. Ausblick

Zusätzliche, quantitative Messungen wären hilfreich, um die angeführten Interpretationen der Ergebnisse zu belegen. So würden Mischungsuntersuchungen genauere Einblicke in die räumliche Entwicklung der Brennstoffstrahl- und Heißgasmischung in der Mischstrecke ermöglichen. Sie könnten unter anderem die Überlegungen bezüglich der unterschiedlichen Stabilisierungsgrenzen der beiden Brennstoffzusammensetzungen (vgl. Abschnitt 5.5.6) unterstützen. Herausfordernd ist hierbei jedoch, einen unter den untersuchten Bedingungen stabilen Tracer zu finden. Planare laserinduzierte Fluoreszenzmessungen am OH-Radikal (OH-PLIF) an einer stabilisierten Flamme würden weitere Aufschlüsse über lokale Löschung in der Flammenfront geben und somit Hinweise darauf, bei welchen Brennstoffen und Bedingungen es bevorzugt zu lokaler Löschung kommt.

Darüber hinaus böten zusätzliche Hochgeschwindigkeits-Messtechniken während eines Stabilisierungsereignisses die Möglichkeit, die zeitliche Entwicklung eines Stabilisierungsprozesses insbesondere hinsichtlich der Randbedingungen genauer zu erfassen. Hierbei wären zum einen instantane Messungen des Geschwindigkeitsfeldes mittels Hochgeschwindigkeits-PIV aufschlussreich. Diese Messtechnik in Zusammenhang mit hohen Drücken befindet sich aktuell noch in der messtechnischen Entwicklung. Daneben könnten zeitlich aufgelöste Druckmessungen in der Mischstrecke Informationen über die Druckentwicklung während eines Zündprozesses liefern, welche auch Temperaturänderungen in der Mischstrecke implizieren.

Aufgrund der geforderten hohen zeitlichen Auflösung unter Hochdruckbedingungen ist der Einsatz der genannten Messtechniken herausfordernd. Detaillierte numerische Simulationen könnten ebenfalls dazu beitragen, relevante Prozesse in ihrer zeitlichen und räumlichen Entwicklung nachzuvollziehen. Aufschlussreich wäre zudem, die Auswirkung gewisser Parameter separat in vereinfachten Systemen zu betrachten. Ein Beispiel wäre der Einfluss der Streckungsrate auf die Flammengeschwindigkeit und Löschgrenzen bei den verschiedenen relevanten Brennstoffen und Randbedingungen.





# A. Lambda aus Abgas

Die folgende Rückberechnung der Luftzahl des FLOX<sup>®</sup>-Brenners im Heißgaserzeuger,  $\lambda_{HG}$ , aus dem gemessenen Sauerstoffgehalt  $X_{O_2}$  setzt nachstehende Annahmen voraus:

- trockene Verbrennungsluft
- Vollumsatz des Brennstoffes
- Abgas gekühlt (3°C)

Ausgegangen wird von der Verbrennungsgleichung in der Form

$$\begin{aligned} \nu'_{BS} (C_n H_m + p N_2 + q CO_2) + \lambda \nu'_{O_2} O_2 + \lambda \nu'_{O_2} \frac{X_{N_2, Luft}}{X_{O_2, Luft}} N_2 \\ \rightarrow (\lambda - 1) \nu'_{O_2} O_2 + \left( \lambda \nu'_{O_2} \frac{X_{N_2, Luft}}{X_{O_2, Luft}} + p \right) N_2 + (\nu''_{CO_2} + q) CO_2 + \nu''_{H_2O} H_2O \end{aligned} \quad (A.1)$$

mit den N<sub>2</sub> und CO<sub>2</sub>-Anteilen im Brennstoff, p und q, normiert auf den reaktiven Anteil:

$$p = \frac{X_{N_2, BS}}{X_{C_n H_m, BS}}, q = \frac{X_{CO_2, BS}}{X_{C_n H_m, BS}} \quad (A.2)$$

und den stöchiometrischen Koeffizienten vor (') und nach (") der Reaktion, wie sie bei stöchiometrischer Verbrennung ( $\lambda = 1$ ) vorliegen:

$$\nu'_{BS} = 1 \quad (A.3)$$

$$\nu'_{O_2} = n + \frac{m}{4} \quad (A.4)$$

$$\nu''_{CO_2} = n \quad (A.5)$$

$$\nu''_{H_2O} = \frac{m}{2}. \quad (A.6)$$

Die Abgasmenge des trockenen Abgases (bzgl. der Hauptkomponenten O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> und CO<sub>2</sub>) nach Verbrennung, normiert auf  $\nu'_{BS} = 1$  und korrigiert um den Restfeuchtegehalt, ergibt sich zu

$$n_{ges, korr} = \frac{X_{O_2} + X_{N_2} + X_{CO_2}}{1 - X_{Rest, H_2O}} \quad (A.7)$$

mit

$$X_{O_2} = (\lambda - 1)\nu'_{O_2} \quad (\text{A.8})$$

$$X_{N_2} = \lambda\nu'_{O_2} \frac{X_{N_2, Luft}}{X_{O_2, Luft}} + p \quad (\text{A.9})$$

$$X_{CO_2} = \nu''_{CO_2} + q, \quad (\text{A.10})$$

Der Restfeuchtegehalt im Abgas,  $X_{Rest, H_2O}$ , ist nach dem Raoult'schen Gesetz [48] über das Verhältnis vom Dampfdruck des Wassers,  $p_s$ , zum Druck  $p$  der Gasphase zu ermitteln, der hier zu 101300 pa angenommen wurde (unter Annahme: Flüssiganteil reines Wasser):

$$X_{Rest, H_2O} = \frac{p_s}{p} \quad (\text{A.11})$$

Der Dampfdruck bei Umgebungstemperatur  $T$  in [°C] lässt sich aus der Magnus-Formel berechnen:

$$p_s = p_{s,0} \cdot e^{\frac{C_1 - T}{C_2 + T}} \quad (\text{A.12})$$

mit den Konstanten  $p_{s,0} = 611,213$  pa,  $C_1 = 17,5043$  und  $C_2 = 241,2$  K.

Der Sauerstoffanteil im trockenen Abgas mit Restfeuchte lässt sich ausdrücken zu

$$X_{O_2} = \frac{(\lambda - 1)\nu'_{O_2}}{n_{ges, korr}} \quad (\text{A.13})$$

$$(\text{A.14})$$

Gleichungen A.7 und A.8-A.10 in Gleichung A.13 eingesetzt und nach  $\lambda$  aufgelöst, liefert

$$\lambda = \frac{\nu'_{O_2} + \frac{X_{O_2}}{1 - X_{Rest, H_2O}} (p + q + \nu''_{CO_2} - \nu'_{O_2})}{\nu'_{O_2} \left( 1 - \frac{X_{O_2}}{1 - X_{Rest, H_2O}} \left( 1 + \frac{X_{N_2, Luft}}{X_{O_2, Luft}} \right) \right)} \quad (\text{A.15})$$

## B. Rayleigh-Strömung

Für die eindimensionale Betrachtung einer Strömung mit Wärmezufuhr ergibt sich unter Annahme eines perfekten Gases ( $c_p \neq f(T)$ ) aus den Erhaltungsgleichungen ein Satz an analytisch lösbaren Gleichungen [2]. So lässt sich aus einem Zustand 1 stromauf der Wärme-freisetzungsregion der Zustand 2 stromab davon ermitteln:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{1 + \kappa \cdot Ma_1^2}{1 + \kappa \cdot Ma_2^2} \right)^2 \left( \frac{Ma_2}{Ma_1} \right)^2 \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1 + \kappa \cdot Ma_1^2}{1 + \kappa \cdot Ma_2^2} \quad (\text{B.2})$$

Der Isotropenexponent  $\kappa = c_p/c_v$  wurde bei der hier durchgeführten Betrachtung mit  $\kappa = 1,4$  (für 2-atomige Gase) angenommen. Die Machzahl  $Ma_1 = u_1/a_1$  ergibt sich mit der Schallgeschwindigkeit  $a$  aus Gleichungen 5.2. Für  $Ma_2$  wird die totale Temperatur (gekennzeichnet durch Index „0“) herangezogen, welche aus der adiabaten Stagnation der Strömung ( $u = 0$ ) resultiert. Unter Berücksichtigung der zugeführten Wärme  $q$  liefert die Energiebilanz  $T_{02}$  zu

$$T_{02} = \frac{q}{c_p} + T_{01}. \quad (\text{B.3})$$

Ersetzt man nun die Temperaturen in Gleichung B.1 durch ihre totalen Temperaturen,

$$T_0 = T \cdot \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2 \right), \quad (\text{B.4})$$

lässt sich  $Ma_2$  anhand der entstehenden Gleichung bestimmen

$$\frac{T_{02}}{T_{01}} = \left( \frac{1 + \kappa \cdot Ma_1^2}{1 + \kappa \cdot Ma_2^2} \right)^2 \left( \frac{Ma_2}{Ma_1} \right)^2 \left( \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} \cdot Ma_2^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} \cdot Ma_1^2} \right). \quad (\text{B.5})$$



# Literaturverzeichnis

- [1] ADRIAN, R. J. ; CHRISTENSEN, K. T. ; LIU, Z.-C. : Analysis and Interpretation of Instantaneous Turbulent Velocity Fields. In: *Exp. Fluids* 29 (2000), S. 275–290
- [2] ANDERSON, J. D.: *Modern Compressible Flow - with Historical Perspective*. 3. McGraw-Hill Science/Engineering/Math, 2004. – ISBN 007–124136–1
- [3] ARNDT, C. M.: *Hochgeschwindigkeits-Lumineszenz- und Schattenaufnahmen - Private Kommunikation*. 2011. – DLR - Institut für Verbrennungstechnik
- [4] ARNDT, C. M. ; SCHIESSL, R. ; GOUNDER, J. D. ; MEIER, W. ; AIGNER, M. : Flame Stabilization and Auto-Ignition of Pulsed Methane Jets in a Hot Coflow: Influence of Temperature. In: *Proc. Combust. Inst.* 34 (2013), S. 1483–1490
- [5] ASHURST, W. T. ; KERSTIN, A. R. ; KERR, R. M. ; GIBSON, C. H.: Alignment of Vorticity and Scalar Gradient with Strain Rate in Simulated Navier-Stokes Turbulence. In: *Phys. Fluids* 30 (1987), Nr. 8, S. 2343–2353
- [6] BASSHUYSEN, R. v. ; SCHÄFER, F. : *Handbuch Verbrennungsmotor : Grundlagen, Komponenten, Systeme, Perspektiven*. 3. Braunschweig : Vieweg, 2005 (ATZ-MTZ-Fachbuch). – p. 888 S. – ISBN 3–528–13933–1
- [7] BEAUVAIS, R. : *Brennverhalten vorgemischter, turbulenter Wasserstoff-Luft-Flammen in einem Explosionsrohr*, TU München, Diss., 1994
- [8] BEERER, D. J. ; MCDONELL, V. G.: Autoignition of Hydrogen and Air Inside a Continuous Flow Reactor with Application to Lean Premixed Combustion. In: *J.Eng. Gas Turbines Power* 130 (2008), S. 051507 1–8
- [9] BENTERBUSCH, U. : *Strategieplattform Power to Gas*. <http://www.powertogas.info>. Version: 2015
- [10] BERNHARD, F. : *Technische Temperaturmessung*. Heidelberg : Springer-Verlag, 2004. – 1470 S.

- [11] BISH, E. S. ; DAHM, W. J. A.: Strained Dissipation and Reaction Layer Analyses of Nonequilibrium Chemistry in Turbulent Reacting Flows. In: *Combust. Flame* 100 (1995), S. 457–464
- [12] BLOUCH, J. D. ; LAW, C. K.: Effects of Turbulence on Nonpremixed Ignition of Hydrogen in Heated Counterflow. In: *Combust. Flame* 132 (2003), S. 512–522
- [13] BOSCHEK, E. ; GRIEBEL, P. ; JANSOHN, P. : Fuel Variability Effects on Turbulent, Lean Premixed Flames at High Pressures. In: *ASME Turbo Expo* GT2007-27496 (2007), S. 1–10
- [14] BROWER, M. ; PETERSEN, E. L. ; METCALFE, W. ; CURRAN, H. J. ; FÜRI, M. ; BOURQUE, G. ; ALURI, N. ; GÜTHE, F. : Ignition Delay Time and Laminar Flame Speed Calculations for Natural Gas/Hydrogen Blends at Elevated Pressures. In: *J. Eng. Gas Turb. Power* 135 (2013), S. 021504–1–10
- [15] BURKE, M. P. ; CHAOS, M. ; JU, Y. ; DRYER, F. L. ; KLIPPENSTEIN, S. J.: Comprehensive H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> Kinetic Model for High-Pressure Combustion. In: *Int. J. Chem. Kinet.* 44 (2011), Nr. 7, S. 444–474
- [16] CHAOS, M. ; DRYER, F. L.: Syngas Combustion Kinetics and Applications. In: *Combust. Sci. Technol.* 180 (2008), S. 1053–1096
- [17] CHAOS, M. ; DRYER, F. L.: Chemical-Kinetic Modeling of Ignition Delay: Considerations in Interpreting Shock Tube Data. In: *Int. J. Chem. Kinet.* 42 (2010), Nr. 3, S. 143–150
- [18] CHAUMEIX, N. ; PICHON, S. ; LAFOSSE, F. ; PAILLARD, C.-E. : Role of Chemical Kinetics on the Detonation Properties of Hydrogen/Natural Gas/Air Mixtures. In: *Int. J. Hydrogen Energy* 32 (2007), S. 2216–2226
- [19] CHENG, R. K. ; OPPENHEIM, A. K.: Autoignition of Methane-Hydrogen Mixtures. In: *Combust. Flame* 58 (1984), S. 125–139
- [20] CÁRDENAS, C. ; SUNTZ, R. ; DENEV, J. A. ; BOCKHORN, H. : Two-dimensional Estimation of Reynolds-Fluxes and -Stresses in a Jet-in-Crossflow Arrangement by simultaneous 2D-LIF and PIV. In: *Appl. Phys. B* 88 (2007), S. 581–591
- [21] DAHM, W. J. A. ; SU, L. K. S. ; SOUTHERLAND, K. B.: A Scalar Imaging Velocimetry Technique for Fully Resolved Four-Dimensional Velocity Field Measurements in Turbulent Flows. In: *Phys. Fluids* 4 (1992), Nr. 10, S. 2191–2206

- 
- [22] DESGROUX, P. ; MINETTI, R. ; SOCHET, L. R.: Temperature Distribution Induced by Pre-Ignition Reactions in a Rapid Compression Machine. In: *Combust. Sci. Technol.* 113 (1996), Nr. 1, S. 193–203
- [23] DI SARLI, V. ; DI BENEDETTO, A. : Laminar Burning Velocity of Hydrogen-Methane/Air Premixed Flames. In: *Int. J. Hydrogen Energy* 32 (2007), S. 637–646
- [24] DLR: *Stoßwellenrohre*. [http://www.dlr.de/vt/desktopdefault.aspx/tabid-5167/-8683\\_read-6701/](http://www.dlr.de/vt/desktopdefault.aspx/tabid-5167/-8683_read-6701/). Version: Februar 2014. – Institut für Verbrennungstechnik
- [25] DONATO, N. S. ; PETERSEN, E. L.: Simplified Correlation Models for CO/H<sub>2</sub> Chemical Reaction Times. In: *Int. J. Hydrogen Energy* 33 (2008), S. 7565–7579
- [26] DRYER, F. L. ; CHAOS, M. : Ignition of Syngas/Air and Hydrogen/Air Mixtures at Low Temperatures and High Pressures: Experimental Data Interpretation and Kinetic Modeling Implications. In: *Combust. Flame* 152 (2008), S. 293–299
- [27] DUNN-RANKIN, D. : *Lean Combustion: Technology and Control*. Elsevier, 2008. – 261 S.
- [28] ECHEKKI, T. ; CHEN, J. H.: High-Temperature Combustion in Autoigniting Non-Homogeneous Hydrogen/Air Mixtures. In: *Proc. Combust. Inst.* 29 (2002), Nr. 2, S. 2061–2068
- [29] ECHEKKI, T. ; CHEN, J. H.: Direct Numerical Simulation of Autoignition in Non-Homogeneous Hydrogen-Air Mixtures. In: *Combust. Flame* 2003 (2003), S. 169–191
- [30] ECHEKKI, T. ; GUPTA, K. G.: Hydrogen Autoignition in a Turbulent Jet with Preheated Co-Flow Air. In: *Int. J. Hydrogen Energy* 34 (2009), S. 8352–8377
- [31] ELBE, L. von: *Combustion, Flames and Explosions of Gases*. 2. London : Academic Press Inc. Ltd., 1961. – 1–731 S.
- [32] FLECK, J. ; GRIEBEL, P. ; STEINBERG, A. M. ; STÖHR, M. ; AIGNER, M. ; CIANI, A. : Autoignition Limits of Hydrogen at Relevant Reheat Combustor Operating Conditions. In: *ASME Turbo Expo* GT2011-46195 (2011), S. 1–11
- [33] FLECK, J. ; GRIEBEL, P. ; STEINBERG, A. M. ; STÖHR, M. ; AIGNER, M. ; CIANI, A. : Autoignition Limits of Hydrogen at Relevant Reheat Combustor Operating Conditions. In: *J. Eng. Gas Turb. Power* 134 (2012), Nr. 4, S. 041502–1–8

- [34] FLECK, J. M. ; GRIEBEL, P. ; STEINBERG, A. M. ; ARNDT, C. M. ; AIGNER, M. : Auto-Ignition and Subsequent Flame Stabilization of Hydrogen / Natural Gas / Nitrogen-Jets in a Vitiated Cross-Flow at Elevated Pressure. In: *Int. J. Hydrogen Energy* 38 (2013), S. 16441–16452
- [35] FLECK, J. M. ; GRIEBEL, P. ; STEINBERG, A. M. ; ARNDT, C. M. ; NAUMANN, C. ; AIGNER, M. : Autoignition of Hydrogen/Nitrogen Jets in Vitiated Air Crossflows at Different Pressures. In: *Proc. Combust. Inst.* 34 (2013), Nr. 2, S. 3185–3192
- [36] FLECK, J. M. ; GRIEBEL, P. ; STEINBERG, A. M. ; STÖHR, M. ; AIGNER, M. ; CIANI, A. : Experimental Investigation of a Generic, Fuel Flexible Reheat Combustor at Gas Turbine Relevant Operating Conditions. In: *ASME Turbo Expo* GT2010-22722 (2010), S. 1–10
- [37] FOTACHE, C. G. ; KREUTZ, T. G. ; LAW, C. K.: Ignition of Hydrogen-Enriched Methane by Heated Air. In: *Combust. Flame* 110 (1997), Nr. 4, S. 429–440
- [38] FRIC, T. F. ; ROSHKO, A. : Vortical Structure in the Wake of a Transverse Jet. In: *J. Fluid Mech.* 279 (1994), S. 1–47
- [39] FRISQUE, A. ; SCHNAKENBERG, J. ; HUANG, J. ; BUSHE, W. K.: Stochastic Simulation of Variations in the Autoignition Delay Time of Premixed Methane and Air. In: *Combust. Theor. Model.* 10 (2006), Nr. 2, S. 241–256
- [40] GAYDON, A. G.: Flame Spectra in the Photographic Infra-Red. In: *Proc. Roy. Soc. London* 181 (1942), Nr. A, S. 197–209
- [41] GEBEL, G. G. ; MOSBACH, T. ; MEIER, W. ; AIGNER, M. ; LE BRUN, S. : An Experimental Investigation of Kerosene Droplet Breakup by Laser-Induced Blast Waves. In: *J. Eng. Gas Turb. Power* 135 (2013), S. 021505 1–10
- [42] GERSEN, S. ; ANIKIN, N. B. ; MOKHOV, A. V. ; LEVINSKY, H. B.: Ignition Properties of Methane/Hydrogen Mixtures in a Rapid Compression Machine. In: *Int. J. Hydrogen Energy* 33 (2008), S. 1957–1964
- [43] GLASSMAN, I. ; YETTER, R. A.: *Combustion*. 4. Elsevier, 2008. – 773 S. – ISBN 978-0-12-088573-2
- [44] GLAWE, G. E. ; HOLANDA, R. ; KRAUSE, L. N.: Recovery and Radiation Corrections and Time Constants of Several Sizes of Shielded and Unshielded Thermocouple Probes for Measuring Gas Temperature. In: *NASA-TP-1099* (1978)



- 
- [45] GROUT, R. ; GRUBER, A. ; YOO, C. S. ; CHEN, J. H.: Direct Numerical Simulation of Flame Stabilization Downstream of a Transverse Fuel Jet in Cross-Flow. In: *Proc. Combust. Inst.* 33 (2011), S. 1629–1637
- [46] GÜTHE, F. ; HELLAT, J. ; FLOHR, P. : The Reheat Concept: The Proven Pathway to Ultralow Emissions and High Efficiency and Flexibility. In: *J. Eng. Gas Turb. Power* 131 (2009), S. 021503 1–7
- [47] HALTER, F. ; CHAUVEAU, C. ; DJEBAILI-CHAUMEIX, N. ; GÖKALB, I. : Characterization of the Effects of Pressure and Hydrogen Concentration on Laminar Burning Velocities of Methane-Hydrogen-Air Mixtures. In: *Proc. Combust. Inst.* 30 (2005), S. 201–208
- [48] HASSE, H. : *Thermodynamik der Gemische*. Universität Stuttgart, Institut für Technische Thermodynamik, 2006. – Vorlesungsskript
- [49] HASSELBRINK, E. F. ; MUNGAL, M. G.: Transverse Jets and Jet Flames. Part 1. Scaling Laws for Strong Transverse Jets. In: *J. Fluid Mech.* 443 (2001), S. 1–25
- [50] HASSELBRINK, E. F. ; MUNGAL, M. G.: Transverse Jets and Jet Flames. Part 2. Velocity and OH Field Imaging. In: *J. Fluid Mech.* 443 (2001), S. 27–68
- [51] HAWTHORNE, C. ; POBOSS, N. ; DIETER, H. ; EDER, T. ; HOLZ, H. ; ZIEBA, M. ; SCHEFFKNECHT, G. : Pilot Plant Results of a 200 kW<sub>th</sub> Dual Fluidized Bed Gasifier Employing Adsorption Enhanced Reforming (AER) - 30. August -1. September 2011, Vienna, Austria (TU Wien). In: *ICPS-International Conference on Polygeneration Strategies*, 2011
- [52] HELMIG, R. ; CLAAS, H. : *Hydromechanik*. Universität Stuttgart, Institut für Wasserbau, 2003. – 200 S. – Vorlesungsskript
- [53] HERZLER, J. ; NAUMANN, C. : Shock Tube Study of the Ignition of Lean CO/H<sub>2</sub> Fuel Blends at Intermediate Temperatures and High Pressure. In: *Combust. Sci. and Tech.* 180 (2008), S. 2015–2028
- [54] HERZLER, J. ; NAUMANN, C. : Shock-Tube Study of the Ignition of Methane/Ethane/Hydrogen Mixtures with Hydrogen Contents from 0% to 100% at Different Pressures. In: *Proc. Combust. Inst.* 32 (2009), Nr. 1, S. 213–220
- [55] HILBERT, R. ; THEVENIN, D. : Autoignition of Turbulent Non-Premixed Flames Investigated Using Direct Numerical Simulations. In: *Combust. Flame* 128 (2002), S. 22–37

- [56] HUANG, J. ; BUSHE, W. K. ; HILL, P. G. ; MUNSHI, S. R.: Experimental and Kinetic Study of Shock Initiated Ignition in Homogeneous Methane-Hydrogen-Air Mixtures at Engine-Relevant Conditions. In: *Int. J. Chem. Kinet.* 38 (2006), S. 221–233
- [57] HUANG, R. F. ; CHANG, J. M.: The Stability and Visualized Flame and Flow Structures of a Combusting Jet in Cross Flow. In: *Combust. Flame* 98 (1994), S. 267–278
- [58] ILBAS, M. ; CRAYFORD, A. ; YILMAZ, I. ; BOWEN, P. ; SYRED, N. : Laminar-Burning Velocities of Hydrogen-Air and Hydrogen-Methane-Air Mixtures: An Experimental Study. In: *Int. J. Hydrogen Energy* 31 (2006), S. 1768–1779
- [59] IM, H. G. ; CHEN, J. H. ; LAW, C. K.: Ignition of Hydrogen-Air Mixing Layer in Turbulent Flows. In: *Proc. Combust. Inst.* 27 (1998), Nr. 1, S. 1047–1056
- [60] IVANOVA, E. : *Zündverzugszeiten - Private Kommunikation.* Juli 2011. – DLR - Institut für Verbrennungstechnik
- [61] IVANOVA, E. ; NOLL, B. ; GRIEBEL, P. ; AIGNER, M. : Numerical Simulations of Turbulent Mixing and Autoignition of Hydrogen Fuel at Reheat Combustor Operating Conditions. In: *ASME Turbo Expo GT2011-46264* (2011), S. 1–9
- [62] JOOS, F. ; BRUNNER, P. ; SCHULTE-WERNING, B. ; SYED, K. ; EROGLU, A. : Development of the Sequential Combustion System for the ABB GT24/GT26 Gas Turbine Family. In: *ASME Turbo Expo 1996-GT-315* (1996), S. 1–11
- [63] JOOS, F. : *Technische Verbrennung - Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen.* 1. Springer, 2006. – 907 S. – ISBN 978-3-540-34333-2
- [64] JU, Y. ; NIIOKA, T. : Ignition Simulation of Methane/Hydrogen Mixtures in a Supersonic Mixing Layer. In: *Combust. Flame* 102 (1995), S. 462–470
- [65] KAILASANATH, K. ; ORAN, E. S.: Ignition of Flamelets Behind Incident Shock Waves and the Transition to Detonation. In: *Combust. Sci. Technol.* 34 (1983), S. 345–362
- [66] KARAGOZIAN, A. R.: Transverse Jets and Their Control. In: *Prog. Energ. Combust.* 36 (2010), S. 531–553
- [67] KARIM, G. A. ; ZHOU, G. ; WIERZBA, I. ; THEISSEN, S. ; KHALIL, E. : Evaluation of Various Criteria for Defining the Onset of Autoignition Within Heated Homogeneous Fuel-Air Mixtures. In: *16<sup>th</sup> International Symposium on Transport Phenomena.* Prag, 2005

- 
- [68] KELSO, R. M. ; LIM, T. T. ; PERRY, A. E.: An Experimental Study of Round Jets in Cross-Flow. In: *J. Fluid Mech.* 306 (1996), S. 111–144
- [69] KERKEMEIER, S. G. ; MARKIDES, C. N. ; FROUZAKIS, C. E. a.: Direct Numerical Simulation of the Autoignition of a Hydrogen Plume in a Turbulent Coflow of Hot Air. In: *J. Fluid Mech.* 720 (2013), S. 424–456
- [70] KÉROMNES, A. ; METCALFE, W. K. ; HEUFER, K. A. ; DONOHOE, N. ; DAS, A. K. ; SUNG, C.-J. ; HERZLER, J. ; NAUMANN, C. ; GRIEBEL, P. ; MATHIEU, O. ; KREJCI, M. C. ; PETERSEN, E. L. ; PITZ, W. J. ; CURRAN, H. J.: An experimental and detailed chemical kinetic modeling study of hydrogen and syngas mixture oxidation at elevated pressures. In: *Combust. Flame* 160 (2013), S. 995–1011
- [71] KNIKKER, R. ; DAUPTAIN, A. ; CUENOT, B. ; POINSOT, T. : Comparison of Computational Methodologies for Ignition of Diffusion Layers. In: *Combust. Sci. Technol.* 175 (2003), Nr. 10, S. 1783–1803
- [72] KOCH, A. : *Experimentelle Untersuchung und Analyse zum Einfluss der Brennstoffzusammensetzung auf das Zündverhalten von gasturbinen-typischen Vormischbrennern*, Universität Stuttgart, Diss., 2009
- [73] KOLLA, H. ; GROUT, R. W. ; GRUBER, A. ; CHEN, J. H.: Mechanisms of Flame Stabilization and Blowout in a Reacting Turbulent Hydrogen Jet in Cross-Flow. In: *Combust. Flame* 159 (2012), S. 2755–2766
- [74] KREUTZ, T. G. ; LAW, C. K.: Ignition in Nonpremixed Counterflowing Hydrogen versus Heated Air: Computational Study with Detailed Chemistry. In: *Combust. Flame* 104 (1996), S. 157–175
- [75] KREUTZ, T. G. ; LAW, C. K.: Ignition in Nonpremixed Counterflowing Hydrogen versus Heated Air: Computational Study with Skeletal and Reduced Chemistry. In: *Combust. Flame* 114 (1998), S. 436–456
- [76] LANGILLE, J. A. ; DONG, Y. ; ANDAC, M. G. ; EGOLFOPOULOS, N. F. ; TSOTSI, T. T. a.: Non-Premixed Ignition by Vitiated Air in Counterflow Configurations. In: *Combust. Sci. Technol.* 178 (2006), S. 635–653
- [77] LAVSION GMBH (Hrsg.): *Product-Manual for DaVis 8.2*. Göttingen: LaVSION GmbH, September 2014

- [78] LAW, C. K. ; KWON, O. C.: Effects of Hydrocarbon Substitution on Atmospheric Hydrogen-Air Flame Propagation. In: *Int. J. Hydrogen Energy* 29 (2004), S. 867–879
- [79] LAW, C. K.: *Combustion Physics*. 1. New York : Cambridge University Press, 2006. – 722 S. – ISBN 978–0–521–87052–8
- [80] LÜCKERATH, R. ; MEIER, W. ; AIGNER, M. : FLOX<sup>®</sup> Combustion at High Pressure with Different Fuel Compositions. In: *J. Eng. Gas Turbines Power* 130 (2008), S. 011505 1–7
- [81] LECHNER, C. ; SEUME, J. : *Stationäre Gasturbinen*. Heidelberg : Springer, 2010. – 1120 S.
- [82] LEE, D. L. ; YOO, C. S. ; CHEN, J. H. ; FRANK, J. H.: Effects of H<sub>2</sub>O and NO on the Extinction and Re-Ignition of Vortex-Perturbed Hydrogen Counterflow Flames. In: *Proc. Combust. Inst.* 32 (2009), S. 1059–1066
- [83] LEE, D. ; HOCHGREB, S. : Hydrogen Autoignition at Pressures above the Second Explosion Limit (0.6–4.0 MPa). In: *Int. J. Chem. Kinet.* 30 (1998), Nr. 6, S. 385–406
- [84] LEFEBVRE, A. H. a.: *Gas Turbine Combustion*. Washington : Hemisphere, 1983. – 119 S.
- [85] LI, J. ; ZHAO, Z. ; KAZAKOV, A. ; CHAOS, M. ; DREYER, F. L. ; SCIRE JR., J. J.: A Comprehensive Kinetic Mechanism for CO, CH<sub>2</sub>O, and CH<sub>3</sub>OH Combustion. In: *Int. J. Chem. Kinet.* 39 (2007), S. 109–136
- [86] LI, J. ; ZHAO, Z. ; KAZAKOV, A. ; DRYER, F. L.: An Updated Comprehensive Kinetic Model of Hydrogen Combustion. In: *Int. J. Chem. Kinet.* 36 (2004), S. 566–575
- [87] LIEUWEN, T. ; MCDONELL, V. ; PETERSEN, E. ; SANTAVICCA, D. : Fuel Flexibility Influences on Premixed Combustor Blowout, Flashback, Autoignition, and Stability. In: *J. Eng. Gas Turbines Power* 130 (2008), S. 011506 1–10
- [88] LIEUWEN, T. ; MCDONELL, V. ; SANTAVICCA, D. ; SATTELMAYER, T. : Burner Development and Operability Issues Associated with Steady Flowing Syngas Fired Combustors. In: *Combust. Sci. Technol.* 180 (2008), S. 1167–1190
- [89] LIEUWEN, T. C.: *Unsteady Combustor Physics*. 1. New York : Cambridge University Press, 2012

- 
- [90] LIN, S. ; HARADA, M. ; SUZUKI, Y. ; HATANO, H. : Hydrogen Production From Coal by Separating Carbon Dioxide During Gasification. In: *Fuel* 81 (2002), S. 2079–2085
- [91] LINAN, A. ; CRESPO, A. : An Asymptotic Analysis of Unsteady Diffusion Flames for Large Activation Energies. In: *Combust. Sci. Technol.* 14 (1976), S. 95–117
- [92] LIPATNIKOV, A. N. ; CHOMIAK, J. : Molecular Transport Effects on Turbulent Flame Propagation and Structure. In: *Prog. Energy Combust. Sci.* 31 (2005), S. 1–73
- [93] MAAS, U. ; WARNATZ, J. : Ignition Processes in Hydrogen-Oxygen Mixtures. In: *Combust. Flame* 74 (1988), S. 53–69
- [94] MAJANDER, P. ; SIIKONEN, T. : Large-Eddy Simulation of a Round Jet in a Cross-Flow. In: *Int. J. Heat and Fluid Flow* 27 (2006), S. 402–415
- [95] MARGASON, R. : Fifty Years of Jet in Crossflow Research - Computational and Experimental Assessment of Jets in Cross Flow. In: *AGARD-CP-534*. Winchester, UK, 1993
- [96] MARKIDES, C. N. ; MASTORAKOS, E. : An Experimental Study of Hydrogen Autoignition in a Turbulent Co-Flow of Heated Air. In: *Proc. Combust. Inst.* 30 (2005), S. 883–891
- [97] MARKIDES, C. N. ; MASTORAKOS, E. : Experimental Investigation of the Effects of Turbulence and Mixing on Autoignition Chemistry. In: *Flow Turbul. Combust.* 86 (2011), Nr. 3-4, S. 585–608
- [98] MASTORAKOS, E. ; BARITAUD, T. A. ; POINSOT, T. J. a.: Numerical Simulations of Autoignition in Turbulent Mixing Flows. In: *Combust. Flame* 109 (1997), S. 198–223
- [99] MASTORAKOS, E. : Ignition of Turbulent Non-Premixed Flames. In: *Prog. Energy Combust.* 35 (2009), S. 57–97
- [100] MERZKIRCH, W. : *Flow Visualization*. Academic Press Inc, 1974. – 250 S. – ISBN 978-0-12-491350-9
- [101] MEYER, J. W. ; OPPENHEIM, A. K.: Coherence Theory of the Strong Ignition Limit. In: *Combust. Flame* 17 (1971), S. 65–68
- [102] MICKA, J. D. ; DRISCOLL, J. F.: Stratified Jet Flames in Heated (1390 K) Air in Cross-Flow with Autoignition. In: *Combust. Flame* 159 (2011), Nr. 3, S. 1205–1214

- [103] MITTAL, G. ; SUNG, C. J. ; FAIRWEATHER, M. ; TOMLIN, A. S. ; GRIFFITHS, J. F. ; HUGHES, K. J.: Significance of the  $\text{HO}_2+\text{CO}$  Reaction During the Combustion of  $\text{CO}+\text{H}_2$  Mixtures at High Pressures. In: *Proc. Combust. Inst.* 31 (2007), S. 419–427
- [104] MITTAL, G. ; SUNG, C.-J. ; YETTER, R. A.: Autoignition of  $\text{H}_2\text{O}/\text{CO}$  at Elevated Pressures in a Rapid Compression Machine. In: *Int. J. Chem. Kinet.* 38 (2006), Nr. 8, S. 516–529
- [105] MÖRTBERG, M. ; BLASIAK, W. ; GUPTA, A. K.: Experimental Investigation of Flow Phenomena of a Single Fuel Jet in Cross-Flow During Highly Preheated Air Combustion Conditions. In: *J. Eng. Gas Turb. Power* 129 (2007), S. 556–564
- [106] NAIR, S. ; LIEUWEN, T. : Near-Blowoff Dynamics of a Bluff-Body Stabilized Flame. In: *Journal of Propulsion and Power* 23 (2007), Nr. 2, S. 421–427
- [107] NAUMANN, C. : *Homogene Zündverzugszeiten - Private Kommunikation.* 2012. – DLR - Institut für Verbrennungstechnik
- [108] NEW, T. H. ; LIM, T. T. ; LUO, S. C.: Effects of Jet Velocity Profiles on a Round Jet in Cross-Flow. In: *Exp. Fluids* 40 (2006), S. 859–875
- [109] NORI, V. N. ; SEITZMAN, J. M.: Chemiluminescence Measurements and Modeling in Syngas, Methane and Jet-A Fueled Combustors. In: *AIAA paper* AIAA-2007-466 (2007), S. 1–14
- [110] OERTEL, H. ; BÖHLE, M. ; DORMANN, U. : *Strömungsmechanik.* Wiesbaden : Vieweg & Sohn Verlag, 2006. – 428 S.
- [111] O'NEILL, P. L. ; NICOLAIDES, D. ; HONNERY, D. ; SORIA, J. a.: Autocorrelation Functions and the Determination of Integral Length with Reference to Experimental and Numerical Data. In: *15th Australasian Fluid Mechanics Conference* The University of Sydney, 2004
- [112] ORAN, E. S. ; BORIS, J. P.: Weak and Strong Ignition. II. Sensitivity of the Hydrogen-Oxygen System. In: *Combust. Flame* 48 (1982), S. 148–161
- [113] PESCHKE, W. T. ; SPADACCINI, L. J.: Determination of Autoignition and Flame Speed Characteristics of Coal Gases Having Medium Heating Values. In: *Research Project No. 2357-1, Report No. AP-4291* (1985)
- [114] PETERS, N. : *Turbulent Combustion.* Cambridge : Cambridge University Press, 2000. – 304 S. – ISBN 0521660823

- 
- [115] PETERSEN, E. L. ; DAVIDSON, D. F. ; HANSON, R. K.: Kinetics Modeling of Shock-Induced Ignition in Low-Dilution CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> Mixtures at High Pressures and Intermediate Temperatures. In: *Combust. Flame* 117 (1999), S. 272–290
- [116] PETERSEN, E. L. ; HALL, J. M. ; SMITH, S. D. ; VRIES, J. de ; AMADIO, A. ; CROFTON, M. W.: Ignition of Lean Methane-Based Fuel Blends at Gas Turbine Pressures. In: *J. Eng. Gas Turb. Power* 129 GT2005-68517 (2007), S. 937–944
- [117] PETERSEN, E. L. ; KALITAN, D. M. ; BARRETT, A. B. ; REEHAL, S. C. ; MERTENS, J. D. ; BEERER, D. J. ; HACK, R. L. ; MCDONELL, V. G.: New Syngas/Air Ignition Data at Lower Temperature and Elevated Pressure and Comparison to Current Kinetics Models. In: *Combust. Flame* 149 (2007), S. 244–247
- [118] PLESNIAK, M. W. ; CUSANO, D. M.: Scalar Mixing in a Confined Rectangular Jet in Crossflow. In: *J. Fluid Mech.* 524 (2005), S. 1–45
- [119] POPE, S. B.: *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000
- [120] POYYAPAKKAM, M. ; WOOD, J. ; MAYERS, S. ; CIANY, A. ; GUETHE, F. ; SYED, K. : Hydrogen Combustion within a Gas Turbine Reheat Combustor. In: *ASME Turbo Expo* (2012), S. GT2012–69165
- [121] PRAUSE, J. ; IVANOVA, E. ; NOLL, B. ; SYED, K. : Parameterstudie zur numerischen Simulation der Selbstzündung von Wasserstoff bei Gasturbinen-spezifischen Bedingungen. In: VDI (Hrsg.): *Deutscher Flammentag*. Duisburg, 2013
- [122] PROCEDURES, I. . R. ; GUIDELINES: *Uncertainty Analysis Particle Imaging Velocimetry*. 2008. – 7.5-01-03-03
- [123] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. E. ; WERELEY, S. T. ; KOMPENHANS, J. : *Particle Image Velocimetry*. 2. Berlin : Springer-Verlag, 1998. – 435 S.
- [124] REHM, J. E. ; CLEMENS, N. T.: The Association of Scalar Dissipation Rate Layers and OH Zones with Strain, Vorticity, and 2-D Dilatation Fields in Turbulent Nonpremixed Jets and Jet Flames. In: *AIAA paper* (1999), Nr. 99-0676, S. 1–21
- [125] RIVERO, A. ; FERRÉ, J. A. ; GIRALT, F. : Organized Motions in a Jet in Crossflow. In: *J. Fluid Mech.* 444 (2001), S. 117–149
- [126] RÖMPP: *Thieme Chemistry*. URL. <http://www.roempp.com/>. Version: Februar 2014. – Thieme Römpp online

- [127] RODRIGUES, M. ; WALTER, A. ; FAAIJ, A. : Co-Firing of Natural Gas and Biomass Gas in Biomass Integrated Gasification/Combined Cycle Systems. In: *Energy* 28 (2003), S. 1115–1131
- [128] SAMANIEGO, J.-M. ; EGOLFOPOULOS, F. N. ; BOWMAN, T. : CO<sub>2</sub>\* Chemiluminescence in Premixed Flames. In: *Combust. Sci. and Tech.* 109 (1995), Nr. 1-6, S. 183–203
- [129] SAUER, B. ; CHEN, J. Y. ; FREDERICK, D. ; JANICKA, J. : The Effekt of Turbulent Mixing and Differential Diffusion on the Autoignition Delay of a H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> Jet Flame in Vitiated Coflow Using Linear Eddy Model. In: *7<sup>th</sup> US National Technical Meeting of the Combustion Institute*. Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA, March 20-23, 2011 2011
- [130] SCHEFER, R. W. ; KULATILAKA, W. D. ; PATTERSON, B. D. ; SETTERSTEN, T. B.: Visible Emission of Hydrogen Flames. In: *Combust. Flame* 156 (2009), S. 1234–1241
- [131] SCHLICHTING, H. ; GERTSEN, K. ; KRAUSE, E. ; OERTEL, H. : *Grenzschicht-Theorie*. 10. Berlin : Springer, 2006. – 799 S.
- [132] SCHLÜTER, J. U. ; SCHÖNFELD, T. : LES of Jets in Cross Flow and Its Application to a Gas Turbine Burner. In: *Flow Turbul. Combust.* 65 (2000), S. 177–203
- [133] SEMENOV, N. N.: *Chemical Kinetics and Chain Reactions*. Oxford, U.K. : Oxford University Press, 1935
- [134] SIEMENS: *Zukunftsweisende Kraftwerkstechnik – Mit mehr als 60 Prozent Kraftwerkswirkungsgrad und gleichzeitig größter Betriebsflexibilität setzt Siemens Weltrekordmarken*. [http://www.siemens.com/press/de/pressemitteilungen/?press=/de/pressemitteilungen/2011/fossil\\_power\\_generation/efp201105064.htm](http://www.siemens.com/press/de/pressemitteilungen/?press=/de/pressemitteilungen/2011/fossil_power_generation/efp201105064.htm).  
Version: 2011
- [135] SIEWERT, P. : *Flame Front Characteristics of Turbulent Lean Premixed Methane / Air Flames at High-Pressure*, etH Zürich, Diss., 2006
- [136] SMITH, S. H. ; MUNGAL, M. G.: Mixing, Structure and Scaling of the Jet in Crossflow. In: *J. Fluid Mech.* 357 (1998), S. 83–122
- [137] SPADACCINI, L. J. ; COLKET, M. B.: Ignition Delay Characteristics of Methane Fuels. In: *Prog. Energy Combust. Sci.* 20 (1994), S. 431–460



- 
- [138] SREEDHARA, S. ; LAKSHMISHA, K. N.: Autoignition in a Non-Premixed Medium: DNS Studies on the Effects of Three-Dimensional Turbulence. In: *Proc. Combust. Inst.* 29 (2002), S. 2051–2059
- [139] STARCKE, J.-H. : *Laminar Flammengeschwindigkeiten - Private Kommunikation.* 2013. – DLR - Institut für Verbrennungstechnik
- [140] STEINBERG, A. M.: *Hochgeschwindigkeits-Lumineszenzaufnahmen - Private Kommunikation.* 2010. – DLR - Institut für Verbrennungstechnik
- [141] STEINBERG, M. Adam ; SADANANDAN, R. ; DEM, C. ; KUTNE, P. ; MEIER, W. : Stabilization Mechanisms of Hydrogen Jet Flames in Cross-Flows. In: *Proc. Combust. Inst.* 34 (2013), S. 1499–1507
- [142] STÖHR, M. : *Geschwindigkeitsfeld, Messung und Auswertung - Private Kommunikation.* 2010. – DLR - Institut für Verbrennungstechnik
- [143] STOPPER, U. : *Weiterentwicklung und Anwendung der Laser-Raman-Streuung zur Untersuchung industrieller Vormischflammen in einer Hochdruckbrennkammer,* Universität Stuttgart, Diss., 2014
- [144] SU, L. K. ; MUNGAL, M. G.: Simultaneous Measurements of Scalar and Velocity Field Evolution in Turbulent Crossflowing Jets. In: *J. Fluid Mech.* 513 (2004), S. 1–45
- [145] THEVENIN, D. ; GICQUEL, O. ; CHARENTENAY, D. E. ; HILBERT, R. ; VEYNATE, D. : Two- versus Three-Dimensional Direct Simulations of Turbulent Methane Flame Kernels Using Realistic Chemistry. In: *Proc. Combust. Inst.* 29 (2002), S. 2031–2039
- [146] THIESSEN, S. ; KHALIL, E. ; KARIM, G. : The Autoignition in Air of some Binary Fuel Mixtures Containing Hydrogen. In: *Int. J. Hydrogen Energy* 35 (2010), S. 10013–10017
- [147] VENKATESWARAN, P. ; MARSHALL, A. ; SHIN, D. H. ; NOBLE, D. ; SEITZMAN, J. ; LIEUWEN, T. : Measurements and Analysis of Turbulent Consumption Speeds of H<sub>2</sub>/CO Mixtures. In: *Combust. Flame* 158 (2011), S. 1602–1614
- [148] *Kapitel K3 - Gas Radiation: Radiation from Gas Mixtures.* In: VORTMEYER, D. ; KABELAC, S. : *VDI Heat Atlas.* Springer Berlin Heidelberg. – ISBN 978–3–540–77877–6, Online-Ressource (XXII, 1586p. 1069 illus., 24 illus. in color. eReference, digital)
- [149] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R. W.: *Verbrennung - physikalisch-chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung.* 3. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2001. – 326 S. – ISBN 3–540–42128–9

- [150] WESTBROOK, C. K.: Chemical Kinetics of Hydrocarbon Ignition in Practical Combustion Systems. In: *Proc. Combust. Inst.* 28 (2000), S. 1563–1577
- [151] WESTBROOK, C. K. ; DRYER, F. L.: Chemical Kinetic Modeling of Hydrocarbon Combustion. In: *Prog. Energ. Combust.* 10 (1984), S. 1–57
- [152] WIEDERMANN, A. : *Gasturbinentypen - eine Übersicht*. 2. Heidelberg : Springer, 2010 (Stationäre Gasturbinen). – 1100 S. – ISBN 978–3540927877
- [153] WILLIAMS, F. A.: *Combustion Theory : The Fundamental Theory of Chemically Reacting Flow Systems*. 2. US : Menlo Park, 1985. – 680 S.
- [154] WÜRMELE, J. ; SILKE, E. J. ; CURRAN, H. J. ; O’CONNOR, M. S. ; SIMMIE, J. M.: The Effect of Diluent Gases on the Ignition Delay Times in the Shock Tube and in the Rapid Compression Machine. In: *Combust. Flame* 151 (2007), S. 289–302
- [155] WU, M. S. ; KWON, S. ; DRISCOLL, J. F. ; FAETH, G. M.: Turbulent Premixed Hydrogen/Air Flames at High Reynolds Numbers. In: *Combust. Sci. Technol.* 73 (1990), S. 327–350
- [156] YETTER, R. A. ; RABITZ, H. ; HEDGES, R. M.: A Combined Stability-Sensitivity Analysis of Weak and Strong Reactions of Hydrogen/Oxygen Mixtures. In: *Int. J. Chem. Kinet.* 23 (1991), S. 251–278
- [157] YETTER, R. A. ; DRYER, F. L.: Pressure Effects on the Kinetics of High Speed Chemically Reacting Flows. In: HUSSAINI, M. Y. (Hrsg.) ; KUMAR, A. (Hrsg.) ; VOIGT, R. G. (Hrsg.): *Major Research Topics in Combustion*. 1. New York : Springer-Verlag, 1992. – ISBN 0–387–97752–X, S. 650
- [158] YUAN, L. L. ; STREET, R. L. ; FERZIGER, J. H.: Large-Eddy Simulations of a Round Jet in Crossflow. In: *J. Fluid Mech.* 379 (1999), S. 71–104
- [159] ZHANG, Y. ; HUANG, Z. ; WEI, L. ; ZHANG, J. ; LAW, C. K.: Experimental and Modeling Study on Ignition Delays of Lean Mixtures of Methane, Hydrogen, Oxygen, and Argon at Elevated Pressures. In: *Combust. Flame* 159 (2012), Nr. 3, S. 918–931
- [160] ZHANG, Y. ; JIANG, X. ; WEI, L. ; ZHANG, J. ; TANG, C. ; HUANG, Z. : Experimental and Modeling Study on Auto-ignition Characteristics of Methane/Hydrogen Blends Under Engine Relevant Pressure. In: *Int. J. Hydrogen Energy* 37 (2012), S. 19168–19176

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name	Julia Fleck
Geburtsdatum	20. Dezember 1982
Geburtsort	Malsch
Staatsangehörigkeit	Deutsch

## Schulausbildung

1989-1992	Grundschule Stuntzschule, München
1992-1993	Grundschule Gündelbach, Vaihingen/Enz
1993-2002	Friedrich-Abel-Gymnasium, Vaihingen/Enz

## Studium

2002-2003	Technische Hochschule in Karlsruhe
2003-2006	Universität Stuttgart
2005	Fachpraktikum im Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Technische Chemie
2006	Chalmers University of Technology, Göteborg, Schweden
2006	Fachpraktikum bei der Robert Bosch GmbH
2006-2008	Universität Stuttgart

## Berufliche Tätigkeit

2008-2014	Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Deutschen Zentrum für Luft und Raumfahrttechnik in Stuttgart (Institut für Verbrennungstechnik) mit Möglichkeit zur Promotion an der Universität Stuttgart
seit 2014	Patentankwältskandidatin bei Patentanwälte JFH, Vaihingen/Enz