

**Betriebsverhalten einer Dualmodus-SCRamjet-  
Modellbrennkammer mit Wasserstoffverbrennung**

**Armin J. L. Brandstetter**

Technische Universität München  
Institut für Luft- und Raumfahrt  
Lehrstuhl für Flugantriebe

**Betriebsverhalten einer Dualmodus-SCRamjet-  
Modellbrennkammer mit Wasserstoffverbrennung**

Armin Johann Leopold Brandstetter

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

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. G. H. Schnerr

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. H.-P. Kau
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. T. Sattelmayer

Die Dissertation wurde am 02.06.2004 bei der Technischen Universität eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 02.12.2004 angenommen.

## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Flugantriebe der Technischen Universität München.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-P. Kau möchte ich meinen Dank dafür aussprechen, dass er meine Arbeit mit Interesse und stetiger Unterstützung verfolgt und sie betreut hat. Mein Dank gilt zudem Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. T. Sattelmayer für die freundliche Übernahme des Koreferats, Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil G. H. Schnerr als Vorsitzendem des Prüfungsverfahrens und Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Rist für das mir entgegengebrachte Vertrauen für den Beginn meiner Tätigkeit.

Ebenso geht mein Dank an die Mitarbeiter des Lehrstuhls für Flugantriebe, die durch ihre Mithilfe sowie durch die vielen hilfreichen Diskussionen und Anregungen den Fortgang dieser Arbeit unterstützten.

Dies gilt insbesondere für Herrn Dipl.-Ing. A. Hupfer, Frau Dipl.-Ing. S. Rocci Denis, Herrn Dr.-Ing. W. Erhard, Herrn Dipl.-Ing. Udo Busse, sowie den Werkstattmitarbeitern Herrn B. Ritter und R. Grubert.

Besonderen Dank gebührt in ganz großem Maße meinen Eltern, die mir meine gesamte Ausbildung ermöglichten und ohne die ich das Erreichte wohl nicht erreicht hätte.

# **"Ein Land ohne Visionen hat eine Jugend ohne Perspektive"**

Prof. Jesco Frhr. v. Puttkamer

# Inhaltsverzeichnis

FORMELZEICHEN UND INDIZES.....	III
<b>1 EINLEITUNG.....</b>	<b>1</b>
1.1 ZIEL DER ARBEIT .....	3
<b>2 GRUNDLAGEN DER HYPERSCHALL-TRIEBWERKSTECHNOLOGIE .....</b>	<b>4</b>
2.1 FUNKTIONSWEISE VON DUALMODUS-SCRAMJET-TRIEBWERKEN .....	8
2.1.1 <i>Isolator</i> .....	8
2.1.2 <i>Brennstoffzufuhr</i> .....	12
2.1.2.1 Normale Brennstoffzufuhr .....	13
2.1.2.2 Axiale Einblasung.....	15
2.1.2.3 Brennstoffverteilung .....	16
2.1.3 <i>Vermischung</i> .....	18
2.1.4 <i>Zündung</i> .....	22
2.1.5 <i>Verbrennung</i> .....	26
<b>3 VERSUCHSAUFBAU UND MESSTECHNIK .....</b>	<b>30</b>
3.1 PRÜFSTAND .....	30
3.2 LUFT- UND BRENNSTOFFVERSORGUNG .....	32
3.3 MESSTECHNIK.....	34
3.3.1 <i>Particle Image Velocimetry (PIV)</i> .....	35
3.3.2 <i>Pyrometrie</i> .....	39
<b>4 STABILISIERUNG DER VERBRENNUNG .....</b>	<b>42</b>
4.1 VORUNTERSUCHUNGEN.....	42
4.2 NEUARTIGES INJEKTORKONZEPT.....	46
4.3 FREISTRABLUNTERSUCHUNGEN.....	49
4.3.1 <i>Zündung der Pilotflamme</i> .....	52
4.3.1.1 Injektor ohne Flammhalter.....	53
4.3.1.2 Injektor mit Flammhalter.....	55
4.3.1.3 Variation der Brennstoffmassenzufuhr .....	57
4.3.1.4 Variation des Flammhalterabstandes .....	58
4.3.2 <i>Stabilisierung der Pilotflamme</i> .....	61
4.3.2.1 Variation des Brennstoffmassenstromes.....	61
4.3.2.2 Variation der Machzahl und des Stoßsystems .....	63
4.3.3 <i>Stabilisierung der Verbrennung in der Überschallströmung</i> .....	65
4.3.3.1 Zündung der Überschallverbrennung.....	66
4.3.3.2 Variation der Machzahl und des Stoßsystems .....	67
<b>5 BETRIEBSVERHALTEN DER DUALMODUS-MODELLBRENNKAMMER.....</b>	<b>69</b>
5.1 BRENNKAMMERKONFIGURATION.....	69
5.2 STRÖMUNGSBEDINGUNGEN OHNE INJEKTOREN .....	71
5.3 STRÖMUNGSBEDINGUNGEN MIT INJEKTOREN UND OHNE VERBRENNUNG .....	73
5.3.1 <i>Injektor1</i> .....	74
5.3.2 <i>Injektor2</i> .....	76
5.4 BRENNSTOFFZUFUHR .....	78
5.5 STABILISIERUNGEN DER PILOTFLAMME.....	79

---

5.5.1	<i>Ausbreitung der Pilotflamme in der Brennkammer</i> .....	79
5.5.2	<i>Einfluss des Pilotwasserstoffmassenstroms auf die Flammhalter-temperatur</i>	81
5.5.3	<i>Einfluss zusätzlicher Pilotluftzufuhr</i> .....	84
5.5.4	<i>Variation der Totaltemperatur</i> .....	87
5.5.5	<i>Auswirkungen der Pilotflamme auf die Überschallströmung</i> .....	88
5.6	<b>VERBRENNUNG IN DER ÜBERSCHALLSTRÖMUNG</b> .....	90
5.6.1	<i>Untersuchung des 3mm Injektors</i> .....	90
5.6.1.1	Brennstoffdruck: 1MPa ( $\Phi=0,14$ ) Injektor1 .....	92
5.6.1.2	Brennstoffdruck: 1,5MPa ( $\Phi=0,22$ ) Injektor1 .....	98
5.6.1.3	Brennstoffdruck: 2,0MPa ( $\Phi=0,30$ ) Injektor1 .....	101
5.6.1.4	Brennstoffdruck: 2,5MPa ( $\Phi=0,38$ ) Injektor1 .....	104
5.6.1.5	Brennstoffdruck: 3,0MPa ( $\Phi=0,46$ ) Injektor1 .....	106
5.6.1.6	Brennstoffdruck: 3,5MPa ( $\Phi=0,54$ ) und 4,0MPa ( $\Phi=0,62$ ) Injektor1 .....	108
5.6.1.7	Resümee .....	110
5.6.2	<i>Vergleich des Betriebsverhaltens bei 5mm und 3mm Injektor</i> .....	111
5.6.2.1	Brennstoffdruck: 1MPa ( $\Phi=0,12$ ) Injektor2 .....	111
5.6.2.2	Brennstoffdruck: 1,5MPa ( $\Phi=0,20$ ) Injektor2 .....	114
5.6.2.3	Brennstoffdruck: 2,0MPa ( $\Phi=0,27$ ) Injektor2 .....	116
5.6.2.4	Brennstoffdruck: 2,5MPa ( $\Phi=0,35$ ) bis 3,5MPa ( $\Phi=0,51$ ) Injektor2 .....	118
5.6.2.5	Resümee .....	121
5.6.3	<i>Einfluss des Pilotmassenstromes und der statischen Temperatur</i> .....	123
<b>6</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK</b> .....	<b>126</b>
<b>7</b>	<b>LITERATURVERZEICHNIS</b> .....	<b>128</b>
<b>8</b>	<b>VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN UND TABELLEN</b> .....	<b>134</b>

## FORMELZEICHEN UND INDIZES

Formelzeichen	Einheit	Beschreibung
M	-	Machzahl
$M_C$	-	Konvektive Machzahl
H	km	Flughöhe
w	m/s	Strömungsgeschwindigkeit
a	m/s	Schallgeschwindigkeit
$C_T$	-	Schubkoeffizient
$\kappa$	-	Isentropenexponent
$C_p$	kJ/kg K	Wärmekapazität bei konstantem Druck
T	K	Statische Temperatur
$T_{equ}$	K	Gleichgewichtstemperatur
h	J/kg	Enthalpie
q	J/kg	Wärmezufuhr
$H_u$	J/kg	Unterer Heizwert
$\Phi$	-	Äquivalenzverhältnis
p	N/m <sup>2</sup>	Statischer Druck
$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte
$\rho_P$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte eines Partikels
$d_p$	m	Partikeldurchmesser
$\eta$	Pa s	Dynamische Viskosität
$\dot{m}$	kg/s	Massenstrom
$\delta$	m	Scherschichtdicke
$\eta_A$	-	Ausbrand
$\Pi$	-	Totaldruckverhältnis
$\tau_S$	s	Relaxationszeit
$\tau_i$	s	Zündverzugszeit
$\tau_r$	s	Reaktionszeit
$T_W$	K	Wandtemperatur
$T_S$	K	Aus Strahlung gemessene Temperatur
$\varepsilon$	-	Emissionskoeffizient
f	-	Frequenz
k	$1.380 \cdot 10^{-23}$ Ws/K	BOLTZMANN'sche Konstante
h	$6.622 \cdot 10^{-34}$ W/s <sup>2</sup>	PLANCK'sche Konstante
$\alpha$	-	Reflexionswinkel

---

$D_H$	m	Hydraulischer Durchmesser
$x$	m	Abstandscoordinate
$h$	m	Höhe
$Za_{max}$	m	Maximale Eindringtiefe eines Brennstoffstrahls
$Za$	m	Eindringtiefe der Zentralachse eines Brennstoffstrahls
$A$	$m^2$	Fläche

**Indizes****Beschreibung**

t	Totalzustand
0	Ausgangszustand
1,2,3	Ebenen 1,2,3 ...
$H_2$	Wasserstoff
Luft	Luft
BK	Brennkammer



# 1 Einleitung

Der Transport von Menschen und Waren ist seit jeher einer der wichtigsten Bestandteile unseres Wirtschaftssystems. Durch ein kontinuierliches Wachstum und die treibende Kraft nach höchst möglicher Rentabilität und Zuverlässigkeit werden für die kommerzielle Nutzung permanent neue Technologien entwickelt. Dies führte dazu, dass sich Mitte des 20sten Jahrhunderts die Luftfahrt als ein wichtiges Instrument des globalen Warenverkehrs etablierte. Mit dem Beginn der Raumfahrt wurde ein weiteres Anwendungsgebiet erschlossen und der Transport von Mensch und Geräten in den Weltraum erlangte Bedeutung. So entwickelte sich gegen Ende des letzten Jahrhunderts neben der wissenschaftlichen und militärischen Nutzung zunehmend ein Markt für eine kommerzielle Anwendung der Raumfahrt. Hierbei ist die breite Erschließung des Weltraums gebunden an die auftretenden spezifischen Transportkosten, was sich neben infrastrukturellen Kosten als ein limitierender Faktor erweist. So liegen die Transportkosten derzeit unter Verwendung konventioneller Raketensysteme bei ungefähr 20.000\$ pro Kilogramm Nutzlast [1, 2]. Bei teilweise wieder verwendbaren Systemen, wie das amerikanische Space Shuttle, liegen sie aufgrund des Wartungsaufwandes und der hohen Strukturmassen sogar noch höher. Ziel von zahlreichen Untersuchungen auf internationaler Ebene ist deshalb, die spezifischen Transportkosten so weit wie möglich zu minimieren. Vorhandene Systeme, wie nicht wieder verwendbare Raketen, sind mittlerweile so weit in ihrer Optimierung fortgeschritten, dass dies nur mehr in geringem Umfang möglich erscheint. Einen Lösungsansatz könnte indes der Einsatz eines vollständig wieder verwendbaren Raumtransportgerätes darstellen, wenn für dieses sowohl die Turnaroundkosten als auch die Infrastrukturkosten gering gehalten werden können. Hiermit ließe sich die Kommerzialisierung der Raumfahrt durch eine Reduktion der Transportkosten weiter vorantreiben.

Insbesondere gestufte, vollständig wieder verwendbare Raumtransportsysteme unter dem Einsatz luftatmender Antriebe besitzen das Potential zu einer Kostensenkung. So kann beispielsweise die Infrastruktur großer Flughäfen für horizontal startende Raumtransportsysteme genutzt werden. Zudem kann mittels der Verbrennung des atmosphärischen Sauerstoffes auf die Mitnahme des Oxidators verzichtet werden. Dies ermöglicht eine Reduktion des Gesamtgewichtes des Trägersystems.

Untersuchungen hierzu zeigen, dass für „Single Stage to Orbit“-Systeme, wie beispielsweise in dem amerikanischen HyperX-Projekt geplant oder durch eine gestufte Version wie bei dem **Hyperschall Transport System München (HTSM)**, ein Hyperschallflug mit Geschwindigkeiten von mehr als Mach 7 notwendig ist [3, 4, 5, 6, 7, 8]. Derartige Fluggeschwindigkeiten stellen insbesondere für die Entwicklung eines luftatmenden Antriebssystems eine große Herausforderung dar, was dazu führt, dass bisher keine operativen Antriebssysteme für den Hyperschallflug existieren.

Im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 255 Transatmosphärische Flugsysteme wurde ein zweistufiges vollständig wieder verwendbares Raumtransportsystem (HTSM) konzipiert. Bei diesem Trägersystem ist die Unterstufe als Luftatmer ausgelegt, die bis in eine Höhe von 30km eine maximale Flugmachzahl von acht erreichen soll. Die Möglichkeit, mit einem luftatmenden Antriebssystem Geschwindigkeiten im Hyperschall zu fliegen, erfordert die

Verwendung eines Ramjet-Antriebes ab Mach 3,5 und eines SCRamjet-Antriebes ab Mach 6,8. In Abbildung 1.1 ist die für das HTSM projizierte Flugtrajektorie mit den Anwendungsbereichen für die Triebwerke dargestellt [59,61].

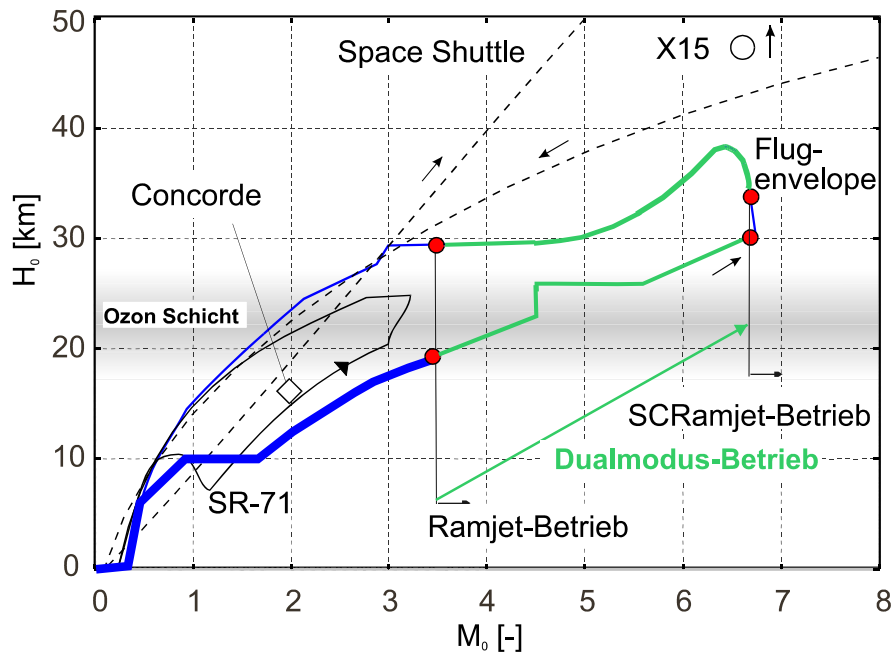


Abb. 1.1: Flugvelope der luftatmenden HTSM-Unterstufe (Mach 6,8 Beispielmission)

Um die Triebwerksmasse gering zu halten und um einen kontinuierlichen Übergang vom Ramjet- in den SCRamjet-Betrieb zu gewährleisten ist ein Dualmodus-Antrieb von Vorteil. Trotz langjähriger intensiver Detailforschung auf internationaler Ebene ist noch wenig über das Betriebsverhalten von Dualmodus-Staustrahltriebwerken mit Überschallverbrennung bekannt [62]. Dies betrifft unter anderem die Stabilisierung der Verbrennung bei einer Brennkammereintrittstemperatur unterhalb der Selbstzündtemperatur des Brennstoff-Luft-Gemisches und einer hohen Brennkammereintrittsmachzahl. Derzeitige Modelltriebwerke, die bei einer niedrigen Temperatur am Eintritt in die Brennkammer operabel sind, fordern für die Stabilisierung der Verbrennung eine starke Pilotierung. Es müssen somit große Bereiche mit reduzierter Geschwindigkeit vorhanden sein, oder mehrreihige Injektorensysteme verwendet werden. Hierfür sind entweder Injektoren mit großer Abmessung oder eine große Brennkammerlänge notwendig. Dies führt zu einem erhöhten Totaldruckverlust und zieht eine Reduktion des maximal möglichen Schubes des Antriebes nach sich.

## **1.1 Ziel der Arbeit**

Ziel der vorliegenden Arbeit ist, das Betriebsverhalten einer Dualmodusmodellbrennkammer mit Wasserstoffverbrennung im unteren Flugbereich von Mach 2,5 bis Mach 4 zu untersuchen und zu optimieren. Hierbei liegt das besondere Augenmerk darauf, inwieweit die Verbrennung unter Verwendung eines Eininjektorensystems von möglichst kleiner Abmessung stabilisiert werden kann. Die Zündung und Verbrennung erfolgt bei Bedingungen am Brennkammereintritt, die keine Selbstzündung des Wasserstoffes in der Luft ermöglichen und somit eine Pilotierung fordern. Da die Stabilisierung der Verbrennung essentiell für einen Übergang vom Ramjet- zum SCRamjet-Betrieb ist, soll zudem untersucht werden, inwieweit die Brennkammer kontinuierlich thermisch blockiert werden kann und wie sich dies auf Ausbrand, Totaldruckverlust und Machzahlniveau am Austritt auswirkt.

Des Weiteren soll im Rahmen dieser Arbeit die Interaktion der Pilotierung mit dem Wasserstoff in der Überschallströmung untersucht werden. Hierbei ist von besonderem Interesse, inwieweit die Strömung durch die Verbrennung und Pilotierung beeinflusst wird.

## 2 Grundlagen der Hyperschall-Triebwerkstechnologie

Seit den 60er Jahren wurden auf dem Gebiet der Antriebstechnologie für Hyperschallflugsysteme vielfältige Untersuchungen durchgeführt. Dadurch konnte ein breites Wissen über Einsatzmöglichkeiten dieser Antriebe aufgebaut werden. Zudem gelang es zahlreiche Grundlagen zu erarbeiten, um ein Verständnis über Detailvorgänge wie beispielsweise Verbrennungskinetik, Stoß-Grenzschichtinteraktion zu erhalten.

Die vorliegende Arbeit baut auf diesen Grundlagen auf, weshalb Einige, die im direkten Bezug zu den Untersuchungen stehen, in diesem Kapitel zusammengefasst werden.

Aufgrund der hohen Fluggeschwindigkeit werden spezielle Anforderungen an das Fluggerät gestellt. So steigen mit wachsender Flugmachzahl die thermischen und mechanischen Belastungen an, wodurch gängige und erprobte Technologien nur begrenzt einsatzfähig sind. Tabelle 2.1 zeigt hierzu im flugzeugfesten Bezugssystem die totalen und statischen Umgebungsbedingungen in Abhängigkeit von Flugmachzahl und Flughöhe für ausgewählte Missionspunkte.

<b>M<sub>0</sub> [-]</b>	<b>4,0</b>	<b>5,0</b>	<b>6,0</b>	<b>6,8</b>
<b>H<sub>0</sub> [km]</b>	<b>21,0</b>	<b>26,0</b>	<b>27,5</b>	<b>31,0</b>
$\rho_0$ [kPa]	4,6	2,15	1,71	1,00
$\rho_{t0}$ [kPa]	725	1259	3173	4668
T <sub>0</sub> [K]	218	223	224	227
T <sub>t0</sub> [K]	886	1253	1653	2049

Tabelle 2.1: Umgebungsbedingungen an ausgewählten Missionspunkten

In gängigen Flugzeugen, die bei Überschallgeschwindigkeit operabel sind, werden konventionelle Turbojettriebwerke eingesetzt, Abbildung 2.1.

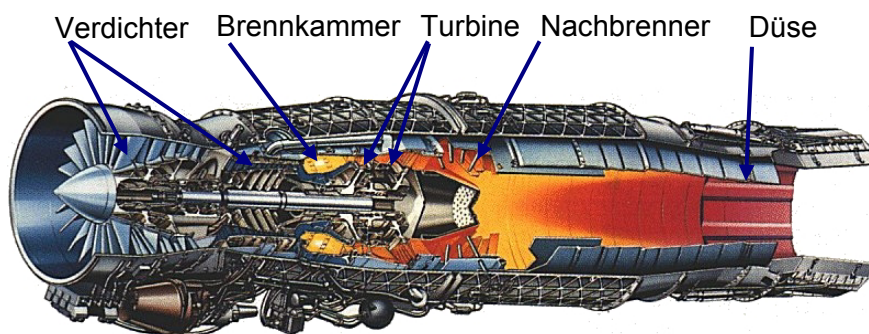


Abb. 2.1: Aufbau eines Turbojettriebwerks anhand des Beispiels EJ200

Mit steigender Geschwindigkeit wachsen die Belastungen. So erreichen beispielsweise bei einer Flugmachzahl von 4,0 und einer Flughöhe von 21km der Totaldruck  $p_{t0}=7,2\text{bar}$  und die Totaltemperatur  $T_{t0}=886\text{K}$ . Vor dem Eintritt in den Verdichter wird die Überschallströmung im Einlauf auf Unterschall verzögert. Dies kann innerhalb eines Rampeneinlaufes mittels eines Systems aus Schrägstößen und einem abschließenden geraden Verdichtungsstoß erfolgen, Abbildung 2.2.

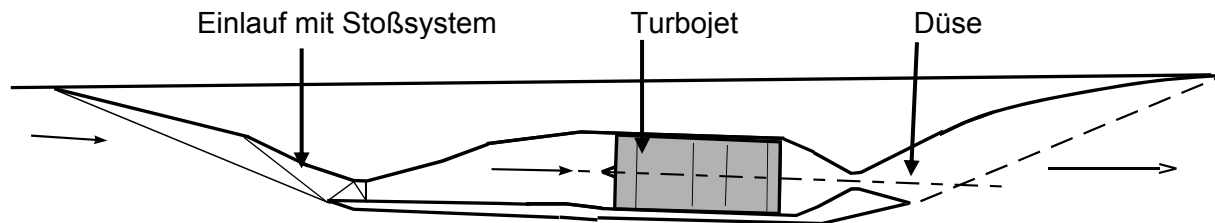


Abb. 2.2: Integration eines Turbojets in einen Überschallantrieb mit Rampeneinlauf

Durch diese Verzögerung erhöht sich die statische Temperatur der Luft von 218K auf über 600K. Geht man von einem technisch möglichen Kompressionsverhältnis des Verdichters von 25:1 aus, so überschreiten die auftretenden Belastungen die Festigkeitsgrenzen der Werkstoffe in den hinteren Verdichterstufen. Aus diesem Grund ist ein Einsatz eines konventionellen Turbojet-Triebwerks nur bis Flugmachzahlen von maximal 3,5 möglich.

Durch die über externe und interne Stöße herbeigeführte Verzögerung der Strömung und dem damit einhergehenden Anstieg des statischen Druckes lässt sich ab dieser Flugmachzahl eine ausreichende Kompression der Strömung ohne zusätzliche mechanische Verdichtung erreichen. Innerhalb der Brennkammer kann der Strömung dann hinreichend Energie zugeführt werden, um über eine Expansion mittels einer konvergent-divergenten Düse einen resultierenden Schub zu generieren. Diese so genannten Staustrahltriebwerke werden allgemein als Ramjet-Triebwerke bezeichnet, die bis zu einer Flugmachzahl von maximal 7 eingesetzt werden können.

Da Staustrahlantriebe bei Flugmachzahlen unter 2,0 keinen Schub erzeugen, muss für die Start- und Beschleunigungsphase der Flugmission ein zusätzliches Triebwerk mitgeführt werden [10]. So kann beispielsweise ein Turbojet den notwendigen Schub für diese Missionsphase liefern und mit dem Ramjet kombiniert werden.

Am Lehrstuhl für Flugantriebe ist eine derartige Konfiguration auch für das HTSM eingehend untersucht worden [11]. Mit steigender Fluggeschwindigkeit und somit thermischer und mechanischer Belastung wird die Zuströmung zum Turbojet-Triebwerk unterbrochen und die aufgestaute Luft durch den Ramjet geleitet. Abbildung 2.3 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines derartigen Ramjet-Turbojet-Kombinationstriebwerks.

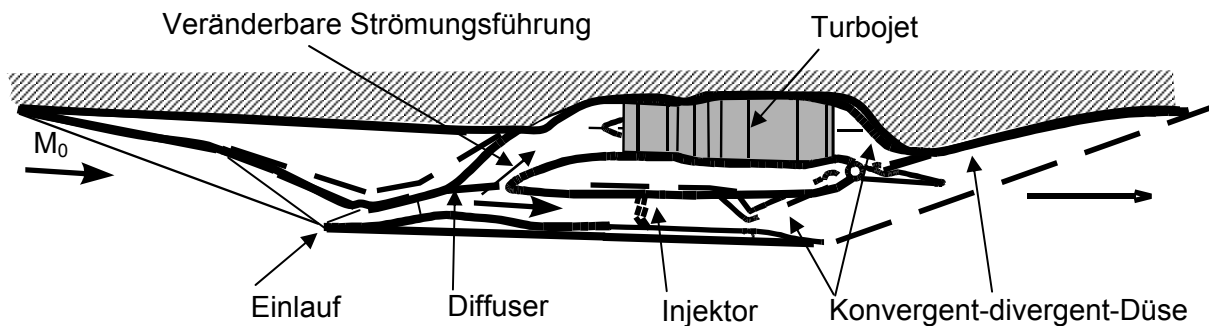


Abb. 2.3: Schematische Darstellung eines Turbojet-Ramjet-Kombinationstriebwerkes

Bei einer hohen Flugmachzahl muss die statische Temperatur am Brennkammereintritt gering bleiben, um eine weitere Temperaturerhöhung durch Verbrennung in der Brennkammer zu ermöglichen. Dies erfordert, dass die Strömung im Einlauf weniger stark reduziert wird. Erfolgt die Verzögerung durch Schrägstöße hierbei nur soweit, dass am Brennkammereintritt noch Überschallströmung vorliegt, ist die dort auftretende statische Temperatur geringer. Staustrahltriebwerke mit Verbrennung in einer Überschallströmung werden allgemein als SCRamjets (Supersonic Combustion Ramjets) bezeichnet.

Die unterschiedlichen Flugmachzahlen und somit Betriebsbereiche bei Ramjet- und SCRamjet-Triebwerken erfordern verschiedene Triebwerksgeometrien. Der Einlauf und die Brennkammer sind durch die Bedingungen des Druckgleichgewichts miteinander gekoppelt. So wandert bei einem starken Druckanstieg in der Brennkammer der abschließende Verdichtungsstoß stromauf. Dadurch erfolgt dieser von einem höheren Machzahlniveau aus. Ist der Druckanstieg in der Brennkammer zu groß, verlagert sich der Geradstoß weiter stromauf, auch bis vor den Einlauf. Dieser Vorgang wird als Blockieren des Einlaufs (Unstart) bezeichnet, wobei der Luftmassenstrom durch das Triebwerk und somit der Schub sinkt. Um eine derartige Interaktion der Brennkammer mit dem Einlauf zu vermeiden, folgt bei Ramjet nach dem Einlauf ein Unterschalldiffusor, in dem die Unterschallströmung weiter verzögert wird.

Bei SCRamjet-Triebwerken wird die Luft im Einlauf nur soweit verzögert, dass am Brennkammereintritt noch eine Machzahl über 1,5 vorherrscht. Die Trennung von Einlauf und Brennkammer erfolgt dabei durch den so genannten Isolator, einen Kanal mit konstantem Querschnitt, Abbildung 2.4.

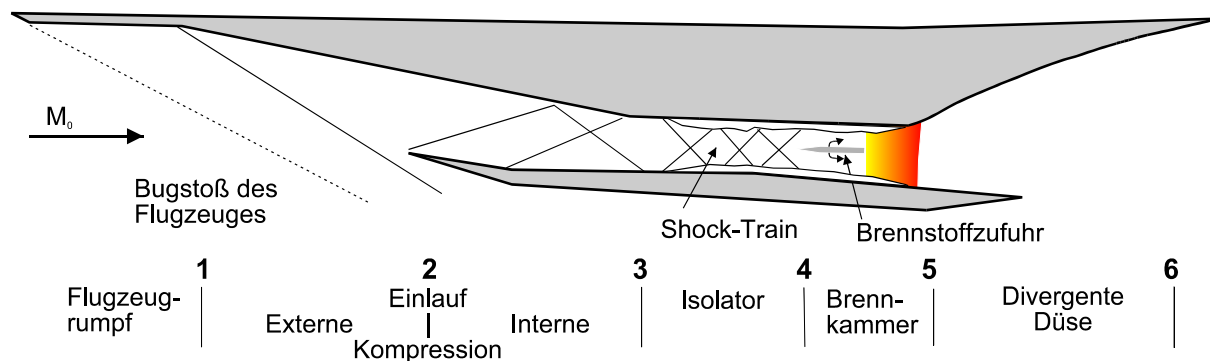


Abb. 2.4: Prinzipieller Aufbau eines SCRamjet-Triebwerkes

Die unterschiedliche Bauweise von Ramjet und SCRamjet erfordert unterschiedliche Triebwerkskonfigurationen. Da eine Kombination beider Triebwerke zu einem hohen Aufwand für eine wechselnde Strömungsführung führt, wurde von Curran [12] der so genannte Dualmodusantrieb vorgeschlagen. Hierbei findet sowohl für den Ramjet- als auch für den SCRamjet-Betrieb die gleiche Brennkammergeometrie Anwendung. Dies ermöglicht den Flug ab einer Machzahl von 3,5 bis in den Hyperschallbereich mit einer Triebwerkskonfiguration durchzuführen [13, 14, 15, 16, 17].

Turbojets, Ramjets, als auch SCRamjets sind somit für unterschiedliche Flugmachzahlbereiche konzipiert, die in Abbildung 2.5 dargestellt sind.

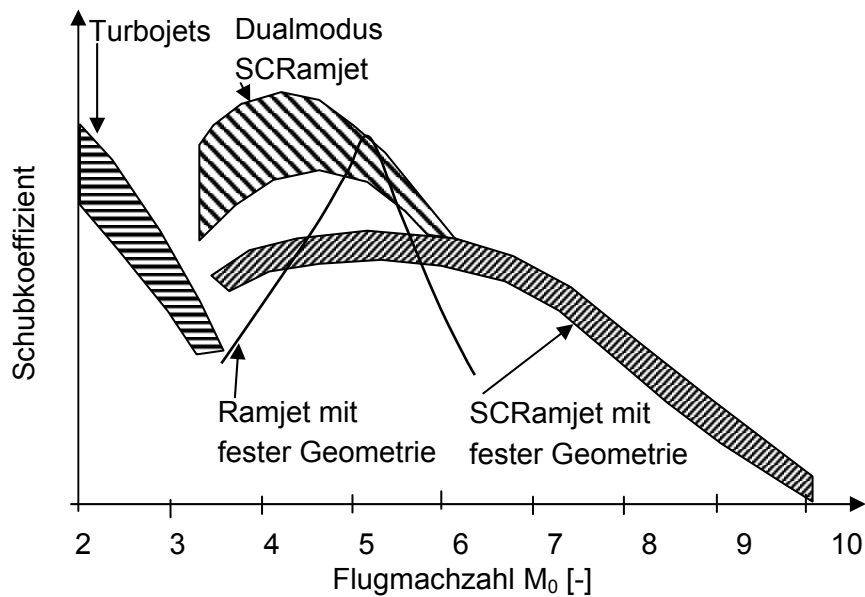


Abb. 2.5: Schubmaximierung durch Verwendung eines Dualmodus-SCRamjet [4]

## 2.1 Funktionsweise von Dualmodus-SCRamjet-Triebwerken

Unter Verwendung eines Dualmodus-Antriebes kann über einen sehr großen Flugmachzahlenbereich der größte Schub erreicht werden. Dies stellt einen der zentralen Vorteile gegenüber reinen Ramjets und SCRamjets dar. Aus diesem Grund wird der Dualmodusantrieb als Grundkonzept für diese Arbeit gewählt.

Bei dem Dualmodusantrieb wird die gleiche Geometrie verwendet wie bei einem SCRamjet. Der Isolator erfordert jedoch eine andere Auslegung, da er sowohl eine Überschallströmung als auch eine Unterschallströmung am Brennkammereintritt ermöglichen muss.

### 2.1.1 Isolator

Der Einlauf ist aerodynamisch mit der Brennkammer gekoppelt. So können sich in der Brennkammer auftretende Druckschwankungen mittels der Grenzschicht stromauf zum Einlauf fortpflanzen. Um ein Blockieren des Einlaufs zu verhindern befindet sich zwischen beiden Komponenten ein Kanal mit konstantem Querschnitt, der als Überschalldiffusor fungiert. Die vom Einlauf kommenden Schrägstöße interagieren mit der Grenzschicht der Isolatorwände und werden unter dem Winkel  $\alpha$  reflektiert. Hierbei nutzt man das Prinzip der Stoßreflexion [18, 19], Abbildung 2.6.

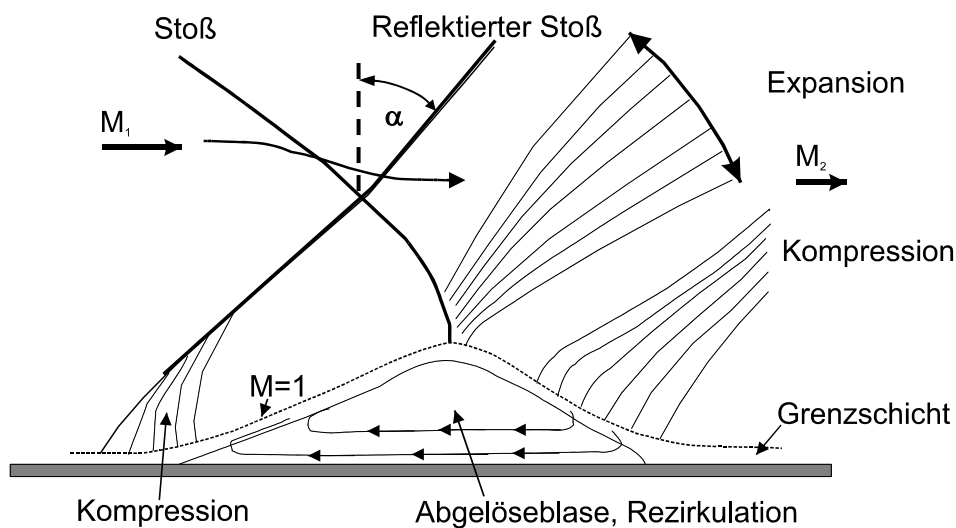


Abb. 2.6: Schematische Darstellung einer zweidimensionalen Stoß-Grenzschicht-Interaktion [12]

Die Reflexion des Stoßes an den Wänden wird durch die Interaktion des Stoßes mit der Grenzschicht beeinflusst. Hierbei tritt eine lokale Ablösung und Aufdickung der Grenzschicht auf, in der sich ein Rezirkulationsgebiet ausbildet. Nach dem Stoß legt sich die Grenzschicht wieder an und die Strömung expandiert um die auftretende Ablöseblase.



Die Grenzschicht, deren Strömungsgeschwindigkeit subsonisch ist, kann dem durch den Verdichtungsstoß verursachten Drucksprung in der Überschallströmung nicht schlagartig folgen. Dadurch baut sich der Druck in der Grenzschicht stromauf des Verdichtungsstoßes nur allmählich auf, bis er im Bereich des Stoßes das erforderliche Druckniveau erreicht. Dies führt zu einer kontinuierlichen Aufweitung der Grenzschicht.

Die Querschnittsveränderung, die von der Ablöseblase hervorgerufen wird, verzögert die ankommende Strömung. Diese Verzögerung erfolgt über Mach'sche Linien, die ihren Schnittpunkt in der Überschallströmung haben und somit dort einen erneuten Verdichtungsstoß hervorrufen, den reflektierten Stoß. Überschreitet der durch den Stoß erzeugte Drucksprung in der Überschallströmung ein machzahlabhängiges Grenzdruckverhältnis, so legt sich die Grenzschicht nach der Ablöseblase nicht mehr an und es tritt eine Grenzschichtablösung auf. Nach Curran et al. [12] kann das Grenzdruckverhältnis für die Ablösung mittels der Gleichungen 2-1 und 2-2 ermittelt werden.

$$\frac{p_2}{p_1} \approx 1 + 0,3 \cdot M_1^2 \quad \text{für } M_1 < 4,5 \quad (2-1)$$

$$\frac{p_2}{p_1} \approx 0,17 \cdot M_1^{2,5} \quad \text{für } M_1 > 4,5 \quad (2-2)$$

In Abbildung 2.7 ist das benötigte Druckverhältnis, das zu einer Strömungsablösung führt, graphisch dargestellt.

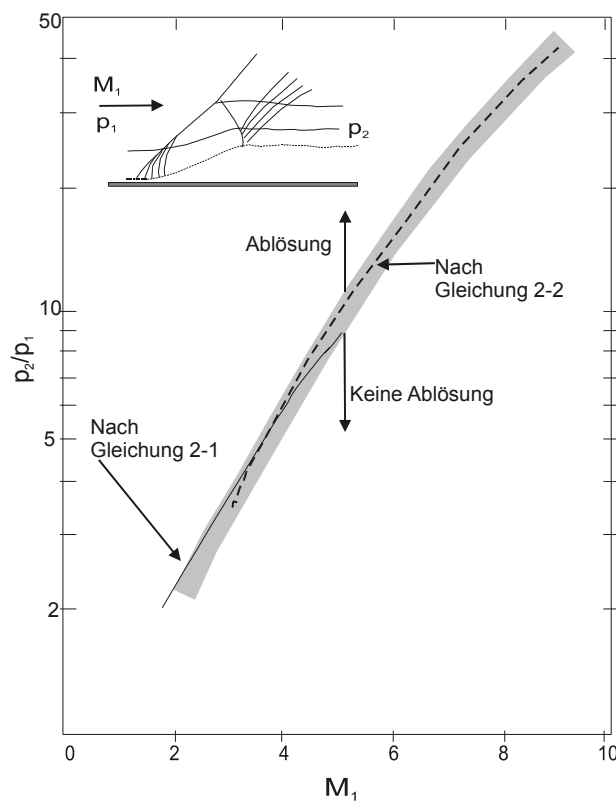


Abb. 2.7: Erforderlicher Druckanstieg für zweidimensionale Grenzschichtablösung [12]

Das Interagieren der Grenzschicht mit der Überschallströmung ist einer der Ursachen für die grundlegenden Unterschiede zwischen der freien Überschallströmung und der in einem Kanal.

Innerhalb einer Strömung kann sich eine Druckinformation maximal mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten. Dies führt dazu, dass eine freie Überschallströmung unverändert bleibt, bis sie auf ein Hindernis trifft. Dort tritt dann ein Verdichtungsstoß auf, der zu einem sprunghaftigen Druckanstieg führt und die Strömung verzögert. Erst nach diesem stellt sich die Strömung auf die neuen Randbedingungen ein. Eine Veränderung des Hindernisses hat somit auf die ankommende Strömung keinen Einfluss, sondern nur auf die Form und Lage des Verdichtungsstoßes.

Dies verhält sich bei einer Überschallströmung in einem Kanal anders. Ein starker Druckanstieg oder die Veränderung eines Hindernisses kann sich in diesem Fall auch stromauf auswirken. Erhöht sich beispielsweise nach einem reflektierten Verdichtungsstoß der statische Druck, so steigt dort auch der Druck in der Grenzschicht an. Da der Druckverlauf innerhalb der subsonischen Grenzschicht kontinuierlich ist, wirkt sich der Druckanstieg auch auf die Ablöseblase und die Grenzschicht stromauf aus. Diese weiten sich auf und beeinflussen die Strömung vor dem reflektierten Stoß. Dadurch variiert die Struktur der Grenzschicht und der reflektierte Stoß ändert sich in seiner Lage und Stärke. Dieser Effekt wird in dem Isolator des Dualmodusantriebes genutzt, um zwischen dem Ramjet- und SCRamjetbetrieb zu wechseln. Hierbei wird der Isolator durch geeignete Auslegung [12] derart gestaltet, dass sich die Grenzschicht an dessen Eintritt ablöst. Dadurch erstreckt sich vom Eintritt in den Isolator bis in die Brennkammer ein System aus Kompression und Expansion, das allgemein als Shock-Train bezeichnet wird. Durch diesen wird entlang des Kanals der statische Druck aufgebaut, bis ein Druckniveau erreicht ist, das dem in der Brennkammer äquivalent ist. Abbildung 2.8 zeigt das im Isolator auftretende System an Kompression und Expansion und die hierdurch auftretende Machzahlverteilung.

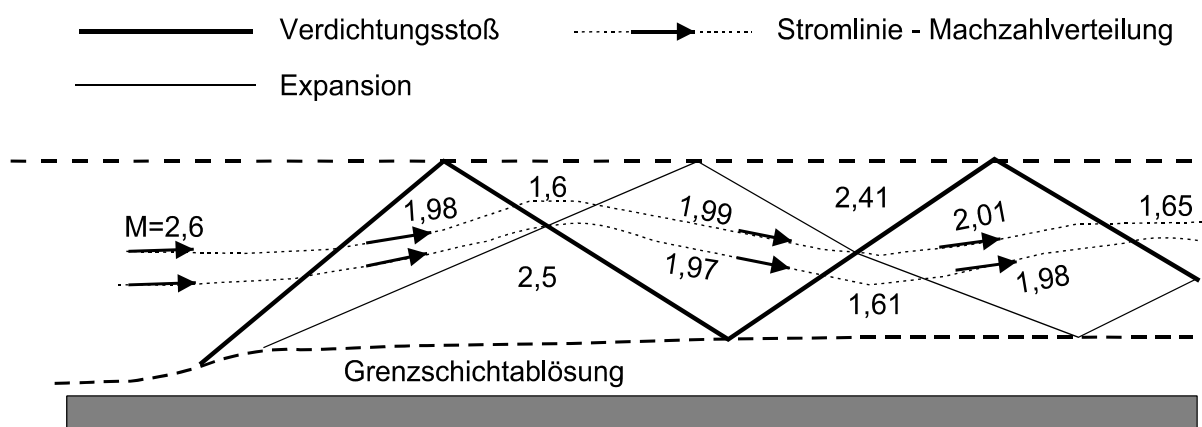
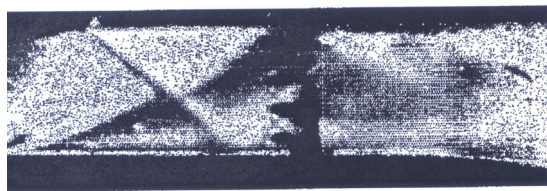


Abb. 2.8: Grenzschichtablösung und Stoßsystem im Isolator [20, 21]

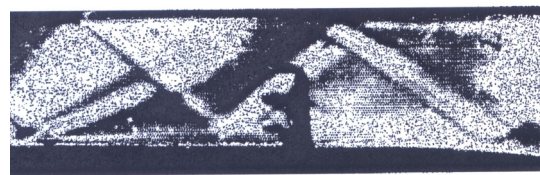
Der Wechsel zwischen Kompression und Expansion führt zu einer Variation der Machzahl und des statischen Druckes in der Strömung. Mittels statischer Wanddruckmessungen lässt sich somit ein auftretender Shock-Train experimentell nachweisen.

Verändert sich der statische Druck am Brennkammereintritt beispielsweise durch die Wärmefreisetzung, so werden die Stöße steiler, wodurch sich der Druckanstieg nach jedem Stoß erhöht. Dadurch wird das aerodynamische Druckgleichgewicht zwischen beiden Komponenten wieder hergestellt und der Einlauf von der Brennkammer „isoliert“.

In Abbildung 2.9 ist diese Anpassung des Stoßsystems innerhalb des Isolators bei veränderter Androsselung erkennbar [22]. Die Verkleinerung des Reflexionswinkels der Stöße mit steigender Androsselung ist hierbei erkennbar. Für den Ramjetbetrieb ist die Strömung in der Brennkammer derart anzudrosseln, dass der notwendige Druckanstieg im Isolator nicht mehr gänzlich durch Schrägstöße erreicht werden kann. In diesem Fall bildet sich am Ende des Shock-Train ein Geradstoß aus, der eine Verbrennung im Unterschall ermöglicht.



Geringe Androsselung



Starke Androsselung

Abb. 2.9: Veränderung des Stoßsystems im Isolator aufgrund Androsselung [22]

Die „Isolation“ des Einlaufes von der Brennkammer hat den Nachteil, dass die Mischungs- und Verbrennungsvorgänge von dem Shock-Train beeinflusst werden. Das System aus Kompression und Expansion, das sich sowohl mit dem Druckanstieg in der Brennkammer als auch mit der Flugmachzahl verändert, trifft am Brennkammereintritt auf das Einspritzsystem. Dadurch wird der Verlauf der Brennstoffstrahlen, die Vermischung des Brennstoffes und die Stabilität der Verbrennung durch den auftretenden Shock-Train je nach Betriebszustand verändert.

Insbesondere der Einfluss auf die Verbrennungsstabilität ist von großer Bedeutung, da diese eine Basis für die Funktionalität des Triebwerkes darstellt. Aus diesem Grund ist das erste Ziel der Arbeit ein Injektorsystem zu konzipieren und zu untersuchen, das die Stabilität der Verbrennung bei einem variablen Stoßsystem um den Injektor gewährleisten kann. Grundlage für die Entwicklung stellen bekannte Injektorkonzepte für Staustrahltriebwerke dar.

### 2.1.2 Brennstoffzufuhr

Der Brennstoff kann in die Überschallströmung über unterschiedliche Injektorkonzepte eingebracht werden. Zu diesen zählen beispielsweise die die Brennstoffzufuhr durch Wandeinblasung, Rampeneinblasung, Pylone und Struts. Die Konzepte unterscheiden sich prinzipiell darin, in welchem Winkel zur Richtung der Überschallströmung der Brennstoff eingeblasen wird und welche Rückwirkung der Injektor auf die Überschallströmung hat. So zeichnet sich die Wandeinblasung durch eine geringe Störung der Überschallströmung und somit durch einen niedrigen Totaldruckverlust aus. Von Nachteil hierbei ist die geringe Mischungseffizienz. Zudem befindet sich ein hoher Wasserstoffanteil im Bereich der Brennkammerwände. Dies führt zu einer wandnahen Verbrennung und somit zu einer hohen thermischen Belastung der Wände, wobei für eine Verbrennung im Zentralbereich des Brennstoffstrahls hohe Einmischlängen und somit Brennkammerlängen notwendig werden. Eine Verbesserung hinsichtlich der Mischeffizienz stellt die Rampeneinblasung dar. Durch eine Rampe wird hierbei der Brennstoff im spitzen Winkel zur Überschallströmung eingeblasen. An den Konturkanten der Rampe bilden sich Wirbel aus, durch die die turbulente Vermischung im Nachlauf der Rampe gefördert wird. Abbildung 2.10 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer Rampeneinblasung. Durch die Blockadewirkung der Rampen und Wirbelbildung zieht diese Art der Brennstoffzufuhr hohe Totaldruckverluste nach sich.

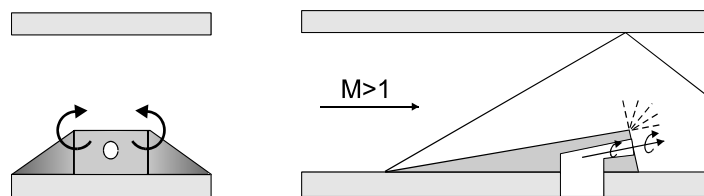


Abb. 2.10: Schematische Darstellung einer Rampeneinblasung

Auch ist die Eindringtiefe des Brennstoffes durch die Rampengeometrie begrenzt, wodurch auch hier für eine vollständige Vermischung eine große Brennkammerlänge erforderlich ist. In zahlreichen Modelltriebwerken wird hingegen das Strut-Konzept favorisiert [4]. Dies weist ebenfalls den Nachteil eines hohen Totaldruckverlustes auf. Im Gegensatz zu den anderen Einspritzarten ist hierbei eine hohe Mischeffizienz bei gleichmäßiger Brennstoffverteilung möglich. Dies wird durch die Möglichkeit sowohl einer normalen wie axialen Brennstoffzufuhr erreicht. Abbildung 2.11 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer Strut-Einspritzung.

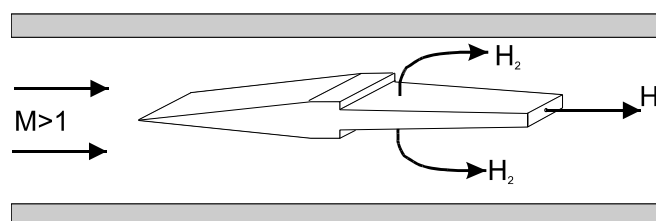


Abb. 2.11: Prinzipieller Aufbau einer Strut-Einspritzung

### 2.1.2.1 Normale Brennstoffzufuhr

Bei der normalen Brennstoffzufuhr wird der Impuls des Wasserstoffes verwendet, um ein tiefes Eindringen des Brennstoffes in die umgebende Überschallströmung zu ermöglichen. Die Eindringtiefe ist hierbei primär von fünf Faktoren abhängig [12]: dem Durchmesser der Brennstoffbohrung, dem Brennstoffdruck, der Brennstoffmachzahl, der Umgebungsmachzahl und dem Umgebungsdruck. Der Verlauf in Strömungsrichtung der Achse des Brennstoffstrahls ist parabelförmig. Dieser lässt sich über Gleichung 2-3 berechnen [12].

$$\frac{Z_{\max}}{D_H} = 0,78 \cdot \left( \frac{p_{H_2} \cdot \kappa \cdot M_{H_2}^2}{p_{Luft} \cdot \kappa \cdot M_{Luft}^2} \right)^{0,5} \cdot \left( \frac{x}{D_H} \right)^{0,35} \quad (2-3)$$

Während durch einen hohen Druck die Eindringtiefe gesteigert werden kann, sinkt diese mit steigender Umgebungsmachzahl ab.

Wie in der schematischen Abbildung 2.12 einer normalen Brennstoffzufuhr erkennbar ist, tritt durch den hohen Druck am Bohrungsausstritt eine Expansion des Strahles auf.

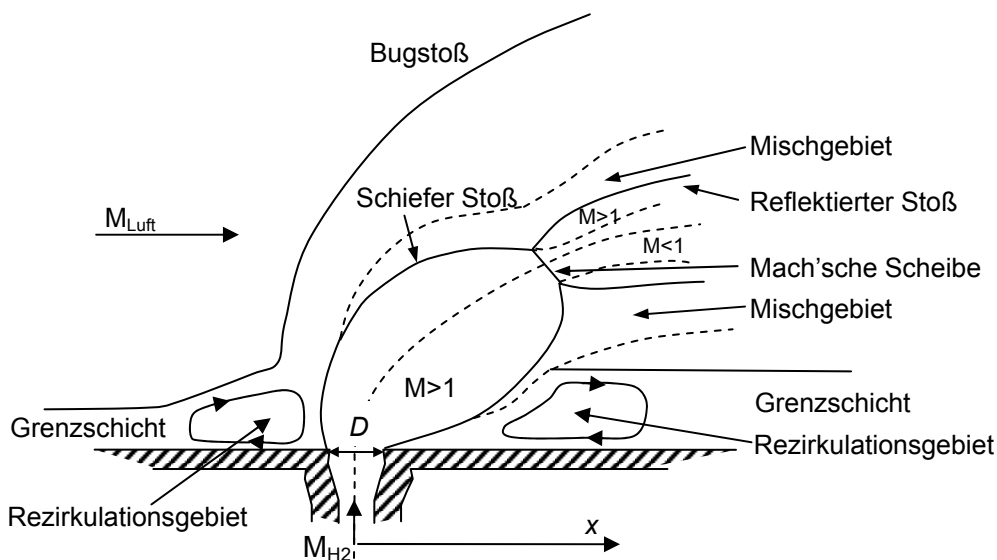


Abb. 2.12: Schematische Darstellung der normalen Einspritzung [12, 24]

Der normal zur Strömungsrichtung zugeführte Brennstoff stellt für die umgebende Überschallströmung ein Hindernis dar. Vor dem Brennstoffstrahl bildet sich ein schräger Bugstoß aus, mit dem ein Totaldruckverlust einhergeht. Dadurch ist ein Anstieg der Eindringtiefe und des Strahldurchmessers der normalen Brennstoffzufuhr mit einem wachsenden Totaldruckverlust verbunden. Vor und nach dem Brennstoffstrahl entstehen Rezirkulationszonen, die sich in der Grenzschicht ausbilden und mit zunehmender Grenzschichtdicke in ihrer Größe wachsen. In diesem Bereich wird die Grenzschicht mit Brennstoff angereichert und es bildet sich ein zündfähiges Gemisch. Infolge der dort vorhandenen langen Aufenthaltsdauern kann dies insbesondere bei einer statischen Strömungstemperatur, die

oberhalb der Selbstzündtemperatur liegt, dazu führen, dass die Reaktion initiiert wird [25, 26].

Der Brennstoff, der aufgrund des hohen Druckes in die umgebende Überschallströmung expandiert, besitzt bei einem überkritischen Druckverhältnis kurz nach der Einblasung eine Machzahl über 1,0. Durch den Impulsaustausch mit der Überschallströmung wird der Brennstoff umgelenkt und verzögert. Dadurch entsteht ein schiefer Verdichtungsstoß im Bereich des Mischungsgebietes. Von diesem Schrägstoß geht ein Geradstoß (Mach'sche Scheibe) aus, der den Brennstoff auf Unterschall verzögert. Danach expandiert der Brennstoff weiter und die Mischzone weitet sich auf. Der zweidimensionale Verlauf der Mischungsschicht zwischen Überschallströmung und dem Wasserstoffstrahl lässt sich über Gleichung 2-4 berechnen [12].

$$\frac{Z_a}{D_H} = 1,45 \cdot \left( \frac{p_{H_2} \cdot \kappa \cdot M_{H_2}^2}{p_{Luft} \cdot \kappa \cdot M_{Luft}^2} \right)^{0,5} \cdot \left( \frac{x}{D_H} + 0,5 \right)^{0,35} \quad (2-4)$$

Durch die turbulente Mischung und den Impulsaustausch gleicht sich die Geschwindigkeit beider Gase weiter an, wobei die zentrale Stromlinie des Wasserstoffstrahls stromab parallel zur Überschallströmung verläuft. Diese turbulente Vermischung entzieht der Strömung zusätzlich kinetische Energie, die sich in einem weiteren Totaldruckverlust äußert. Die normale Einblasung zeichnet sich somit einerseits durch ihre gute Vermischung des Brennstoffes mit der Luft aus, generiert im Gegenteil hierzu einen hohen Totaldruckverlust.

### 2.1.2.2 Axiale Einblasung

Eine axiale Brennstoffzufuhr verursacht keine Verdichtungsstöße, da keine zur Überschallströmung normale Geschwindigkeitskomponente des Brennstoffes vorhanden ist, Abbildung 2.13.

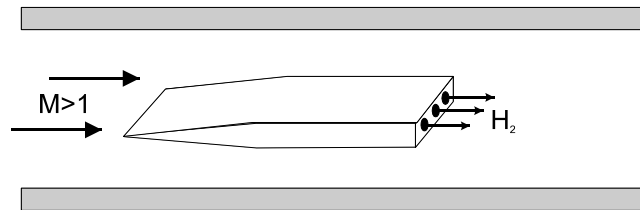


Abb. 2.13: Prinzipielle Darstellung der axialen Brennstoffzufuhr

Dies hat den Vorteil, dass der Totaldruckverlust nur mit der turbulenten Einmischung einhergeht und nicht mit einem Stosssystem. Bei hohen Flugmachzahlen verringert sich die Mischungsrate der axialen Brennstoffzufuhr durch das Absinken der konvektiven Machzahl weiter, wie in Kapitel 2.1.3 genauer erläutert wird. Dies führt dazu, dass für eine fortgeschrittene Vermischung eine erhöhte Brennkammerlänge notwendig ist, die ihrerseits wieder einen wachsenden Totaldruckverlust generiert.

Es ist somit durch die geeignete Brennstoffzufuhr ein Kompromiss zwischen Totaldruckverlust und guter Einmischrate für die gewählte Anwendung zu finden.

Bedeutung erlangt die axiale Brennstoffzufuhr bei hohen Flugmachzahlen hinsichtlich des Schubes. Der Impuls des axial eingeblasenen Wasserstoffes wirkt sich auf den Gesamtimpuls des Triebwerkes aus, da beide gleichgerichtet sind. Der Impuls der axialen Brennstoffeinblasung ist ab einer Flugmachzahl von über zehn gegenüber dem Gesamtimpuls so hoch, dass er für die Schuberzeugung unabdingbar wird. Untersuchungen zeigen, dass für Triebwerke, die in einem hohen Flugmachzahlenbereich operieren sollen, kombinierte Einspritzsysteme zu verwenden sind, die getrennt voneinander zugeschaltet werden können [12].

Da in dem HTSM Konzept nur eine Fluggeschwindigkeit unterhalb von Mach 10 vorgesehen ist, wird im Rahmen dieser Arbeit auf eine Auslegung einer axialen Einblasung hinsichtlich einer Schubsteigerung verzichtet. Vielmehr ist es von Interesse, eine Optimierung hinsichtlich der Vermischung zu erreichen.

### 2.1.2.3 Brennstoffverteilung

Bei lateraler Brennstoffzufuhr erhöht sich mit steigendem Druck der Brennstoffmassenstrom. Die Brennstoffverteilung erhöht sich hierbei. Der Verlauf der Zentralachse  $Z_a$  eines Wasserstoffstrahles und die damit verbundene maximale Eindringtiefe des Wasserstoffes  $Z_{max}$  lässt sich analytisch ermitteln und für die Brennstoffzufuhr innerhalb der Brennkammer anwenden, Abbildung 2.14.

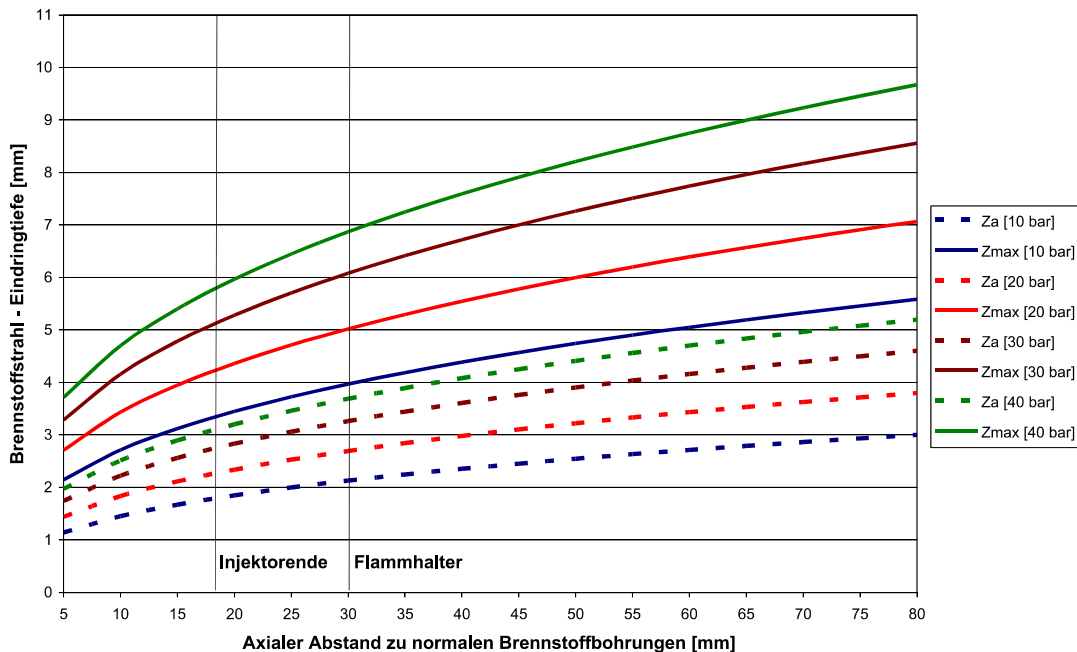


Abb. 2.14: Berechnete Eindringtiefe des Brennstoffstrahles in der Brennkammer in Abhängigkeit zum Brennstoffdruck

Da für die Berechnungen sowohl die Anströmmachzahl als auch der statische Druck innerhalb der Überschallströmung eine Rolle spielen, wurden Ergebnisse der eigenen experimentellen Untersuchung herangezogen.

Bei einem maximalen Brennstoffdruck von 4,0MPa findet bei beiden Injektoren ein komplettes Einmischen des Wasserstoffs bis zum Ende des Brennkammerbereiches mit konstantem Querschnitt statt. Betrachtet man den Verlauf der Zentrallinie der Wasserstoffstrahlen  $Z_a$  (Strichlinie), die zudem den Bereich mit dem höchsten lokalen Äquivalenzverhältnis widerspiegeln, so ist erkennbar, dass die Vermischung im Bereich um den Flammhalter nur teilweise stattgefunden hat. Insbesondere bei niedrigem Brennstoffdruck ist somit am Flammhalter ein hohes Äquivalenzverhältnis vorhanden. Betrachtet man den Anstieg der Zentrallinie mit steigendem Brennstoffdruck, so zeigt sich, dass sich diese mit verdoppelndem Brennstoffdruck um 30% erhöht ( $h \rightarrow h'$ ), wie in Abbildung 2.15 dargestellt. Der Brennstoffmassenstrom hingegen verdoppelt sich hierbei. Dadurch erhöht sich mit steigendem Druck der normalen Brennstoffzufuhr auch das Äquivalenzverhältnis in Injektor- und Flammhalternähe.



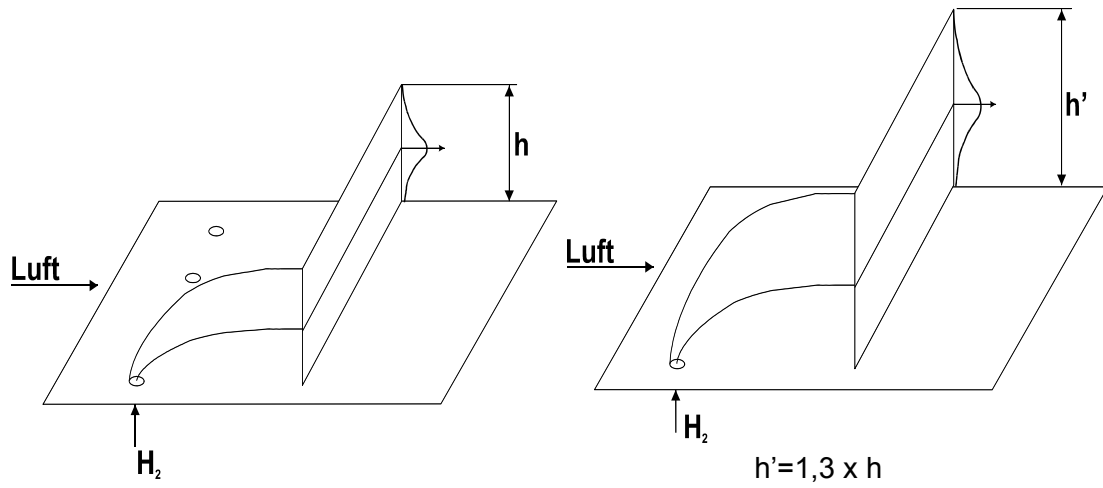


Abb. 2.15: Veränderung der Eindringtiefe des lateral zugeführten Wasserstoffes bei Verdoppelung des Brennstoffdruckes

### 2.1.3 Vermischung

Die Forderung bei Dualmodus-SCRamjet-Triebwerken nach einer niedrigen statischen Temperatur und einem niedrigen statische Druck führt zu hohen Eintrittsgeschwindigkeiten in die Brennkammer. Diese können je nach Auslegung des Einlaufes und des Isolators im Bereich von 600m/s bei einer Flugmachzahl von 3 bis zu 2670m/s für Flugmachzahlen ab 10 liegen, wie in Tabelle 2.2 dargestellt.

<b>M<sub>0</sub></b>	<b>3</b>	<b>5</b>	<b>7</b>	<b>10</b>
M <sub>4</sub>	1,5	2,4	3,1	4,14
w <sub>4</sub> [m/s]	619	1160	1750	2670
T <sub>4</sub> [K]	413	612	806	1032

Tabelle 2.2: Temperatur, Brennkammereintrittsmachzahl und -geschwindigkeit in Abhängigkeit zur Flugmachzahl [21]

Diese hohe Geschwindigkeit hat zur Folge, dass die Aufenthaltsdauer der Strömung innerhalb der Brennkammer nur im Millisekundenbereich liegt. Mit einer Vergrößerung der Länge der Brennkammer zur Erhöhung der Aufenthaltsdauer nehmen auch Triebwerksmasse und Totaldruckverluste zu. Um die Brennkammerlänge für eine vollständige Einmischung bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten möglichst klein zu halten, ist eine schnelle und effiziente Vermischung des Brennstoffes mit der Überschallströmung über kurze Distanz erforderlich [27, 28]. Hierbei wird die Gemischbildung im Überschallluftstrom insbesondere durch turbulente Mischungsvorgänge dominiert, welche die Einmischung beschleunigen [29, 30, 31, 32]. Es bilden sich turbulente Strukturen in der freien Scherschicht, der Kontaktschicht zweier unterschiedlich schneller Strömungen, aus. Untersuchungen nach Dimotakis et al. [33] zeigen, dass die Ausbildung der Wirbel innerhalb einer freien Scherschicht abhängig von der Differenz der Geschwindigkeiten beider Strömungen ist. Mit steigender Geschwindigkeitsdifferenz werden diese verstärkt in die Länge gezogen, wodurch sich die Mischung verschlechtert. Hierbei stellt die konvektive Machzahl  $M_c$  eine Möglichkeit dar, die Mischeffizienz analytisch nach Formel 2-5 zu beschreiben [12, 34, 35].

$$M_c = \left| \frac{u_1 - u_2}{a_1 + a_2} \right| \tag{2-5}$$

Hierbei stellen  $u_1$  und  $u_2$  die Geschwindigkeiten in den parallelen Strömungen und  $a_1$ ,  $a_2$  die Schallgeschwindigkeiten in den jeweiligen Teilströmungen dar, Abbildung 2.17.

Liegt die konvektive Machzahl unterhalb von 0,5, so können sich die Wirbel in der Scherschicht gut ausbilden und eine effektive Vermischung findet statt. Mit steigender konvektiver Machzahl sinkt die Mischungseffizienz zunehmend ab. In Abbildung 2.16 ist die Abhängigkeit dieser von der konvektiven Machzahl aufgezeigt.

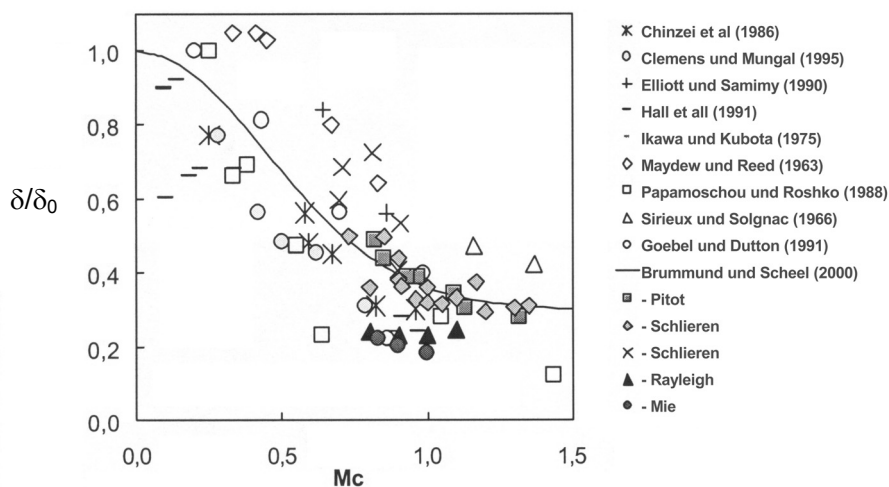


Abb. 2.16: Relatives Scherschichtwachstum  $\delta/\delta_0$  in Abhängigkeit zur konvektiven Machzahl [35]

Dies bedeutet beispielsweise für die axiale Einmischung von Brennstoff, dass für eine möglichst effiziente Mischung mit steigender Strömungsgeschwindigkeit am Brennkammer-eintritt auch die Strömungsgeschwindigkeit des Brennstoffes steigen muss.

Die Überschallströmung hat hierbei nicht nur eine Auswirkung auf die Mischung, sondern wird ihrerseits durch die Mischung selbst beeinflusst. So bilden sich in Abhängigkeit von der Höhe der konvektiven Machzahl so genannte Shocklets aus. Deren Struktur ist, wie in Abbildung 2.17 dargestellt, abhängig von der konvektiven Machzahl, wodurch sich deren Auswirkung auf die Umgebungsströmung verändert.

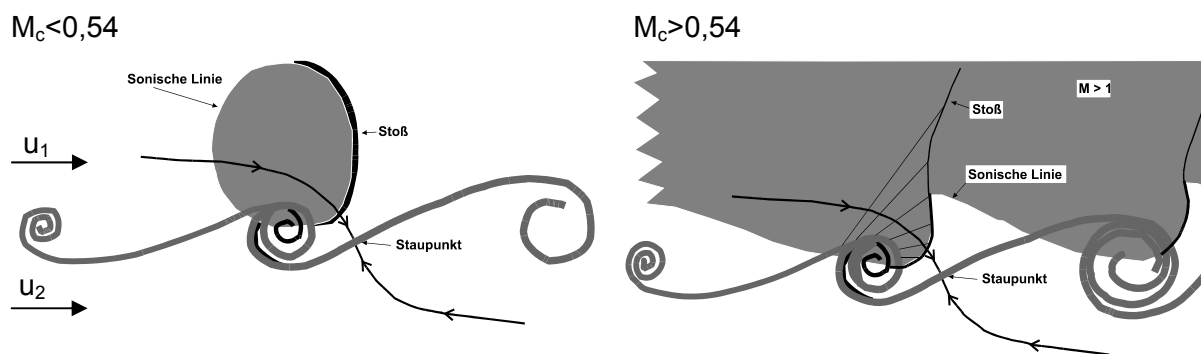


Abb. 2.17: Shocklets, ausgehend von einer kompressiblen Scherschicht; schematische Darstellung [12]

Bei einer konvektiven Machzahl im supersonischen kompressiblen Bereich treten von den Wirbeln ausgehend Stöße auf. Diese Stöße interagieren ihrerseits wieder mit der Überschallströmung und der Scherschicht. In Abbildung 2.18 links ist die Scherschicht zwischen einer Überschallströmung (oben) und einer Unterschallströmung bei einer konvektiven Machzahl kleiner 0,54 dargestellt.

Zu erkennen sind die von den Shocklets ausgehenden Verdichtungsstöße, die sich in die Überschallströmung ausbreiten. Diese werden an den Wänden reflektiert und interagieren ihrerseits wieder mit der Scherschicht, wodurch die Vermischungsrate gesteigert wird.

Nach Dimotakis et al. [33] breiten sich mit steigender konvektiver Machzahl von den Shocklets ausgehende schräge Druckwellen auch in die Unterschallströmung aus. Abbildung 2.18 rechts zeigt die Ausbreitung der Druckwellen in die Unterschallströmung bei einer konvektiven Machzahl von 0,96.

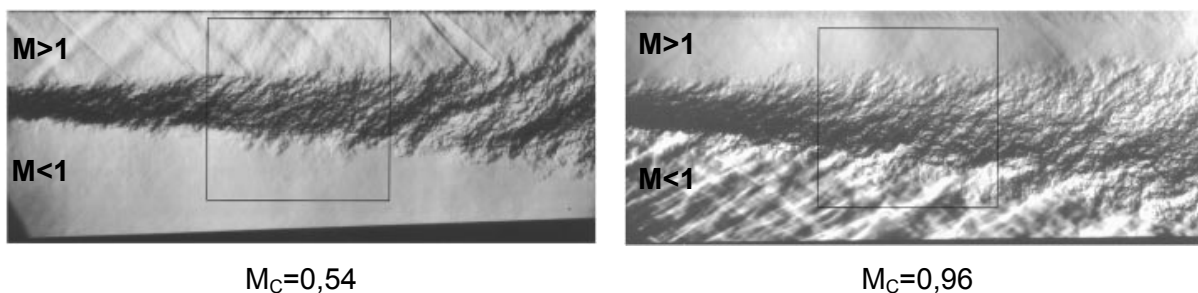


Abb. 2.18: Von kompressibler Scherschicht ausgehende Kompressionswellen nach [33]

Aufgrund der durch die Mischung in der Scherschicht hervorgerufenen Druckwellen werden sowohl die in der Überschallströmung ablaufenden Prozesse als auch die in der Unterschallströmung beeinflusst. Dies wirkt sich auf die Flammenstabilisierung bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen aus.

Allgemein von Bedeutung bei der turbulenten Mischung ist, dass durch die Bildung der Wirbel die Mischungseffizienz gesteigert werden kann. Hierbei wird auch der Strömung Energie entzogen, damit die turbulenten Strukturen aufgebaut werden können, wodurch der Totaldruck absinkt. Somit trägt die Vermischung ihrerseits zu einem erhöhten Totaldruckverlust bei.

Für die Reaktion ist letztendlich die diffuse Mischung von Bedeutung. Durch turbulente Mischung entstehen Wirbel mit einem hohen Anteil unvermischter Gase, wodurch dort nicht zündfähige Gemische vorliegen. Durch Diffusionsprozesse werden diese lokalen Konzentrationsunterschiede ausgeglichen. Dabei verändert sich das Äquivalenzverhältnis, bis bei Erreichen einer zündfähigen Brennstoffverteilung die Reaktion und Verbrennung lokal einsetzen kann. Abbildung 2.19 nach [36] zeigt diese Gemischbildung.

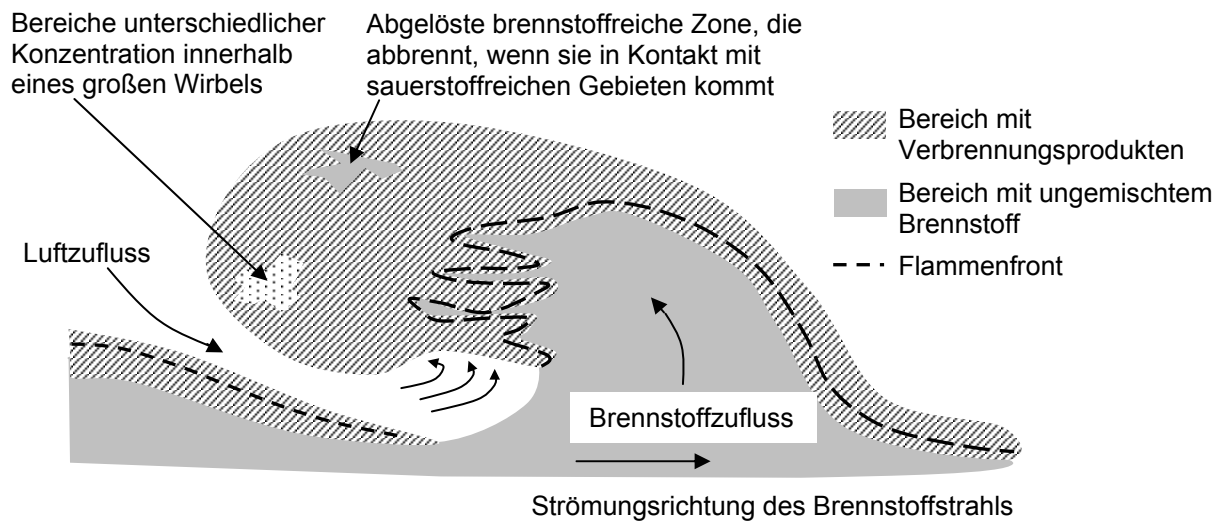


Abb. 2.19: Schematische Darstellung einer turbulenten Diffusionsflamme[36]

Eine zusätzliche Auswirkung auf die Mischungseffizienz haben die in der Brennkammer auftretenden Verdichtungsstöße.

Trifft ein Verdichtungsstoß auf die Grenzfläche zweier Gase unterschiedlicher Dichte, wird die Scherschicht aufgebrochen. Es breiten sich vergrößerte turbulente Strukturen in beiden Medien aus, die eine Vermischung an der Grenzfläche hervorrufen. Hierbei ist der Mischungsgrad abhängig von der Stärke der Stöße. Dieses Phänomen ist als Richtmyer-Meshkov-Instabilität bekannt [19, 37, 38, 39, 40]. Es besteht somit die Möglichkeit, durch die vorhandenen Verdichtungsstöße die Einmischzeiten des Wasserstoffs in die Überschallströmung zu verkürzen, wodurch sich die Brennkammerlänge verringern lässt. Untersuchungen nach Billig [41] zeigen hierzu, dass aufgrund der Reduktion der Brennkammerlänge trotz der Totaldruckverluste durch das Stoßsystem eine Verringerung des Gesamttotaldruckverlustes möglich ist.

Die Mischung wird in Abhängigkeit von der konvektiven Machzahl durch die Strömung beeinflusst, wobei auch eine Rückwirkung auf die Strömung auftritt. Dies legt die Schwierigkeit einer stabilen Verbrennung über einen großen Bereich von Brennkammereintrittsbedingungen nahe, da sich die Einflüsse auf die Vermischung hierbei verändern. Durch die Forderung, dass sich der Brennstoff in kurzer Zeit effizient einmischt, ermöglicht durch einen hohen Turbulenzgrad, wird der Totaldruckverlust gesteigert. Es ist somit von Bedeutung, dass ein Kompromiss zwischen Mischungseffizienz und Totaldruckverlust gefunden wird.

Eine weitere zentrale Forderung ist der Erhalt der Zündfähigkeit des Brennstoff-Luftgemisches. Dies ist bei einem Dualmodus-SCRamjet dahingehend von Bedeutung, da im Triebwerk bei der Zündung eine Überschallströmung mit einer Totaltemperatur unterhalb der Selbstzündtemperatur von Wasserstoff in Luft vorliegt.

### 2.1.4 Zündung

Bei der Zündung zeigt sich in Hinblick auf die Zünd- und Reaktionszeiten ein Nachteil der kurzen Aufenthaltsdauer innerhalb der Brennkammer.

Die Zündzeit ist als die Zeit definiert, nach der 5% des gesamten Temperaturanstieges ( $T_1$ ) der Reaktion erreicht sind, wobei genügend freie Radikale gebildet wurden, um die Reaktion zu starten. Die Reaktionszeit definiert sich als die Zeit, in der 95% ( $T_2$ ) der bei der Gesamtreaktion (Bildung von  $H_2O$ ) freisetzbaren Energie ( $T_{equ}$ ) umgesetzt wurde. Abbildung 2.20 stellt die Definition der Zündverzugs- und Reaktionszeit dar.

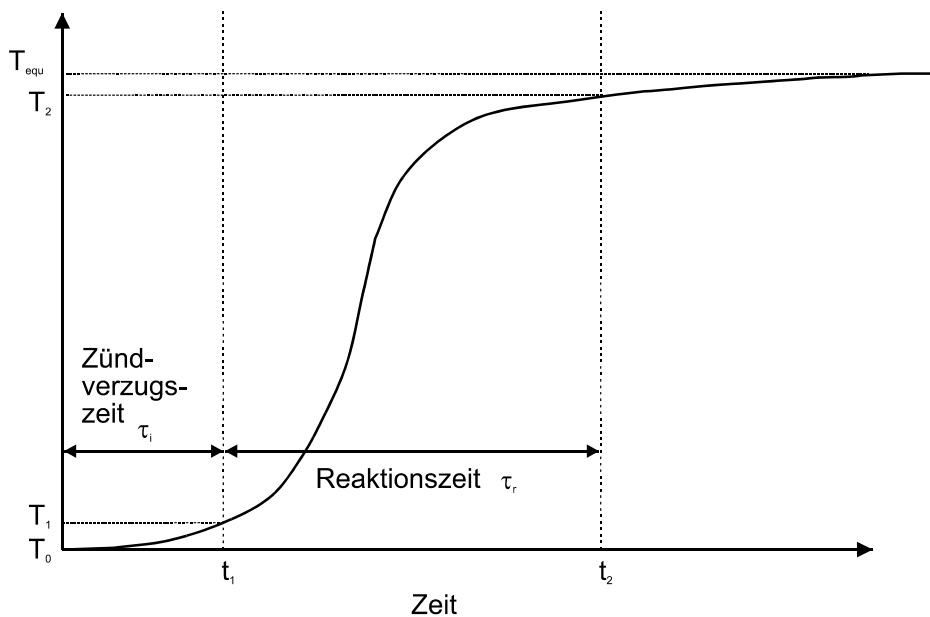


Abb. 2.20: Temperaturerhöhung bei Zündung und Reaktion über die Zeit

Die Zündverzugs- und Reaktionszeit stellen keine Konstante dar, sondern sind neben der Temperatur auch abhängig vom Druck. Insbesondere die Zündzeit steigt exponentiell mit fallender Temperatur und geht unterhalb der Selbstzündtemperatur gegen unendlich. Analytisch lassen sich Zündverzugs- und Reaktionszeit über die Gleichungen 2-6 und 2-7 beschreiben [25].

$$\tau_i = \frac{8 \cdot 10^{-4} \cdot e^{\frac{9600K}{T}}}{p / Pa} [s] \quad i : \text{Zündung} \quad (2-6)$$

$$\tau_r = \frac{3,32 \cdot 10^4 \cdot e^{\frac{-1,12T}{1000K}}}{(p / Pa)^{1,7}} [s] \quad r : \text{Reaktion} \quad (2-7)$$

Dies bedeutet, dass unterhalb dieser Temperaturschwelle die durch die Startreaktion frei werdende Energie nicht ausreicht, um eine komplette Reaktion einzuleiten.

Für die Zündung müssen die zusammenstoßenden Reaktanden genügend Energie besitzen, um die Aktivierungsenergie zu überschreiten und die Kettenreaktion zu initiieren. Die Wahrscheinlichkeit, dass die kinetische Energie genügend vieler Moleküle groß genug ist um diese Schwelle zu überschreiten, wächst mit steigender Temperatur, wodurch die Reaktionszeiten verkürzt werden. Nach der Zündung wird die Reaktion beschleunigt, da reagierende Kettenprodukte schon gebildet sind. Dadurch ist die Reaktionszeit kleiner als die Zündverzugszeit. Abbildung 2.21 stellt die Abhängigkeit der Zündverzugs- und Reaktionszeit von der statischen Temperatur und dem statischen Druck dar.

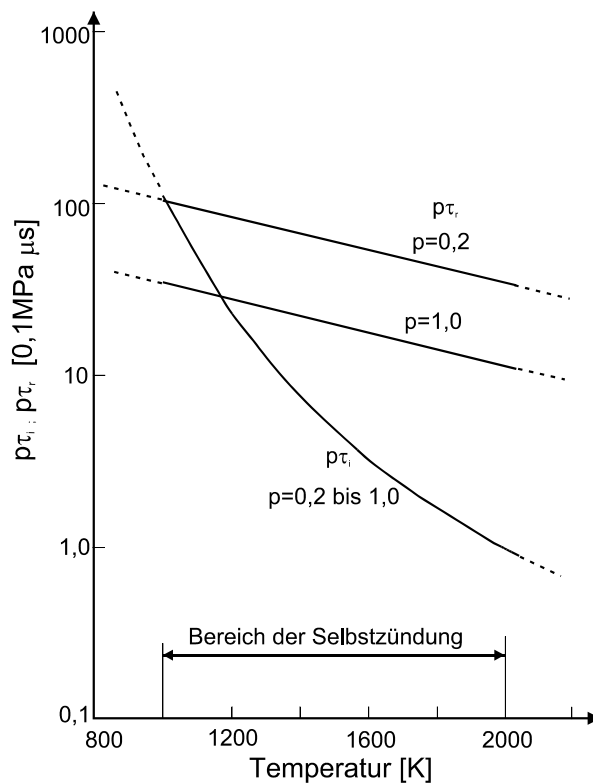


Abb. 2.21: Abhängigkeit der Zündverzugs- und Reaktionszeit von der Temperatur und dem Druck [25]

Der Start der Zündreaktion führt nicht zwangsläufig zu einer Zündung des Brennstoff-Luft-Gemisches. Ist beispielsweise die Aufenthaltsdauer in dem Zündbereich zu kurz, können durch ein Vermischen mit „kalten“ Umgebungsgasen die bei der Zündung freigesetzten Radikale wieder gebunden und die Zündungsreaktion abgebrochen werden.

Auch das Äquivalenzverhältnis des Brennstoff-Luft-Gemisches hat einen starken Einfluss auf die Zündfähigkeit. Dies ist insbesondere von Bedeutung bei einem Temperaturunterschied zwischen Brennstoff und der Überschallströmung. Liegt die Mischungstemperatur auf einem niedrigeren Niveau als die Strömungstemperatur, so steigen die Zünd- und Reaktionszeiten an.

Bei hohen Flugmachzahlen und den somit auftretenden hohen statischen Temperaturen und Drücken am Brennkammereintritt kann eine Zündung und Flammenstabilisierung durch Selbstzündung erreicht werden. Jedoch sinken bei abnehmender Flugmachzahl, die eine Temperaturverringerung und somit ein Ansteigen der Zündverzugszeiten zur Folge haben, die Stabilisierungsmöglichkeiten. Bei einer Flugmachzahl unter 7 liegt die statische Temperatur am Brennkammereintritt weit unterhalb dem für eine Selbstzündung erforderlichen Niveau. Die Temperatur ist in diesem Fall durch das Schaffen von Gebieten mit verringerter Geschwindigkeit anzuheben. Dadurch wird einerseits die Aufenthaltsdauer erhöht und andererseits die Recovery-Temperatur durch die Verzögerung der Strömung angehoben. Es ist von Vorteil, die Überschallströmung nur in Gebieten mit kleiner Abmessung zu verzögern, um die Totaldruckverluste zu minimieren. Hierzu eignen sich beispielsweise der Nachlauf von Strut-Injektoren, die Rezirkulationsgebiete von Rampen und von Stufen in der Brennkammerwand.

Bei Fluggeschwindigkeiten bis Mach 5,5 liegt selbst die Totaltemperatur unterhalb der Selbstzündtemperatur des Brennstoff-Luft-Gemisches. Dadurch ist die erreichbare mögliche Recovery-Temperatur in einem Rezirkulationsgebiet auch unterhalb der Selbstzündtemperatur, infolgedessen zusätzlich eine externe Zündung notwendig wird. Die in Rezirkulationsgebieten stabilisierten Flammen werden im Allgemeinen als Pilotflammen bezeichnet. Mischen sich die Verbrennungsgase dieser in die umgebende Strömung ein, so erhöhen sie dort die Temperatur. Zudem werden in der Pilotflamme für die Zündung benötigte Radikale gebildet. Wie in Abbildung 2.22 dargestellt führt die Einmischung von Wasserstoffradikalen insbesondere bei geringer statischer Strömungstemperatur zu einer starken Reduktion der Zündverzugszeit. Die Zündverzugszeit lässt sich durch die Einmischung von Sauerstoffradikalen weiter reduzieren [43, 44].

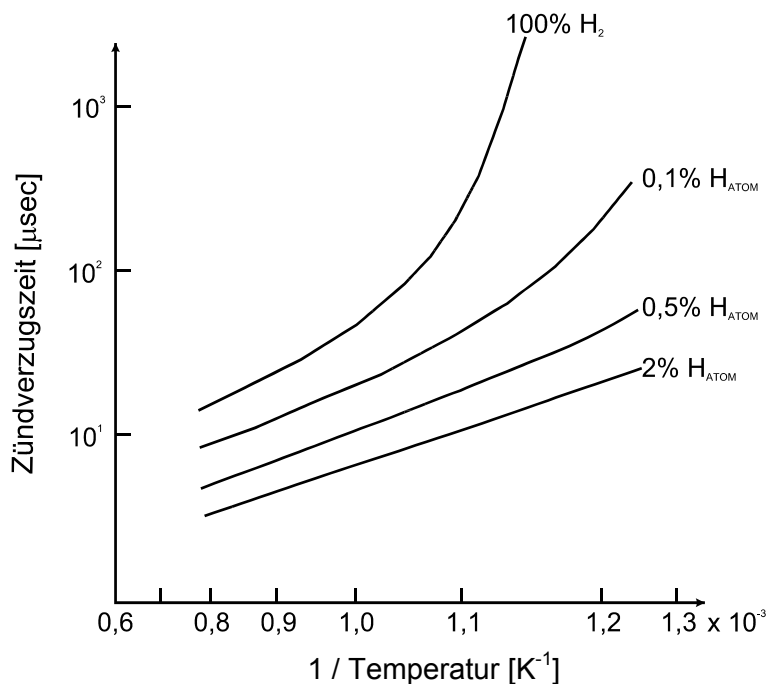


Abb. 2.22: Reduktion der Zündverzugszeit durch Anteile atomaren Wasserstoffs [42]



Durch die Pilotflamme werden ebenfalls in die Überschallströmung Heißgase und Radikale eingemischt. Dadurch ist eine Verbrennung von Wasserstoff in der Überschallströmung auch bei einer Temperatur unterhalb der Selbstzündtemperatur möglich [45, 46, 47]. Es ist somit bei niedriger Temperatur am Brennkammereintritt die Stabilisierung einer Pilotflamme über den gesamten Betriebsbereich unabdingbar, bis die Verbrennung in der Überschallströmung durch Selbstzündung erfolgen kann.

Die Verbrennung in der Überschallströmung und der dadurch entstehende Einfluss der Wärmefreisetzung auf die Strömung stellen einen weiteren zentralen Untersuchungspunkt dieser Arbeit dar. Hierbei ist insbesondere von Interesse, wie sich der Verbrennungsvorgang in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis verändert.

### 2.1.5 Verbrennung

Die Verbrennung in einem Rohr mit konstantem Querschnitt kann anhand der Rayleigh Kurve im h-s-Diagramm (Abbildung 2.23) dargestellt werden. Bei der Betrachtung des Unterschallastes der Rayleigh-Kurve ist erkennbar, dass bei steigender Energiezufuhr und somit Entropieerhöhung die Strömung kontinuierlich in Richtung des kritischen Zustandes (Punkt A) beschleunigt wird. Die hierfür aufzubringende Wärmemenge wird als „kritische Wärmemenge“ bezeichnet und führt zu einem instationären Zustand, dem thermischen Blockieren.

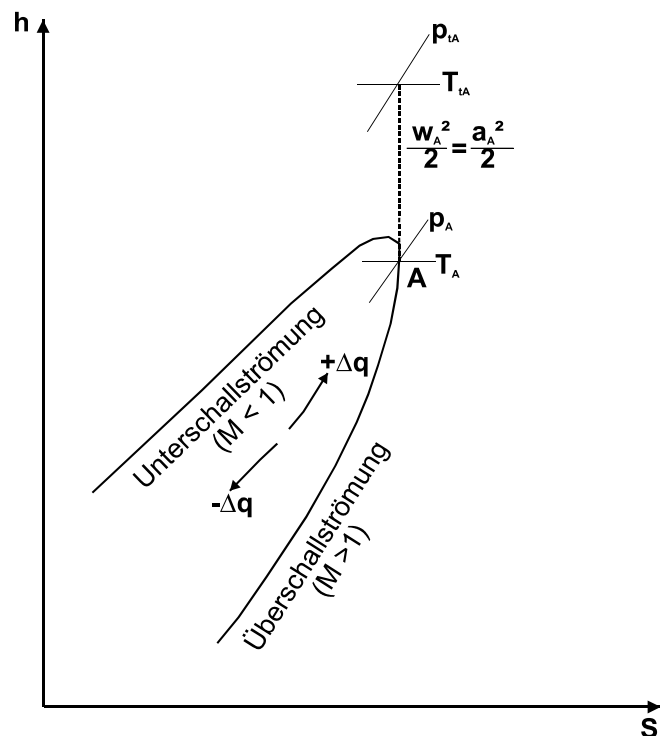


Abb. 2.23: Darstellung der Rayleigh-Kurve im h-s-Diagramm

Ein kontinuierlicher Übergang von der Unterschall- zur Überschallströmung ist aus Entropiegründen auch durch eine weitere Wärmezufuhr nicht möglich. So bleibt eine Unterschallströmung auch bei einer Wärmezufuhr, die oberhalb der kritischen Wärmezufuhr liegt, stets im kritischen Zustand. Eine Beschleunigung auf Überschall ist dann nur durch eine Querschnittserweiterung oder Wärmeabfuhr möglich.

Eine Wärmezufuhr in eine Überschallströmung führt nach [89] gemäß der Formel 2-8

$$\frac{dM}{M} = \frac{1}{1-M^2} \cdot \left[ \frac{1}{2} \cdot (1 + \kappa \cdot M^2) \cdot \frac{dq}{c_p T} - \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M^2 \right) \cdot \frac{dA}{A} \right] \quad (2-8)$$

zu einem Absinken der Machzahl in der Brennkammer und gleichzeitigem Ansteigen des statischen Druckes.

In eine Überschallströmung kann somit nur begrenzt Energie eingebracht werden, bevor die Strömungsmachzahl den kritischen Zustand erreicht. Somit nähert sich die Strömung bei Wärmezufuhr sowohl bei Unterschall als auch bei Überschall dem kritischen Zustand an. Eine Überschallströmung kann durch Wärmezufuhr nur mittels eines von der Reaktion hervorgerufenen und vorgelagerten Verdichtungsstoßes auf Unterschall verzögert werden. Mittels einer beliebigen Rankine-Hugoniot-Kurve, welche die Beziehung zwischen Druck und Dichte nach einem Verdichtungsstoß darstellt (Abbildung 2.24), und über die erweiterte Rankine-Hugoniot-Gleichung (2-9) für die Reaktionsfront kann dies im Detail betrachtet werden [48].

$$\frac{q}{c_p T} = \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} + 1 \right) \cdot \left( \frac{p_2}{p_1} - 1 \right) + \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{p_2}{p_1} + 1 \right) \cdot \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \right) \quad (2-9)$$

In diesem Diagramm werden die Rayleigh-Linien für eine bestimmte Machzahl als Geraden durch den Punkt 0 dargestellt. Die Schnittpunkte mit der Rankine-Hugoniot-Kurve sind dabei die Zustände der Strömung vor und nach dem Stoß oder der Reaktionsfront.

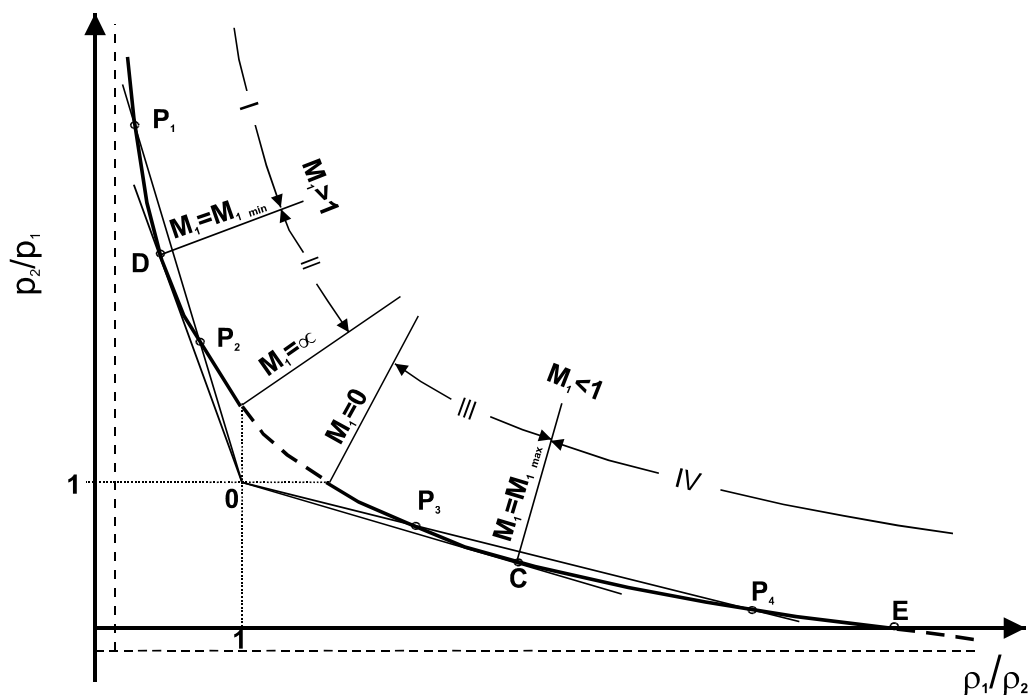


Abb. 2.24: Darstellung der Rankine-Hugoniot-Kurve bei Wärmezufuhr

Die Rayleigh-Kurven haben zwei Grenzlagen, in denen sie Tangenten an die Rankine-Hugoniot-Kurve darstellen. Die Berührungspunkte der Tangente werden oberer (D) und unterer (C) Chapman-Jouguet-Punkt genannt. Die Punkte C + D spiegeln den Zustand mit kritische Wärmezufuhr wider und zeichnen sich dadurch aus, dass die Strömung in der Reaktionsfront hinter diesen Punkten gleich der örtlichen Schallgeschwindigkeit ist. Dies ist im h-s-Diagramm der Rayleigh-Kurve äquivalent zum Zustand in Punkt A.

Betrachtet man den Unterschallast der Rankine-Hugoniot-Kurve (Bereich III+IV), so ist aufgrund der Entropiebedingungen eine weitere Expansion von dem Punkt C in Richtung Punkt E nicht möglich (Bereich IV). Bei kritischer Wärmezufuhr in einer Unterschallströmung kann maximal Mach 1,0, gleichzusetzen mit einem thermischen Blockieren, erreicht werden. Das thermische Blockieren findet bei einem Dualmodusantrieb im Ramjet-Betrieb Anwendung. Der Unterschallströmung wird genügend thermische Energie zugeführt, so dass sie innerhalb der Brennkammer den kritischen Zustand erreicht. Durch eine weitere Wärmezufuhr expandiert die Strömung mit steigender Temperatur, bleibt jedoch im kritischen Zustand und kann über eine divergente Düse am Brennkammeraustritt weiter auf Überschall beschleunigt werden. Dies ermöglicht für die Anwendung im Dualmodus-SCRamjet, dass sowohl bei Überschall- als auch bei Unterschallverbrennung einzig eine divergente Düse eingesetzt werden kann.

Im SCRamjet-Betrieb ist die Strömung am Brennkammereintritt im Überschall. Auf der Rayleigh-Gerade liegt dieser Zustand auf dem Überschallast, oder in der Rankine-Hugoniot-Kurve im Punkt 0. Bleibt die Energiezufuhr unterhalb der kritischen Wärmemenge, verbleibt die Strömung im Überschall (Punkt 2). Hierbei ist die kritische Wärmemenge abhängig von der Machzahl der Strömung und lässt sich über Gleichung 2-10 ermitteln.

$$q_{\max,stationär} = q_{krit} \Rightarrow \frac{q}{c_p \cdot T} = \frac{1}{2 \cdot (\kappa + 1)} \cdot \frac{(M^2 - 1)^2}{M^2} \tag{2-10}$$

In Tabelle 2.3 ist die für eine gegebene Strömungsmachzahl maximal mögliche Erhöhung der Totaltemperatur bis zum Erreichen des kritische Zustands dargestellt.

<b>M</b>	<b>1,12</b>	<b>1,28</b>	<b>1,40</b>	<b>1,60</b>	<b>2,10</b>	<b>2,60</b>	<b>3,40</b>
$T_{t5}/T_{t4}$	1,04	1,08	1,11	1,18	1,36	1,52	1,72

Tabelle 2.3: Kritische Totaltemperaturerhöhung in Abhängigkeit zur Strömungsmachzahl

Ist der Wärmeeintrag oberhalb der kritischen Wärmezufuhr, erfolgt kein kontinuierlicher Übergang, sondern es tritt vor der Reaktionsfront ein adiabater Verdichtungsstoß auf. Dieser startet die eigentliche Verbrennungsreaktion und die Strömung verbleibt nach der Reaktionsfront im Unterschall. Der Vorgang in Punkt D ist der Grenzfall zur reinen Überschallverbrennung, bei der kein Stoß auftritt und die Strömung nach der Reaktion den kritischen Zustand erreicht. Dieser instationäre Vorgang ist als Chapman-Jouguet-Detonation bekannt und wird ebenfalls als thermisches Blockieren bezeichnet. Nach dem auftretenden Verdichtungsstoß herrscht Unterschallströmung vor, die in der eigentlichen Reaktionsfront wieder in den kritischen Zustand beschleunigt wird. Die Geschwindigkeit der Detonation ist hierbei abhängig von der lokalen Schallgeschwindigkeit in der Reaktionsfront und gleich der dort vorherrschenden Strömungsgeschwindigkeit. Bei der Wasserstoffreaktion in Luft kann diese einen maximalen Wert von ca. 2000m/s erreichen [48].

Das Gleichgewicht zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Reaktionsgeschwindigkeit ist von zentraler Bedeutung für die Stabilität. Im Gleichgewichtszustand ist die Geschwindigkeit der Detonation gleich der Strömungsgeschwindigkeit der vorgelagerten Überschallströmung, wodurch die Detonation innerhalb der Brennkammer verankert werden kann. Umemura und Takihana [39] konnten in ihren Untersuchungen zeigen, dass durch eine Variation der Strömungsbedingungen oder durch eine veränderte Wärmefreisetzung die Detonation entweder stromauf oder stromab wandert, bis die Reaktionsgeschwindigkeit wieder gleich der Strömungsgeschwindigkeit ist.

Da innerhalb einer Staustrahlbrennkammer die Strömungsgeschwindigkeit nicht konstant ist, treten lokale Schwankungen in der kritischen Wärmemenge auf. So existieren beispielsweise in der Grenzschicht, im Nachlauf eines Injektors oder nach Verdichtungsstößen Gebiete mit unterschiedlicher Machzahl. Zudem können durch eine nicht vollständige Mischung Zonen mit unterschiedlichem Äquivalenzverhältnis auftreten. Es kann somit die kritische Wärmemenge lokal überschritten werden, auch wenn die durch Verbrennung frei werdende Energie nicht ausreicht, die Strömung über den gesamten Brennkammerquerschnitt thermisch zu blockieren. Diese Gebiete mit lokaler hoher Wärmefreisetzung beeinflussen die Strömung in Abhängigkeit zum Betriebszustand. Es soll deshalb im Rahmen dieser Arbeit mit untersucht werden, inwieweit die Art der Verbrennung bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen variiert und welche Auswirkungen dies auf das Betriebsverhalten hat.

### 3 Versuchsaufbau und Messtechnik

#### 3.1 Prüfstand

Für die Untersuchungen zur Verbrennung in Überschallströmungen wurde am Lehrstuhl für Flugantriebe eigens ein neuer Prüfstand eingerichtet, der in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt ist.

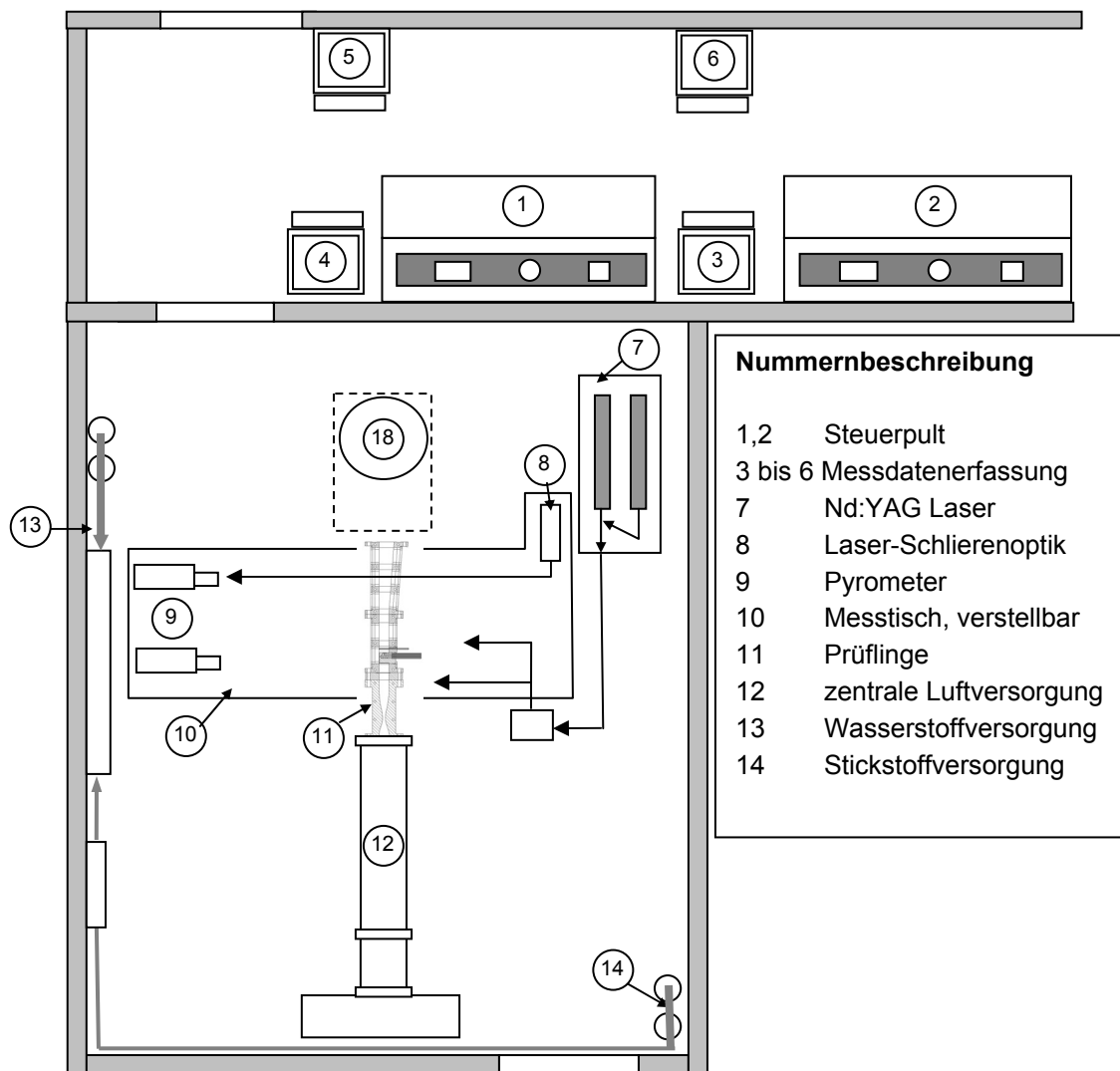


Abb. 3.1: Aufbau des Prüfstandes zur Untersuchung der Verbrennung in Überschallströmungen

Dieser wurde so konzipiert, dass eine weitgehende Simulation der im Rahmen dieser Untersuchungen notwendigen flugtechnischen Bedingungen möglich ist. Die einzelnen Komponenten der Versuchseinrichtung sind die zentrale Luftversorgung mit Vorheizung, die Brennstoffzufuhr, die Prüfstandssteuer- und Regeltechnik, die Messtechnik sowie die zu

untersuchende Modellbrennkammer oder Freistrahlfkonfiguration. Die Steuerung und Regelung des Prüfstandes sowie die Bedienung der Messtechnik erfolgt aus Sicherheitsgründen von der Messwarte.

Die Luft- und Brennstoffversorgung lässt sich über die Steuerpulte (1+2) regeln. Die Erfassung der Messdaten erfolgt über unterschiedliche Computersysteme (3 bis 6). Dies ermöglicht die parallele Nutzung unterschiedlicher Messtechniken wie Lasermesstechnik (7), Schlierenmessungen (8) und optische Temperaturmessung (9), die auf einem verstellbaren Messtisch (10) montiert sind.

Der eigentliche Versuchsaufbau umfasst die Brennkammer oder Freistrahlfkonfiguration (11), die über die zentrale Luftversorgung (12) und die Wasserstoffversorgung (13) betrieben werden. Mittels der Stickstoffversorgung (14) kann die gesamte Versuchseinrichtung gespült werden.

Zur Erfassung der für den Betrieb des Prüfstandes notwendigen Daten wird ein zentraler Rechner zur Messdatenerfassung verwendet (3). Von diesem aus erfolgt die Erfassung physikalischer Größen wie Druck, Temperatur und Massenströme. Die Bestimmung der Massenströme wird mittels der Druck- und Temperaturmessung sowie über die Verwendung der kritischen Querschnitte, beispielsweise in der Lavaldüse und in dem Injektor durchgeführt. Ebenso werden die bei den Brennkammeruntersuchungen ermittelten statischen Wanddrücke über diesen Rechner erfasst.

Für die Ansteuerung des Doppelpuls-Nd:YAG-Lasers und der Datenerfassung der zugehörigen CCD-Kamera, die sowohl bei den PIV- als auch bei den Schlierenmessungen zum Einsatz kommen, wird ein getrennter Steuerrechner verwendet. Die Erfassung der Messdaten von den Pyrometeruntersuchungen wird ebenfalls über einen separaten Datenerfassungscomputer durchgeführt. Eine Synchronisation der Datenerfassungsrechner kann über das Netzwerk durchgeführt werden. Dies ermöglicht trotz der verschiedenen Systeme einen zeitlichen Vergleich der unterschiedlichen Messergebnisse.

### 3.2 Luft- und Brennstoffversorgung

Von der zentralen Gebäudeluftversorgung wird ein kontinuierlicher getrockneter Luftstrom bei einem Druck von 11bar und einem maximalen Massenstrom von 3kg/s bereitgestellt. Da für den Betrieb der Brennkammer ein Luftmassenstrom von maximal 0,5kg/s erforderlich ist, wird ein Teilstrom im Untergeschoss des Prüfraumes abgezweigt. Mittels eines elektrischen Lufterhitzers mit einer Ausgangsleistung von 195kW wird dieser auf eine Totaltemperatur von maximal 670K vorgewärmt. Die elektrische Aufheizung der Luft ermöglicht einen kontinuierlichen Versuchsbetrieb. Hierbei tritt keine Verunreinigung oder Veränderung der Zusammensetzung der Luft auf. Ein weiterer nicht vorgewärmter Teilstrom aus der zentralen Luftversorgungsanlage wird direkt zum Prüfling geführt und dient dort der Kühlluftversorgung des Flammhalters und zur Pilotluftzufuhr.

Die Versorgung des Versuchsaufbaus mit der Betriebsluft ist schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt.

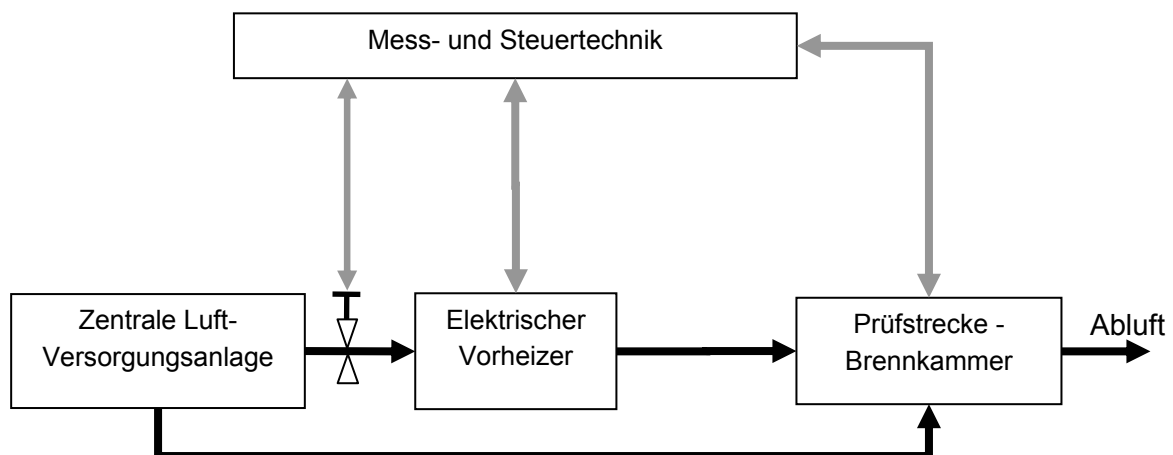


Abb. 3.2: Vereinfachtes Schema der Luftversorgung für die Brennkammer

Als Brennstoff für die Untersuchungen zur Überschallverbrennung wird gasförmiger Wasserstoff verwendet, der über Druckflaschen bereitgestellt wird.

Zur Erläuterung der Funktionsweise der Brennstoffzufuhr ist in Abbildung 3.3 ein vereinfachtes Schema dargestellt.



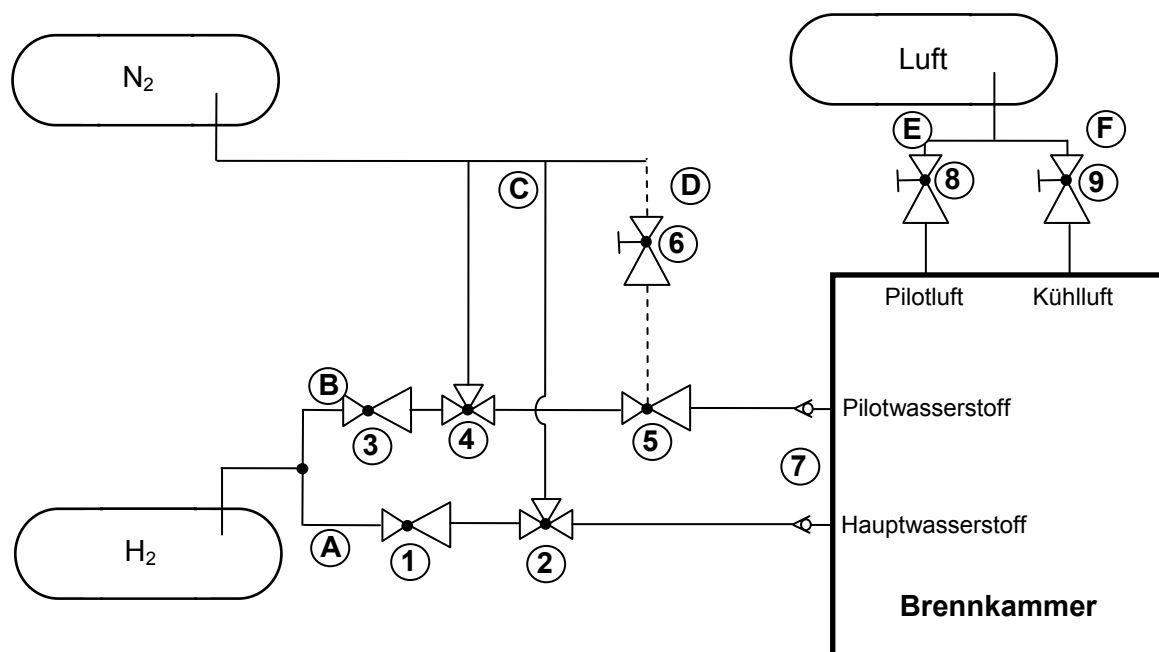


Abb. 3.3: Vereinfachtes Schema der Brennstoffversorgung für die Brennkammer

Für die Wasserstoffversorgung dienen zwei 30MPa-Druckflaschen. Aus diesen werden zwei getrennte Wasserstoffkreise versorgt. Diese bestehen aus dem Kreis A, über den die laterale Brennstoffzufuhr in die Überschallströmung (Hauptwasserstoffkreis) geregelt wird und dem Kreis B für die Pilotwasserstoffzufuhr (Pilotkreis). Durch einen Druckminderer (1) wird der Flaschendruck im Hauptwasserstoffkreis auf maximal 4,0MPa direkt eingestellt. Durch einen zweiten Druckminderer (3) wird der Wasserstoffdruck im Pilotkreis auf 1,0MPa reduziert. Über ein Ventilsystem (2 + 4) mit Fail-Save-Ansteuerung kann die Brennstoffzufuhr zum Prüfling geöffnet oder eine Anlagenspülung über den Stickstoffspülkreislauf C durchgeführt werden.

Für eine weitere Abstufung des Pilotwasserstoffdruckes ist im Pilotkreislauf ein zusätzlicher pneumatisch gesteuerter Druckminderer (5) implementiert. Dessen Ausgangsdruck kann von der Messwarte aus über eine manuelle Regelung des Stickstoffdruckes (6) im Steuerkreis D variiert werden. Für die Betriebssicherheit sind in die Wasserstoffkreisläufe unmittelbar vor dem Injektor Rückschlagventile (7) integriert.

Die Luftversorgung für den Injektor und die Flammhalterkühlung erfolgt über die Zentrale Luftversorgung des Prüfstandgebäudes. Diese liegt im Prüfstand mit einem maximalen Druck von 11bar an. Die Steuerung des Pilot- und Kühlluftdruckes erfolgt über zwei getrennte Kreise (E + F) mittels manueller Druckregelventile (8 + 9).

### 3.3 Messtechnik

Neben der konventionellen Messtechnik wie Druck- und Temperaturmessung finden in den Untersuchungen optische Messtechniken Anwendung. Hierzu zählt neben der Erfassung des Eigenleuchtens der Flamme mittels einer CCD- oder Videokamera auch die Lasermesstechnik. Die optische Messtechnik ist auf einem in einer Achse verschiebbaren Messtisch montiert. Dadurch besteht die Möglichkeit, während der Untersuchungen diese zu variieren. Insbesondere die Koppelung der Messvorrichtung mit der Verschiebeeinrichtung für die Freistrahlundertersuchungen erweist sich hier als vorteilhaft. Es kann somit die gleiche Messebene relativ zum Injektor beibehalten werden, während dieser im Freistrahle verschoben wird.

In Abbildung 3.4 ist der Aufbau der optischen Messvorrichtung schematisch dargestellt.

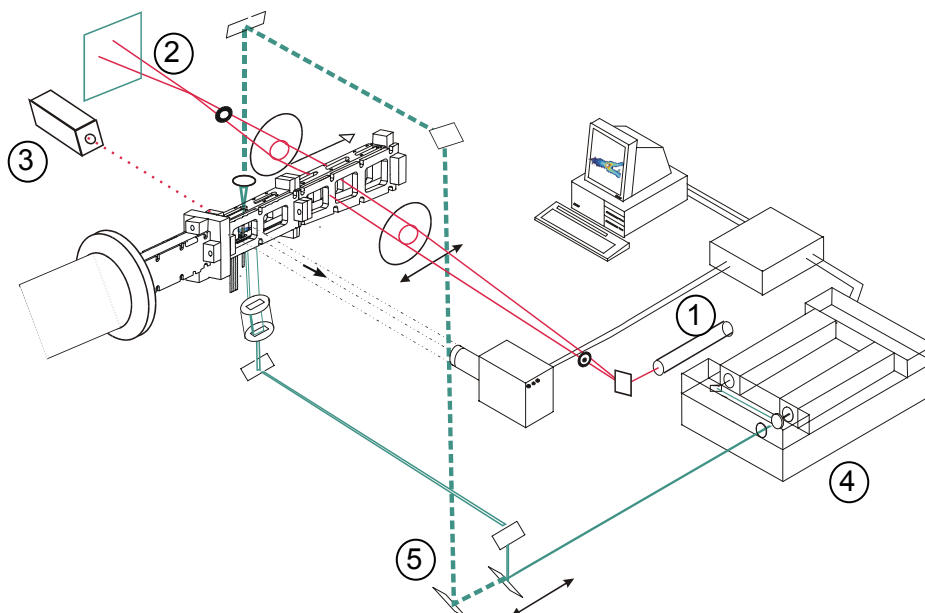


Abb. 3.4: Schematische Darstellung des Aufbaus der optischen Messeinrichtung

Das optische Messsystem besteht aus drei Elementen. Die Schlieren- und Laserschlierenmesstechnik nach dem Töpler-Verfahren [63]. Hierbei findet als Lichtquelle für Farbschlierenmessungen entweder eine stationäre Xenon-Lampe Verwendung, wodurch ein Verschieben der Schlierenmesstechnik nicht möglich ist, oder ein Helium-Neon-Laser (1), der eine Verstellung gestattet.

Zur Aufnahme der Schlierenbilder wird eine CCD-Kamera (2) mit einer Auflösung von 1280x1024 Bildpunkten verwendet.

Der Nd:YAG-Laser (4) findet einerseits in dem Particle Image Velocimetry-[PIV]-Verfahren und andererseits für die Zündung der Pilotflamme Anwendung. Dadurch ist keine Untersuchung des Zündvorganges mittels PIV möglich. Ein Wechsel zwischen beiden Anwendungen erfolgt über eine Koppelinrichtung (5). Diese ist auf dem verschiebbaren Messtisch

montiert, wodurch eine Veränderung des Strahlenganges für die Zündung (Strichlinie) und des Zündbereiches sowie der PIV Messebene möglich ist.

### 3.3.1 Particle Image Velocimetry (PIV)

Für eine detaillierte Untersuchung und Darstellung der Strömungsvorgänge eignen sich bei Überschallanwendungen insbesondere berührungslose Lasermessverfahren, da diese keinen Einfluss auf die Strömung haben. Zu diesen gehören beispielsweise die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA), Laser-Zwei-Focus-[L2F]-Verfahren und das Particle Image Velocimetry-Verfahren.

In den hier durchgeführten Experimenten kommt das PIV-Verfahren zum Einsatz, mit dem zweidimensionale Geschwindigkeitsfelder gemessen werden können, Abbildung 3.5.

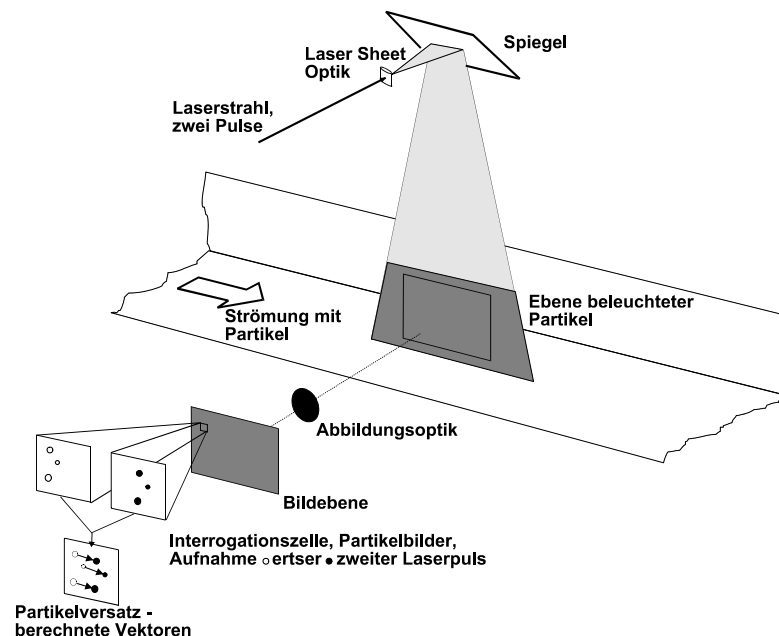


Abb. 3.5: Schematische Darstellung der Funktionsweise des PIV-Messverfahrens

Für das PIV-Messverfahren werden Partikel in die Strömung eingemischt, was allgemein als Seeding bezeichnet wird. Mittels eines Laserstrahls wird eine Ebene in der Strömung ausgeleuchtet. Partikel, die von einer Lichtquelle angestrahlt werden, streuen das Licht elastisch in jede Richtung. Dies bietet den Vorteil, dass die Kameraposition frei gewählt werden kann. Hierbei ist der Anteil an gestreutem Licht abhängig von den Brechungsindizes, der Größe des Partikel, dessen Form und Orientierung. Dieser kann bei Partikeln, die größer sind als die Wellenlänge des Lichtes, durch die MIE-Streuungs-Theorie beschrieben werden [64]. Dies birgt den Nachteil, dass der Laserstrahl und das gestreute Licht auf der gleichen Wellenlänge liegen. Infolgedessen werden PIV-Messungen insbesondere in Wandnähe stark durch Streulicht beeinflusst und in ihrer Genauigkeit begrenzt.

Erfolgt die Beleuchtung und Aufnahme der Partikel mit zeitlichem Versatz, so verändert sich die Position der Partikelabbildung in den einzelnen Bildern. Ist der Abbildungsmaßstab

bekannt, so lässt sich hieraus die Geschwindigkeit der Partikel in der Strömung ermitteln. Zur Berechnung der Partikelgeschwindigkeit in den durchgeführten Untersuchungen wurde das Programm DaVis angewandt [65].

Auf die Strömungsgeschwindigkeit kann nur indirekt geschlossen werden, da mittels PIV nur die Partikelgeschwindigkeiten erfasst werden. Da die Partikel größer als die Luftmoleküle sind, können sie aufgrund ihrer Trägheit schnelle Änderungen in der Strömungsrichtung und -geschwindigkeit nicht gleichermaßen folgen. Hierbei nimmt die Relaxationszeit, die Zeit, die ein Partikel benötigt um einer Änderung der Strömungsrichtung- und Geschwindigkeit zu folgen, mit dem Quadrat des Partikeldurchmessers gemäß Formel 3-1 zu [64].

$$\tau_s = d_p^2 \cdot \frac{\rho_p}{18 \cdot \eta} \quad (3-1)$$

Dies kann sich insbesondere bei Überschallströmung mit den dort bei Stößen auftretenden hohen Geschwindigkeitsgradienten auswirken. Ist die Relaxationszeit zu groß, kann der Verdichtungsstoß mittels PIV nicht aufgelöst werden. Es ist somit notwendig, Partikel mit möglichst kleinem Durchmesser zu verwenden. Es entsteht der Konflikt mit der Anforderung an einer ausreichend hohen Intensität des gestreuten Lichtes, die mit sinkendem Durchmesser des Partikels abnimmt.

Für Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, kamen SiO<sub>2</sub>-Partikel mit einem mittleren Durchmesser von 0,015µm zum Einsatz. Partikel dieser Größe können von gängigen PIV-Messsystemen aufgrund der geringen Intensität des gestreuten Lichtes nicht aufgenommen werden. Nach Urban et al. [66, 67] haben hygroskopische Partikel wie SiO<sub>2</sub> oder TiO<sub>2</sub> die Eigenschaft, Konglomerate mit einem Durchmesser von 0,4µm auszubilden, die detektiert werden können. Derartige Konglomerate müssen durch eine geeignete Wahl der Partikelbereitstellung erzeugt werden und besitzen den Nachteil, dass sie durch Wände oder starke Verdichtungsstöße zerstört werden können.

In Experimenten wurden im Rahmen dieser Arbeit Voruntersuchungen durchgeführt, ob sich SiO<sub>2</sub> und der eingesetzte Partikelgenerator für die Anwendung bei Überschallströmung eignen. Hierzu wurde in den Freistrahler am Ende einer Lavaldüse ein Keil positioniert. Bei Düsenströmung im angepassten Betrieb erfolgt eine Anströmung des Keils mit Mach 2,2, Die statische Temperatur beträgt hierbei 300K. Das Seeding in die Überschallströmung erfolgte in der Luftzufuhr stromauf der Lavaldüse. Eine Betrachtung der Partikelabbildungen liefert hierbei Aufschluss, inwieweit die Intensität des gestreuten Lichtes der Partikel ausreicht und ob die Konglomerate durch Stöße zerstört werden.

Abbildung 3.6 zeigt eine Aufnahme des Laserlichtes, das von den Konglomeraten in Überschallströmung gestreut wurde.

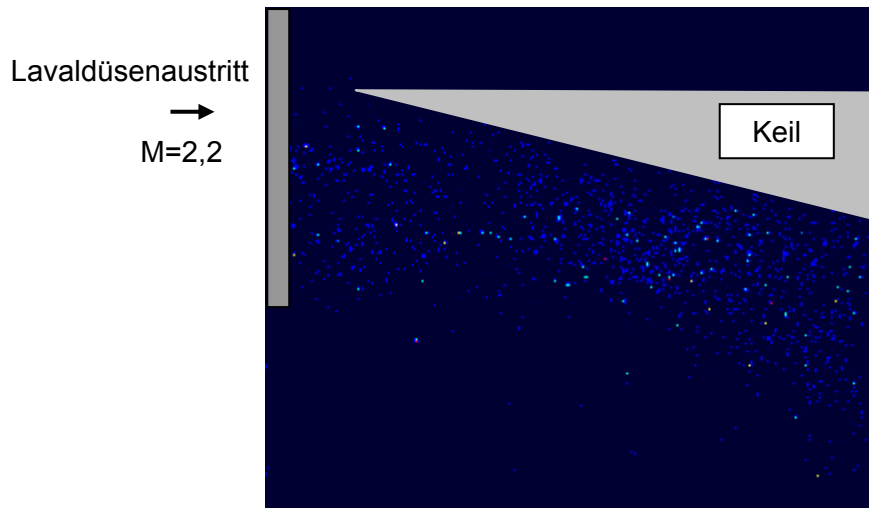


Abb. 3.6: Abbildung des an  $\text{SiO}_2$ -Partikeln gestreuten Laserlichtes in einer Mach-2,2-Überschallströmung; aufgenommen mit einer CCD-Kamera

Von Interesse hierbei sind insbesondere die kleinen und somit schwach leuchtenden Konglomerate, die die Mehrzahl bilden. Das von diesen gestreute Laserlicht liegt an der unteren Grenze der Intensität, die von der zur Verfügung stehenden CCD Kamera aufgenommen werden kann. Durch Filterung und Eliminierung von Abbildungen mit höherer Intensität besteht die Möglichkeit, nur Konglomeraten von ähnlicher Abmessung zu berücksichtigen. Zudem kann gewährleistet werden, dass möglichst kleine Konglomerate in die Messung einfließen, welche ein günstiges Flug-Folgeverhalten aufweisen.

Die Untersuchungen zeigen, dass durch den verwendeten Partikelgenerator ausreichend Konglomerate erzeugt werden, die groß genug sind, um von dem verwendeten System detektiert werden zu können. Die gleichmäßige Verteilung der Abbildungen der Konglomerate und der Erhalt der Intensität im gesamten Bereich der Überschallströmung zeigt auf, dass die Partikel durch die auftretenden Verdichtungsstöße nicht zerstört werden. Mittels der Abbildungen der Konglomerate in der Strömung um den Keil können die Geschwindigkeitsvektoren unter Zuhilfenahme des Programms DaVis [65] berechnet werden. Durch einen Vergleich der kalkulierten Geschwindigkeitsverteilung mit Schlierenaufnahmen lassen sich Rückschlüsse auf das Folgeverhalten der Konglomerate ziehen. In Abbildung 3.7 ist zum Vergleich eine Aufnahme der Schlierenmessungen der Überschallströmung um den Keil mit den berechneten Geschwindigkeitsvektoren überlagert. Die Pfeillänge spiegelt die Geschwindigkeit wider. Die Einfärbung dient rein der besseren Darstellung.

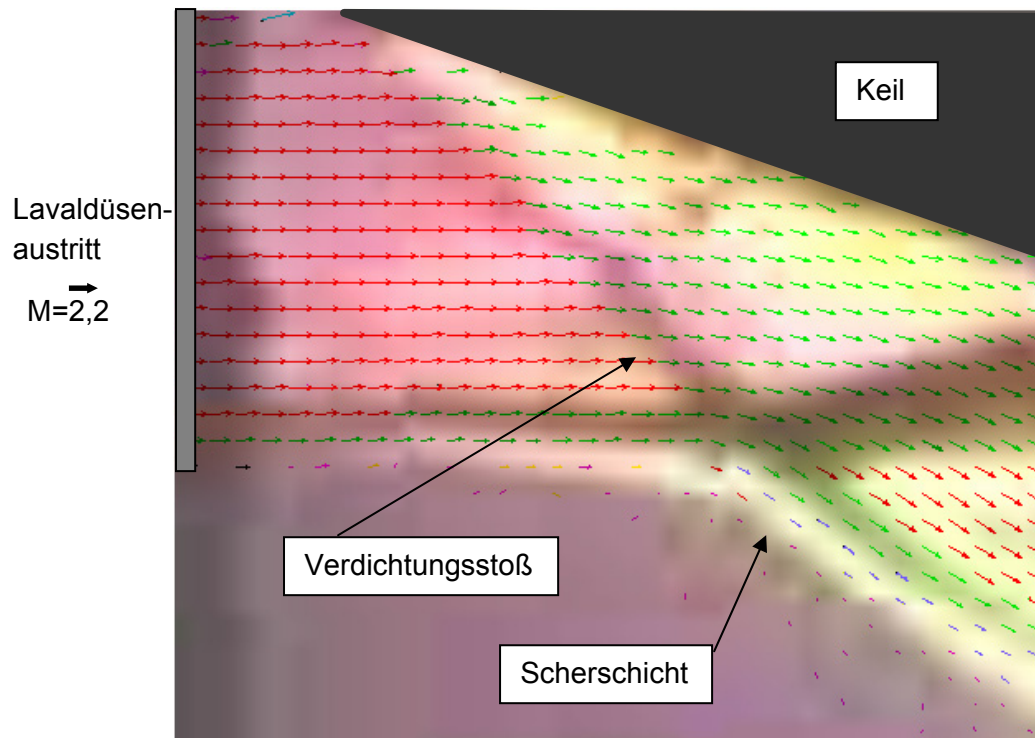


Abb. 3.7: PIV-Messung der Strömung um einen Keil im Freistrah im Vergleich mit einer Schlierenaufnahme

In den Schlierenaufnahmen ist der von der Keilspitze ausgehende Verdichtungsstoß erkennbar. Nach diesem tritt eine Strömungsablenkung auf, wobei die Stromlinien parallel zur Keiloberfläche verlaufen. Diese Ablenkung direkt nach dem Schrägstoß kann auch an den Vektoren der PIV-Messung erkannt werden. Die nach dem Stoß auftretende Machzahl von 1,7 lässt sich zudem durch die Vektoren ermitteln. Dies zeigt auf, dass für die PIV-Messungen  $\text{SiO}_2$ -Partikel für Untersuchungen in Überschallströmungen, die Verdichtungsstöße aufweist, anwendbar sind.

Allgemein konnte mittels der Voruntersuchungen gezeigt werden, dass das vorhandene PIV-Messsystem bis zu einer Strömungsgeschwindigkeit von 800m/s einsetzbar ist. Der Zeitrahmen zwischen zwei Laserpulsen und Kamerabildern ist auf maximal  $0,5\mu\text{s}$  begrenzt. Bei höherer Strömungsgeschwindigkeit wird dann der Versatz der Abbildungen einzelner Konglomerate zwischen den Aufnahmen zu groß, um eine Zuordnung mit geringer Fehlerwahrscheinlichkeit durchzuführen.

### 3.3.2 Pyrometrie

Für die Messung von Oberflächentemperaturen eignet sich insbesondere die Pyrometrie. Diese bietet den Vorteil einer berührungslosen Methode mit Ansprechzeiten im Millisekundenbereich. Hierbei nutzt man, dass oberhalb des absoluten Nullpunktes von jedem Körper Wärmestrahlung abgegeben wird. Die spektrale Intensität und die emittierte Wellenlänge der Wärmestrahlung sind hierbei abhängig von der Oberflächentemperatur und -beschaffenheit. Abbildung 3.8 stellt diesen Zusammenhang für einen schwarzen Strahler dar.

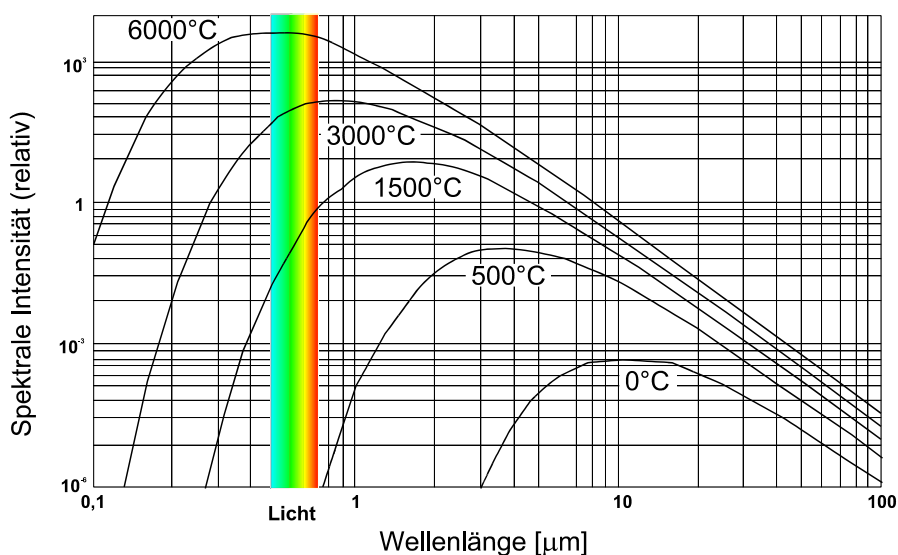


Abb. 3.8: Relative spektrale Intensität in Abhängigkeit zur Wellenlänge und Oberflächentemperatur eines schwarzen Strahlers [68]

Bei der pyrometrischen Messung wird die Intensität der Strahlung in ein elektrisches Signal gewandelt. Dies erfolgt durch die Ermittlung der gesamten Intensität in einem Wellenlängenbereich, aus der sich Rückschlüsse auf die Oberflächentemperatur unter Einbeziehung des Wien'schen Verschiebungsgesetzes ziehen lassen.

$$\frac{1}{T_w} = \frac{1}{T_s} + \frac{k}{h \cdot f} \cdot \ln \varepsilon \tag{3-2}$$

Für die Bestimmung der Oberflächentemperatur erweist sich der Emissionsgrad eines Körpers als bedeutend. So ist bei äquivalenter Temperatur die Strahlungsintensität einer Oberfläche mit hohem Emissionsgrad größer als bei einer Oberfläche mit kleinem Emissionskoeffizienten. Eine Auswirkung diesbezüglich besteht in der Temperaturbestimmung. So zeigt Abbildung 3.9 die absolute Temperaturabweichung in Relation zur gemessenen Oberflächentemperatur auf, bei einer Abweichung des Emissionskoeffizienten von 10%.

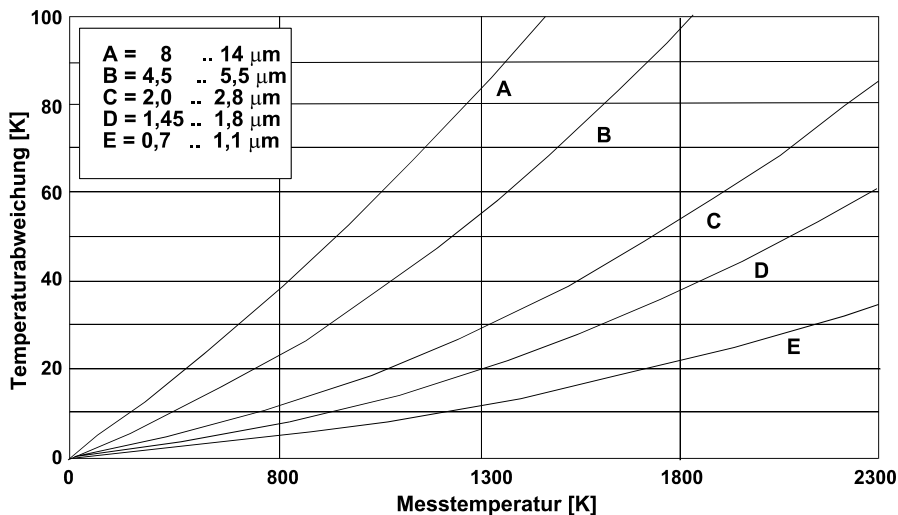


Abb. 3.9: Temperaturabweichung der Pyrometermessung bei 10%iger Veränderung des Emissionsgrades in Abhängigkeit zum Wellenlängenbereich der Messung

Durch eine Verringerung der Wellenlänge, in der die Strahlungsintensität gemessen wird, lässt sich der Fehler bei Variation des Emissionsgrades reduzieren. Hierbei wird das Optimum bei 0,7 $\mu\text{m}$  bis 1,1 $\mu\text{m}$  erreicht [68].

Der für die Messung anwendbare Wellenlängenbereich wird zusätzlich durch die Verbrennung beeinflusst. So emittieren leuchtende Flammen im Spektralbereich zwischen 0,4 $\mu\text{m}$  und 1,15 $\mu\text{m}$ , während dies bei nicht leuchtenden Flammen mit Emissionswellenlängen oberhalb von 4,4 $\mu\text{m}$  auftritt. Dadurch ergibt sich ein spektrales Fenster, in dem eine Messung durchgeführt werden kann. Abbildung 3.10 stellt dieses spektrale Fenster dar.

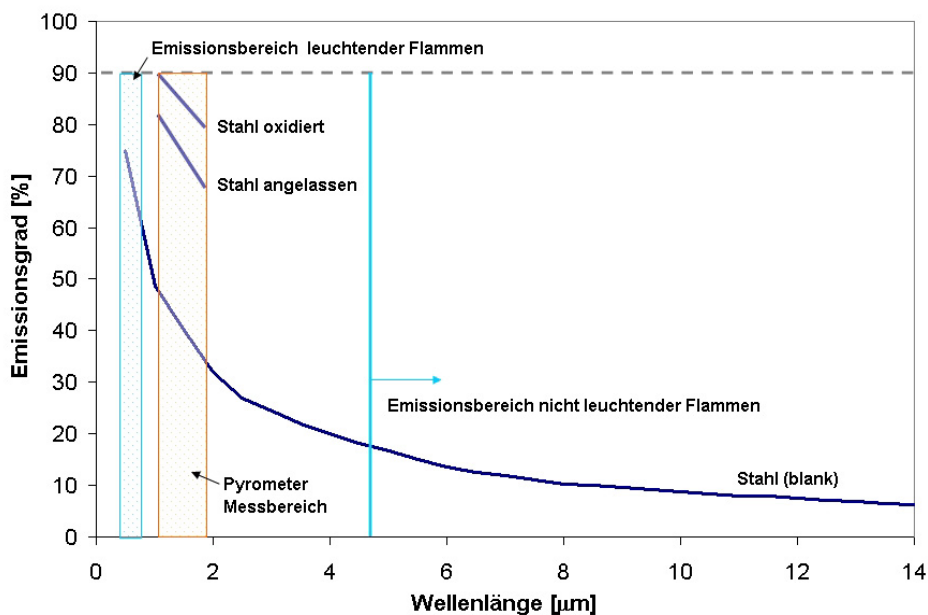


Abb. 3.10: Emissionsgrad von Stahl in Abhängigkeit zur Wellenlänge und Oberflächenbeschaffenheit



Es empfiehlt sich somit, einen Messbereich zu wählen, der nahe an dem Emissionsbereich leuchtender Flammen liegt, um eine möglichst kleine Messwellenlänge zu erhalten. Dadurch kann auch ausgeschlossen werden, dass die von den Verbrennungsgasen freigesetzte Wärmestrahlung die Messung beeinflusst. Zudem ermöglicht dies eine Minimierung der Auswirkung veränderlicher Emissionsgradienten. Das Pyrometer, das für die Untersuchungen dieser Arbeit verwendet wird, hat einen Messbereich von  $1,45\mu\text{m}$  bis  $1,8\mu\text{m}$ . Dadurch kann ausgeschlossen werden, dass die Messungen durch die Wasserstoffflamme beeinflusst werden. Zudem sind in diesem Wellenlängenbereich relativ geringe Auswirkungen bei Emissionsgradschwankungen vorhanden.

Eine Veränderung des Emissionsgrades des Flammhalters wirkt sich insbesondere bei quantitativen Messungen zur Zündung der Pilotflamme aus. Da die Zündung an dem Flammhalter erst bei einer Oberflächentemperatur von  $1300\text{K}$  erfolgt, tritt an diesem eine Gefügeveränderung auf. Hierdurch ändert sich der Emissionsgrad der Oberfläche, sichtbar an den Anlassfarben. Wie in Abbildung 3.10 dargestellt, erhöht sich während der Gefügeveränderung an der Oberfläche der Emissionsgrad des Flammhalters von gemittelt  $0,4$  auf  $0,75$ . Um die Abweichung der Ergebnisse der Oberflächentemperaturmessungen am Flammhalter gering zu halten, wurden in den durchgeführten Untersuchungen durch eine einmalige Stabilisierung der Pilotflamme die Oberflächeneigenschaften des Flammhalters verändert, bevor die eigentlichen qualitativen Messungen durchgeführt wurden.

## 4 Stabilisierung der Verbrennung

Für einen grundlegenden Einblick in die Strömungsvorgänge innerhalb einer Überschall-Modellbrennkammer wurden Voruntersuchungen ohne Verbrennung durchgeführt. Zusätzliche Experimente hierzu fanden in Zusammenarbeit mit dem Teilprojekt B11 des Sonderforschungsbereiches 255 (Lehrstuhl A für Thermodynamik) an einer in ihren Abmessungen äquivalenten Versuchsbrennkammer statt. Für diese Untersuchungen kamen pylonartige Injektoren mit unterschiedlichen Geometrien zur Anwendung.

### 4.1 Voruntersuchungen

Untersuchungen durch Grünig [54] zeigen, dass diese Injektoren, die ein dreidimensionales Strömungsbild innerhalb der Brennkammer generieren, eine hohe Mischungseffizienz aufweisen. Hierdurch kann im kurzen Abstand vom Injektor eine gute Verteilung des Wasserstoffs innerhalb der Überschallströmung erreicht werden.

Der Injektor, der im Rahmen dieser Arbeit für diese Untersuchungen zum Einsatz kam, wurde in Anlehnung an gängige „hypermixing“ Injektoren entworfen [69,54]. An den Seitenflächen des keilförmigen Injektors, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, befinden sich Rampen, durch die die turbulente Mischung gefördert wird.

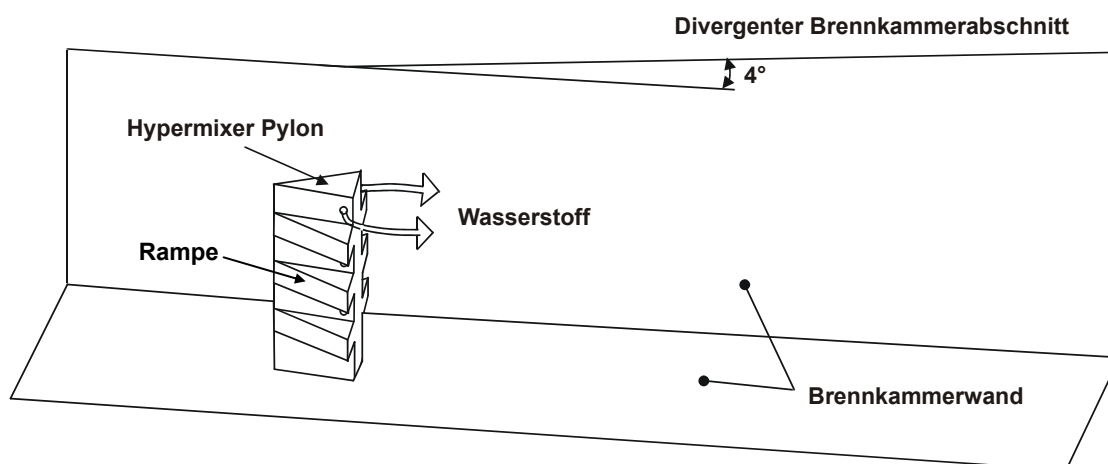


Abb. 4.1: Prinzipielle Darstellung des untersuchten Hypermixer-Pylons

Die für die Verbrennung im Überschall notwendige Strömungsmachzahl wird bei Prüfstandsuntersuchungen über Lavaldüsen erzeugt. Ist die Brennkammer direkt mit der Lavaldüse verbunden, so liegt am Brennkammereintritt eine stoßfreie Überschallströmung vor. In einem realen Flugtriebwerk ist der Isolator der Brennkammer vorgeschaltet, durch den eine Interaktion zwischen Brennkammer und Einlauf verhindert wird. Durch das sich im Isolator aufbauende Stoßsystem liegen auch am Brennkammereintritt Verdichtungsstöße an.

Für Untersuchungen in einem Prüfstand ist nach Billig [14, 20, 41] die Darstellung des „precombustion shock train“ von Bedeutung.

Dies kann dadurch erreicht werden, dass die Lavaldüse im überexpandierten Zustand betrieben wird und so ausgelegt ist, dass ein schwaches Stoßsystem generiert wird. Durch ein Androsseln der Brennkammer, entweder durch die Injektoren oder durch Verbrennung, wird dieses Stoßsystem durch Grenzschichteinflüsse verstärkt. Es tritt ein „precombustion shock train“ auf, der ähnlich dem in einem Isolator ist. Mit steigendem Brennkammerdruck verstärkt sich dieses Stoßsystem und die Strömung wird bis zum Injektor verzögert, bis Druckgleichgewicht vorherrscht. Wird der auftretenden Shock-Train durch einen Geradstoß abgeschlossen [21], so liegt am Eintritt der Brennkammer Unterschallströmung vor. Es besteht somit die Möglichkeit durch thermisches Blockieren der Brennkammer die Machzahl am Brennkammereintritt, von supersonisch bis in den subsonischen Bereich zu variieren. Abbildung 4.2 stellt das durch Androsseln entstehende Stoßsystem innerhalb einer Testbrennkammer dar.

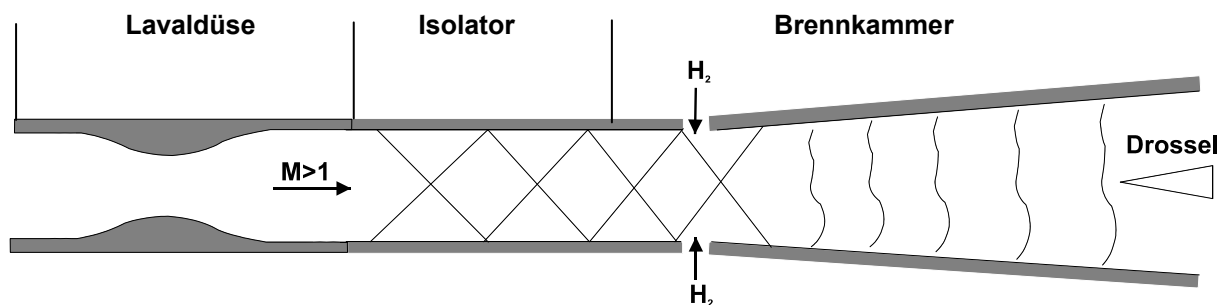


Abb. 4.2: Durch Androsseln entstehendes Stoßsystem am Austritt einer überexpandierten Lavaldüse [21]

Untersuchungen mit Farbschlieren zeigen, dass sich durch die Drosselwirkung des Injektors ein Stoßsystem im Isolator und der Brennkammer ausbildet. Es ist erkennbar, dass der durch den Injektor generierte Druckanstieg zu einer Ablösung der Grenzschicht stromauf führt. Durch einen weiteren Anstieg des Totaldruckes und der Reynoldszahl erfolgt ein Umschlag in dem Stoßsystem der Strömung. Abbildung 4.3 stellt die Änderung der Strömungsbilder innerhalb der Brennkammer dar.

Die Grenzschichtablösung tritt nicht mehr vor dem Injektor, sondern erst stromab auf. An der Seite der Brennkammer, an welcher der Injektor befestigt ist, erfolgt keine Ablösung der Grenzschicht mehr. Der Umschlag der Strömung führt auch zu einer Veränderung des durch den Injektor und die Rampen des Injektors erzeugten Stoßsystems stromab. Dies bedeutet einen Einfluss auf die Vermischung und letztendlich auf die Verbrennung selbst.

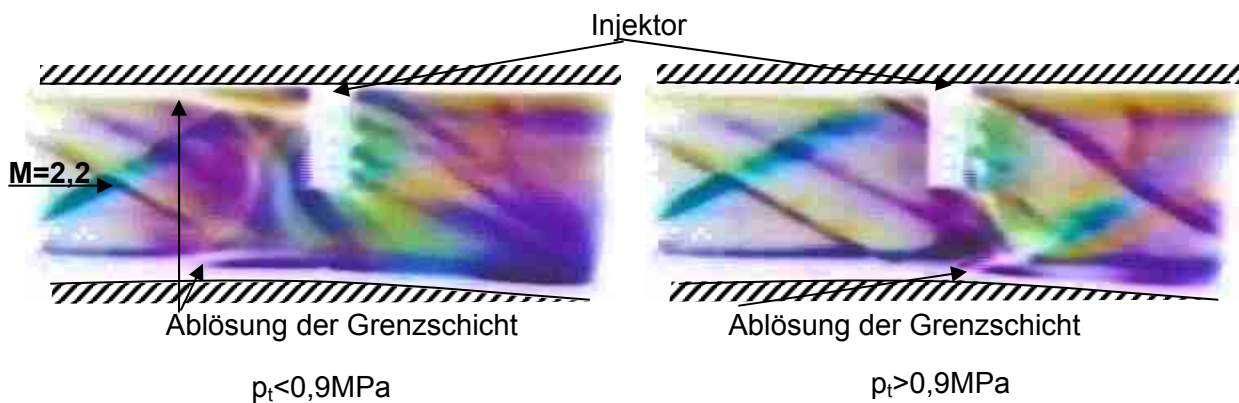


Abb. 4.3: Veränderung des Stoßsystems innerhalb der Brennkammer durch Variation des Totaldruckes am Eintritt, bei Verwendung des Hypermixer-Pylons

Die Veränderung der Grenzschichtablösung tritt sprunghaft auf und ist unabhängig vom Brennkammer- und Injektorenmodell. Bei der Verwendung zweier unterschiedlicher Injektoren stellt sich ebenfalls ein Umschlag der Strömung bei steigendem Druck ein, wie in Abbildung 4.4 dargestellt.

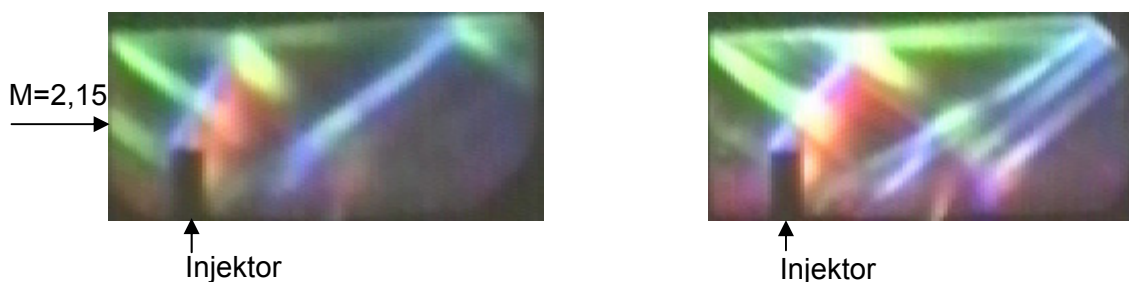


Abb. 4.4: Veränderung des Stoßsystems innerhalb der Brennkammer durch Variation des Totaldruckes am Eintritt, bei Untersuchungen an der Brennkammer des Teilprojektes B11

Neben den Eintrittsbedingungen zeigt auch die Reaktion innerhalb der Brennkammer Auswirkungen auf das auftretende Stoßsystem. Durch den Anstieg des statischen Druckes kann sich dies auch auf das Stoßsystem vor dem Injektor auswirken, wie in Abbildung 4.5 dargestellt. Anhand der Schlierenbilder ist bei Wärmefreisetzung neben der Veränderung der Lage des Stoßsystems auch eine Veränderung der Grenzschicht erkennbar. Dies tritt insbesondere im Bereich des Injektors auf, da in dessen Nachlauf die Reaktion stattfindet. Mit dem auftretenden senkrechten Verdichtungsstoß geht ein starker Druckgradient innerhalb der Überschallströmung einher, der zu einer Aufdickung der Grenzschicht vor- und nach dem Stoß führt.

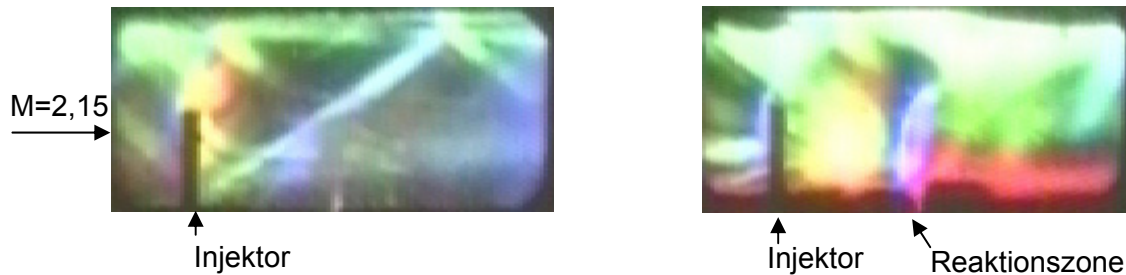


Abb. 4.5: Veränderung des Stoßsystems durch Verbrennung, Untersuchungen an der Brennkammer des Teilprojektes B11

Das in der Brennkammer auftretende Stoßsystem ist nicht konstant, sondern verändert sich mit Variation der Eintrittsbedingung und Wärmefreisetzung innerhalb der Brennkammer. Eine Veränderung des Stoßsystems vor dem Injektor gleicht hierbei veränderten Bedingungen am Isolatoraustritt. Dies hat einen Einfluss auf die lokale Machzahlverteilung innerhalb der Brennkammer und somit auf das vom Injektor selbst generierte Stoßsystem. Die Lage der von den kleinen Rampen des Injektors ausgehenden Stöße ändert sich, wodurch der Einfluss auf die Vermischung, Zündung und Verbrennung variiert.

Die Grundvoraussetzung für ein praxistaugliches Betriebsverhaltens der Brennkammer ist die Stabilisierung der Verbrennung über den gewünschten Betriebsbereich. Hierbei sind unter der Stabilisierung weniger die Begriffe der Verbrennungsstabilität oder lokale Schwankungen des Verbrennungsverlaufes gemeint, sondern vielmehr der grundlegende Erhalt der Verbrennung ohne auftretenden Flameout. Dies bedeutet, dass der Injektor in der Lage sein muss, eine kontinuierliche Verbrennung aufrecht zu erhalten, obwohl die Bedingungen am Brennkammereintritt und in der Brennkammer mit dem Betriebsbereich stark variieren. Hierbei verändert sich nicht nur das Druck-, Temperatur- und Machzahlniveau am Brennkammereintritt, sondern auch die Lage des Stoßsystems. Zusätzlich kann eine Veränderung des Druckverlaufes in der Brennkammer und der Reynoldszahl ebenfalls zu einer Veränderung des Stoßsystems in der Brennkammer und zur Grenzschichtablösung führen.

## 4.2 Neuartiges Injektorkonzept

Der Injektor muss auch bei einer Totaltemperatur unterhalb der Selbstzündtemperatur von Wasserstoff in Luft die Verbrennung aufrecht halten. Dies verlangt die Bereitstellung einer Pilotflamme in einer Region mit reduzierter Geschwindigkeit.

Da für diese Pilotflamme ebenfalls keine Möglichkeit zur Selbstzündung besteht, ist eine externe Zündung erforderlich. Im Hinblick darauf, dass die Brennkammer optisch zugänglich ist, wird zur Zündung ein Laser im Bereich der Pilotflamme fokussiert, sodass durch die am Fokuspunkt auftretende hohe Feldstärke eine Ionisation des Wasserstoffs und der Luft auftritt. Durch die frei werdenden Radikale und Ionen ist eine Zündung des Wasserstoff-Luft-Gemisches möglich. Für die Brennstoffzufuhr und Stabilisierung der Pilotflamme wurde das Strut-Konzept als die optimale Lösung für die gegebenen Anforderungen ausgewählt. Dieses Konzept findet breite Anwendung und eignet sich besonders auch für die Stabilisierung einer Pilotflamme im Nachlauf [59, 60, 70, 71, 72]. Ein weiterer Vorteil des Strut-Konzepts ist, dass durch seine zentrale Lage in der Strömung eine gute Einmischung des Brennstoffes möglich ist. Zudem befindet sich die Pilotflamme ebenfalls zentral in der Strömung. Dies bedeutet einerseits, dass in Brennkammerwandnähe keine Heißgase der Pilotflamme vorhanden sind und somit keine hohe thermische Belastung der Wände auftritt. Ein weiterer Vorteil entsteht dadurch, dass bei einer Pilotflamme innerhalb des Strut-Nachlaufs zwei Mischflächen zur Überschallströmung vorhanden sind. Dies ermöglicht eine schnelle Einmischung der Pilotflamme in die Überschallströmung. Durch die in der Pilotflamme erzeugten Heißgase, die bei der Einmischung in die Überschallströmung dort die Temperatur anheben, kann eine Zündung des Wasserstoff-Luft-Gemisches in der Überschallströmung gefördert werden. Zudem entstehen in der Pilotflamme Radikale, die ebenfalls in die Überschallströmung einmischen und die Zündverzugszeit reduzieren. Dies ermöglicht ein früheres Durchzünden der Überschallverbrennung.

Die Einblasung des Brennstoffes in den Strut-Nachlauf erfolgt über Bohrungen. Da bei rein axialer Einspritzung die einzelnen Brennstoffstrahlen sich nur langsam einmischen und somit eine Ausbreitung der Pilotflamme über die gesamte Brennkammerquerfläche weit stromab des Injektors erfolgt, wurden die Einblasbohrungen für den Wasserstoff um  $30^\circ$  angestellt, sodass sie sich in einem Abstand von 10 mm vom Injektor treffen, Abbildung 4.6. Handelt es sich hierbei um Strahlen des gleichen Mediums, wird dies als like-impingement-Einspritzung bezeichnet. Bei unterschiedlichen Brennstoffstrahlen als unlike-impingement-Methode.

Durch dieses für Raketenantriebe bewährte Prinzip zur schnellen Einmischung in eine Brennkammer entsteht stromab des Impingement-Punktes eine parabelförmige Ausbreitung des Brennstoffes. Der Brennstoff verteilt sich in geringem Abstand vom Injektor auf die gesamte Nachlaufebene. Es wird somit im geringen Abstand stromab vom Injektor eine Ausbreitung der Pilotflamme über die gesamte Brennkammerfläche ermöglicht [73].

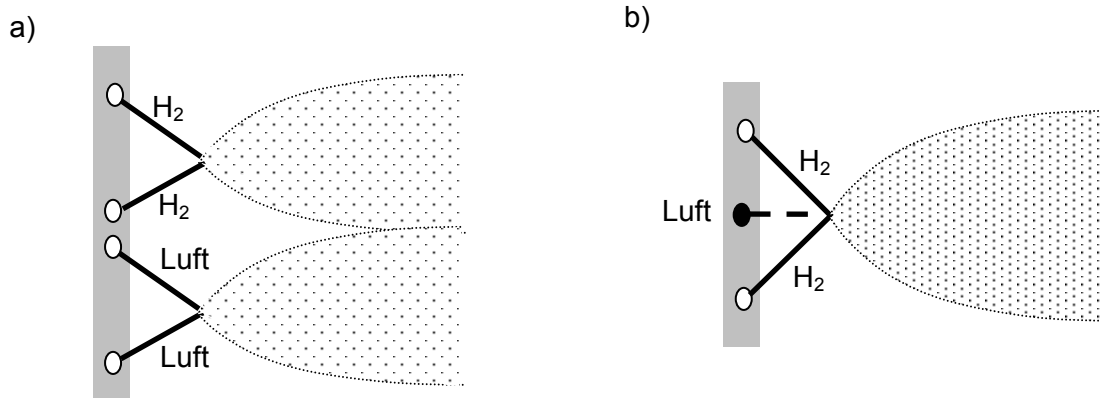


Abb. 4.6: Like-(a) und Unlike-Impingement-Einspritzung (b) von Wasserstoff und Luft [73]

Die variablen Betriebsbedingungen und somit die veränderten Strömungsgeschwindigkeiten der Überschallströmung führen dazu, dass unterschiedliche Mengen an Luft in den Nachlauf eingemischt wird. Durch Verdichtungsstöße, die auf die Scherschicht des Nachlaufes treffen, können sich das vorhandene Äquivalenzverhältnis und die Energiefreisetzung in der Pilotflamme ändern. Der bei einem Betriebszustand eingemischte Luftmassenstrom ist somit schwierig vorhersagbar. Um zu gewährleisten, dass die Pilotflamme für den vorhandenen Betriebszustand das möglichst optimale Äquivalenzverhältnis aufweist, wird durch den Injektor zusätzlich über eine axial angeordnete zentral liegende Bohrung Luft in den Nachlauf zugeführt. Dies ermöglicht eine vom Betriebszustand unabhängige Variation des Äquivalenzverhältnisses. Für eine gute Vermischung der in den Nachlauf eingeblasenen Luft mit dem Wasserstoff ist der Luftstrahl derart gerichtet, dass sie sich nach dem unlike-impingement-Prinzip kurz nach Injektor stromab treffen und vermischen. In Abbildung 4.7 ist die Brennstoffzufuhr über den Injektor und die Zündung dargestellt.

Durch den Injektor wird der Wasserstoff für die Pilotflamme über zwei Bohrungen (Zufuhr B, siehe Bild 4.7) und über eine Bohrung (Zuleitung C) die Pilotluft bereitgestellt. Mittels der Bohrung A wird Wasserstoff an den parallelen Seitenflächen des Struts normal zur Überschallströmung zugeführt. Die Einblasung des Wasserstoffes in die Überschallströmung wird über laterale Bohrungen an den Parallelflächen des Struts im größtmöglichen Abstand zur Pilotflamme durchgeführt. Für eine gute Einmischung über die gesamte Brennkammerbreite werden auf jeder Seite vier Bohrungen gewählt. Der Brennstoff mischt sich in die Überschallströmung ein und wird stromab durch die Pilotflamme gezündet.

Untersuchungen, wie im folgenden Kapitel näher erläutert, zeigen, dass sich im Nachlauf des Struts aufgrund dessen geringer Dicke keine Pilotflamme stabilisieren lässt. Aus diesem Grund wurde wie in Abbildung 4.7 dargestellt ein zusätzlicher Flammhalter stromab des Injektors in den Nachlauf eingebracht. Dies besteht aus einem Metallrohr, das durch Luft gekühlt werden kann.

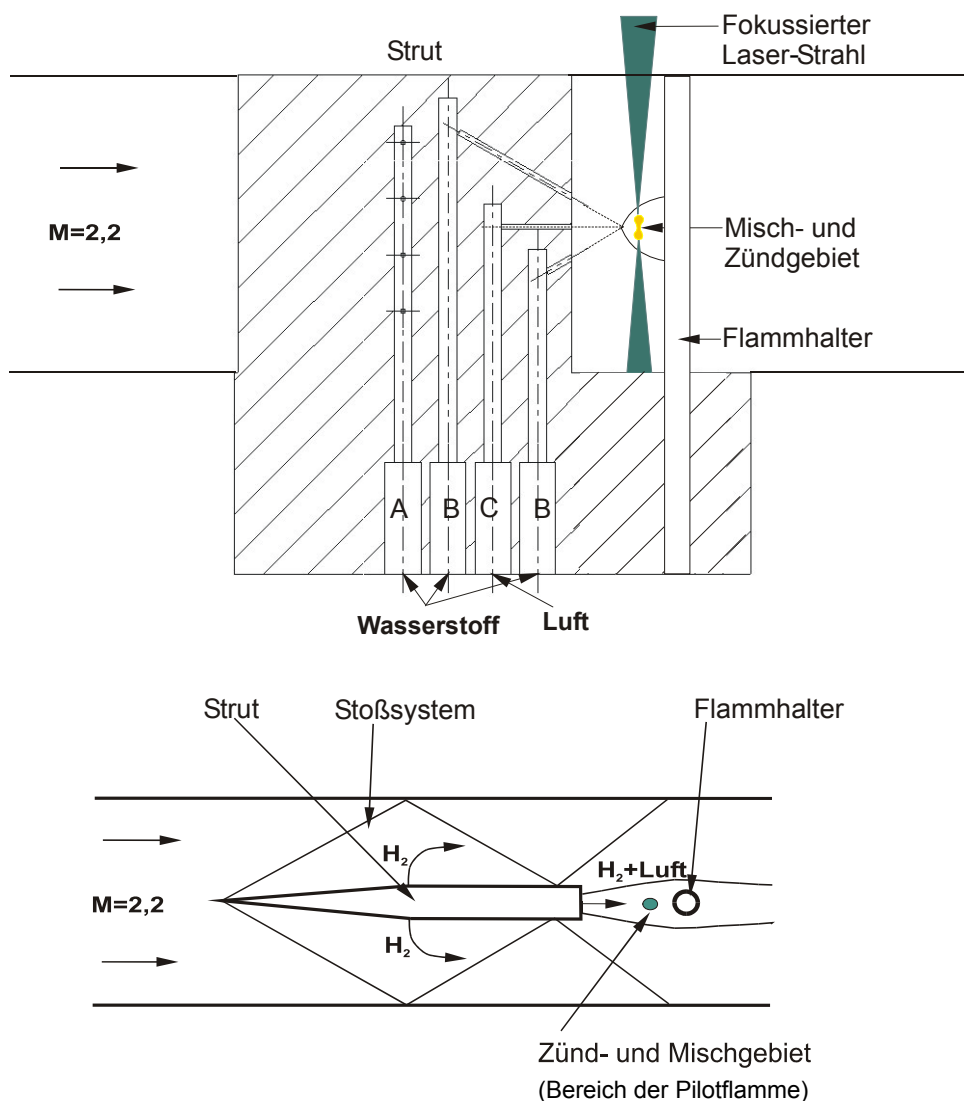


Abb. 4.7: Untersuchtes Injektorkonzept, bestehend aus einem Strut und Flammhalter



### 4.3 Freistrahlundorschungen

Unter variablen Betriebsbedingungen, insbesondere im Dualmodus-Betrieb, verändern sich die Position und Richtung der Verdichtungsstöße sowie der Ort deren Auswirkungen auf die Strömung und Verbrennung. Innerhalb der Brennkammer wird die Lage der Verdichtungsstöße durch zahlreiche Randbedingungen beeinflusst. Dies erschwert in den experimentellen Untersuchungen ein gezieltes Einstellen der Machzahl und des Stoßsystems am Brennkammereintritt. Deshalb wurden die weiteren Experimente zur Verbrennungstabilisierung im Freistrah einer Lavaldüse durchgeführt. Dies bietet gegenüber der Brennkammer den Vorteil, dass die Stoßkonfiguration vor dem Injektor nicht durch den Injektor selbst oder die Verbrennung beeinflusst wird. Durch ein axiales Verschieben des Injektors im Freistrah können somit das Stoßsystem und die Machzahl an der Injektorspitze gezielt eingestellt werden.

Abbildung 4.8 zeigt den für die Freistrahlundorschungen verwendeten Experimentalaufbau.

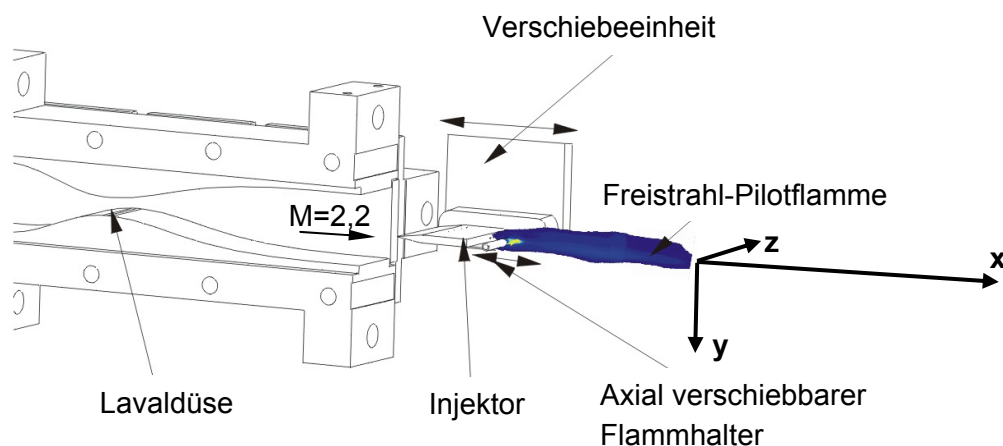


Abb. 4.8: Freistrahkonfiguration mit axial verschiebbarem Injektor

Die Lavaldüse wird im nicht angepassten Zustand betrieben, wodurch am Düsenaustritt ein Verdichtungsstoßsystem auftritt. In Abhängigkeit vom Totaldruck am Düseneintritt verändert sich das Stoßsystem im Bereich um den Injektor. Die in Abbildung 4.9 dargestellten Schlierenaufnahmen (Ansicht:  $x$ - $y$ -Ebene) des Injektors mit konstanter Position am Lavaldüsenaustritt zeigen das auftretende Stoßsystem bei unterschiedlichem Totaldruck.

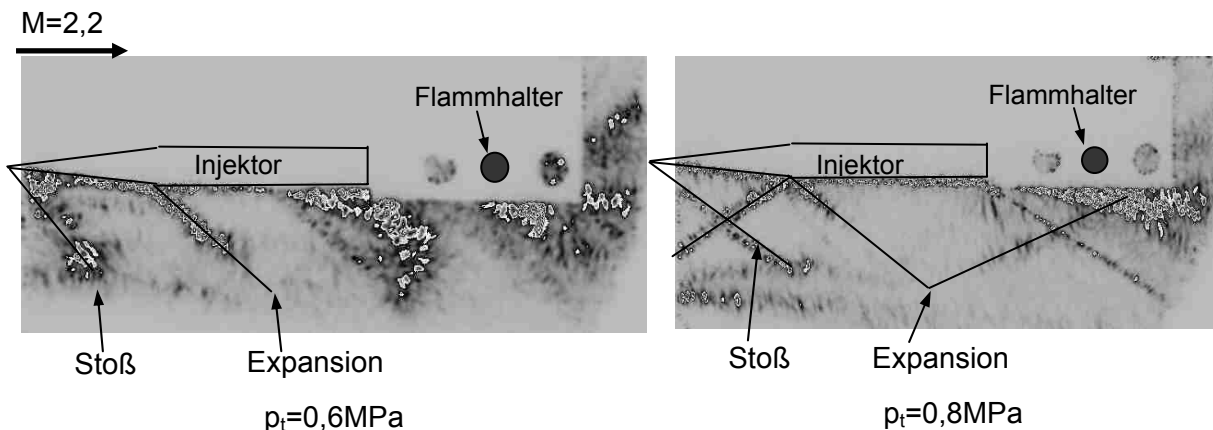


Abb. 4.9: Stoßkonfiguration im Freistrah am Injektor bei unterschiedlichem Totaldruck; Position direkt am Düsenaustritt

Im Freistrah baut sich die Strömungsmachzahl aufgrund des entstehenden Stoßsystems mit wachsendem Abstand von dem Düsenaustritt ab. Durch Vergrößerung des Abstandes der Injektorposition von der Düse entlang der x-Achse, lässt sich zusätzlich die Anströmmachzahl variieren. In Abbildung 4.10 ist das um den Injektor auftretende Stoßsystem bei konstantem Totaldruck und variablem Abstand vom Lavaldüsenaustritt mittels Schlierenbildern dargestellt.

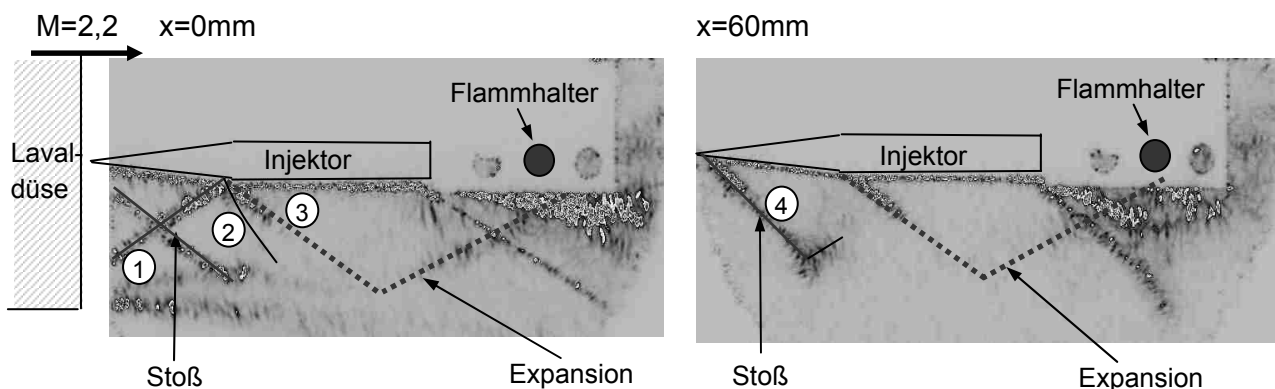


Abb. 4.10: Stoßkonfiguration im Freistrah bei konstantem Totaldruck (0,8MPa) und im Abstand von 60mm zum Lavaldüsenaustritt

Durch die Keilform tritt an der Injektorspritze ein Schrägstoß auf, der mit der Scherschicht des Freistrahles interagiert und dort absorbiert wird. Ein zusätzlicher Verdichtungsstoß, der am Lavaldüsenaustritt entsteht (Pos. 1), trifft auf den Injektor und wird an diesem reflektiert (Pos. 2). Die Expansion (Pos. 3) um die Injektorkante wird an der Scherschicht reflektiert und trifft in dem Bereich um den Flammhalter auf den Nachlauf. Wird der Abstand des Injektors von der Lavaldüse vergrößert, ändert sich dieses Strömungsbild. Die Strömung wird durch die Verdichtungsstöße aus der Lavaldüse verzögert.

Diese Verzögerung ist an dem steiler werdenden Stoß (Pos. 4) an der Injektorspitze erkennbar. Bei 100mm Abstand liegt eine Anströmmachzahl von 1,6 vor. Durch die reduzierte Machzahl um den Injektor verändert sich auch die Expansion der Strömung an der Hinterkante des Injektors. Wie an Abbildung 4.10 rechts erkennbar ist, führt dies im Bereich um den Nachlauf zu geänderten Dichtegradienten und Strömungsbedingungen.

### 4.3.1 Zündung der Pilotflamme

Der Dualmodusbetrieb ermöglicht eine Anwendung der Brennkammer ab einer Flugmachzahl von 2,5. Die Verzögerung der Strömung auf Unterschall erfolgt erst nach der Zündung aufgrund des thermischen Blockierens der Brennkammer. Dadurch liegen bei der Zündung am Brennkammereintritt eine hohe Machzahl und eine niedrige statische Temperatur vor. Diese liegt unterhalb der Selbstzündtemperatur von Wasserstoff in Luft. Aus diesem Grund ist für die Zündung und Stabilisierung der Verbrennung in der Überschallströmung eine permanente Zündquelle erforderlich. Hierfür eignet sich insbesondere die Verwendung von Pilotflammen [53, 59, 60, 70, 74, 75, 76]. Durch die Wärmefreisetzung und Radikalenbildung wird letztendlich der in die Hauptströmung eingemischte Brennstoff gezündet.

Die Zündung der Pilotflamme erfolgt mit einem fokussierten Laserpuls eines Nd:YAG-Lasers mit 532nm Wellenlänge. Hierbei wurde im Bereich der aufeinander treffenden Brennstoffstrahlen und somit in der Mischregion ein Zündfunken generiert. Durch diesen Funken kann das Wasserstoff-Luft-Gemisch gezündet werden, wobei sich die Flammenfront stromab ausbreitet. Abbildung 4.11 zeigt die Ionisation der Luft durch den Laserpuls.

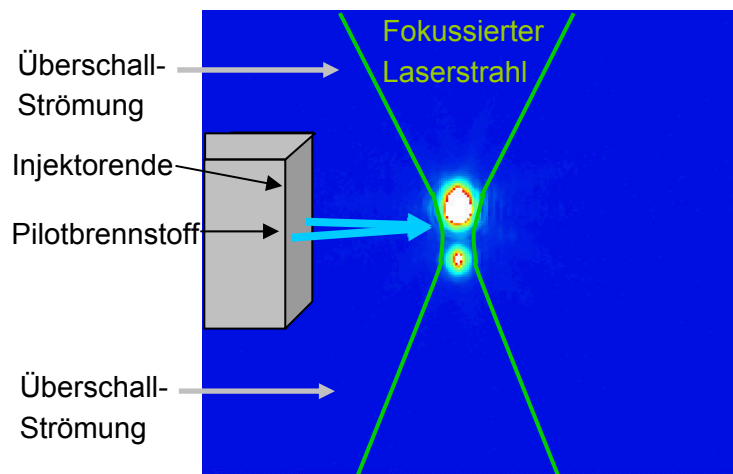


Abb. 4.11: Aufnahme des durch den fokussierten Laserstrahl entstehenden Zündfunken, mittels einer CCD-Kamera und vor geschalteten 532nm-Filter

#### 4.3.1.1 Injektor ohne Flammhalter

Wie die Versuche zeigen, ist ein Zünden des Wasserstoff-Luft-Gemisches innerhalb des Nachlaufes des Injektors mittels des Lasers möglich. Die Flamme breitet sich stromab nach jeder Zündung aus. Eine Stabilisierung tritt jedoch nicht auf.

Durch Untersuchungen der Strömung im Nachlauf des Injektors mittels Particle Image Velocimetry kann dies erklärt werden. Für die Messungen wurde die x-y-Ebene gewählt (siehe Bild 4.8), die durch die Zentralachse der Strömung geht.

Abbildung 4.12 stellt die über zehn Messungen gemittelten, berechneten Geschwindigkeitsvektoren dar.

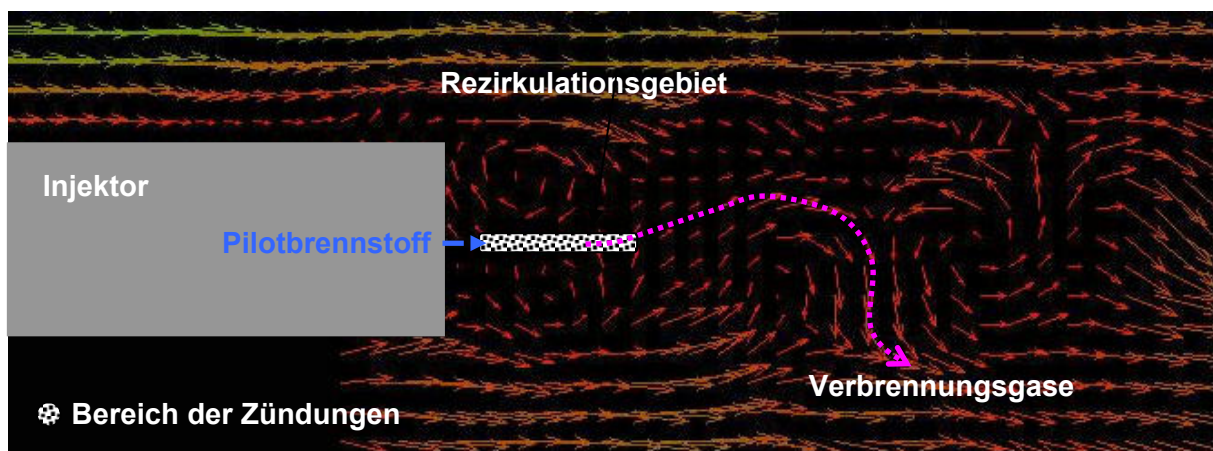


Abb. 4.12: Durch PIV-Messung über zehn Messungen gemittelte kalkulierte Strömungsvektoren im Nachlauf des Struts

Die Messungen zeigen, dass sich im Nachlauf direkt am Strutende kleine Rezirkulationsgebiete ausbilden. Durch diese wird Luft aus der Umgebungsströmung zum Zentralbereich des Nachlaufes geführt und mit dem Brennstoff vermischt. Die Rezirkulation ist erforderlich für eine aerodynamische Stabilisierung der Pilotflamme. Durch den damit verbundenen Rücktransport von Heißgasen wird das eingespritzte Brennstoff-Luft-Gemisch kontinuierlich gezündet. Die auftretende Rezirkulation stromauf zur Einspritzung ist nicht ausreichend für eine Stabilisierung der Pilotflamme, wodurch die Flamme nach der Zündung erlischt. Durch eine Variation der Brennstoffmassenströme, des Zündortes und eine Veränderung des Abstandes des Injektors von der Lavaldüse konnten die Strömungsbedingungen nicht derart verändert werden, dass sich eine Pilotflamme stabilisierte.

Durch die Messungen lassen sich der Stromlinienverlauf innerhalb des Nachlaufes und die lokale Geschwindigkeitsverteilung ermitteln. Hieraus ist die Aufenthaltsdauer der Verbrennungsgase innerhalb des Nachlaufes bestimmbar. Diese wird als die Dauer betrachtet, die das Gemisch aus Wasserstoff und Luft vom Impingementpunkt benötigt, um in die Umgebungsströmung eingemischt zu werden (Punktklinie). Über mehrere Messungen

lässt sich eine mittlere Aufenthaltsdauer in der Größenordnung von  $200\mu\text{s}$  berechnen. Für das Wasserstoff-Luft-Gemisch in der Strömung lässt sich bei der gegebenen statischen Temperatur von  $340\text{K}$  eine Reaktionszeit von  $5\mu\text{s}$  berechnen. Durch die Verwendung der Laserzündung und den von dem Zündfunken erzeugten hohen Anteil an Radikalen kann davon ausgegangen werden, dass die Zündverzugszeit vernachlässigbar ist, da dadurch bereits Moleküle für die Startreaktion gebildet worden sind [77]. Es zeigt sich, dass die mittlere Aufenthaltsdauer in der Strömung höher als die Reaktionszeit ist. Dies erklärt das beobachtete Zünden und die Reaktion des Wasserstoff-Luft-Gemisches innerhalb des Nachlaufes. Durch die geringe Größe der Rezirkulationszonen und dem nicht ausreichenden Stromauftransport der Heißgase ist die kontinuierliche Stabilisierung der Pilotflamme mit der gegebenen Konfiguration indes nicht möglich.

### 4.3.1.2 Injektor mit Flammhalter

Wie die Freistrahlundorschungen zeigen, lässt sich im Nachlauf des Strut-Injektors keine Pilotflamme stabilisieren. Um dies dennoch über einen großen Betriebsbereich zu ermöglichen, wurde die Injektorkonfiguration erweitert. Hierzu ist ein zusätzliches Metallrohr in den Nachlauf des Struts eingebracht, an dem die Pilotflamme stabilisiert wird.

Bei Experimenten mit fester Position sowohl des Injektors im Freistrahls als auch des Flammhalters im Bezug zum Injektor wurde der Einspritzdruck der Pilotbrennstoff- und Luftstrahlen variiert. Dadurch wurde einerseits der Massenstrom verändert sowie das vorhandene Äquivalenzverhältnis. Da der Eintrag von Luft aus der Überschallströmung in den Nachlauf nur begrenzt vorher bestimmbar ist, wird für die weitere Betrachtung das Äquivalenzverhältnis herangezogen, das sich aus dem vom Injektor bereitgestellten Luft- und Wasserstoffmassenstrom ergibt.

Eine Stabilisierung der Pilotflamme kann in dieser Konfiguration ebenfalls nicht alleine über mehrere Laserpulse erzielt werden. Daraus lässt sich schließen, dass auch mit Flammhalter die Rezirkulationsgebiete nicht ausreichend Heißgase und Radikale stromauf transportieren, um die Pilotflamme im Nachlauf zu stabilisieren. Hingegen ist bei kontinuierlichen Laserpulsen mit einer Frequenz von 6Hz erkennbar, dass die erzeugten Heißgase den Flammhalter erhitzen. Ab einem Schwellenwert von über 1300K erfolgt eine stabile Verbrennung des vorhandenen Wasserstoff-Luft-Gemisches ohne weitere Laserzündung. Abbildung 4.13 zeigt den Zündvorgang und das stufenweise Aufheizen des Flammhalters durch die einzelnen Laserpulse.

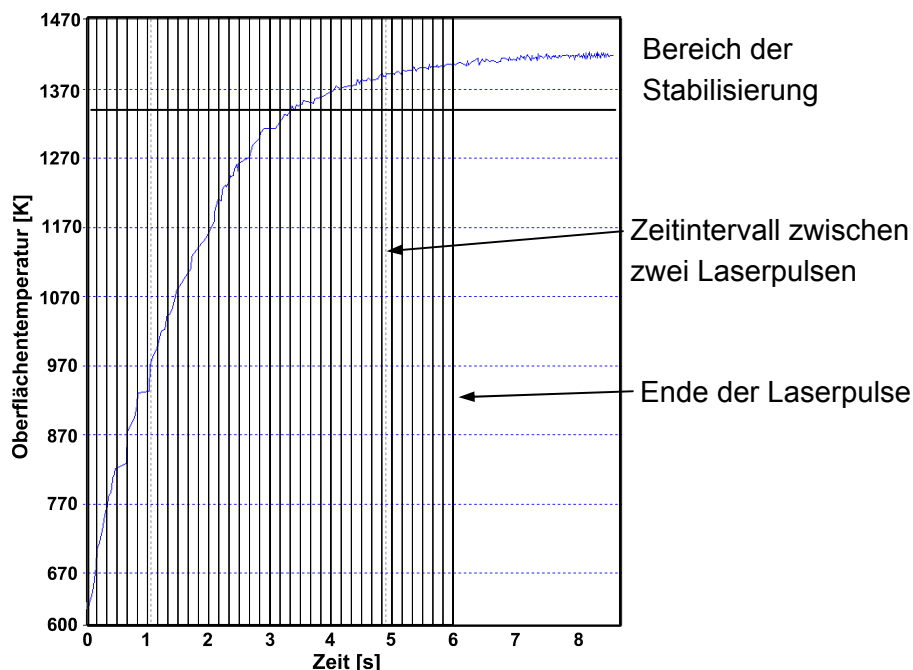


Abb. 4.13: Pyrometrische Messung der Oberflächentemperatur des Flammhalters während der Zündung durch permanente Laserpulse

Untersuchungen nach [78, 79] zeigen, dass sich ein zündfähiges Wasserstoff-Luft-Gemisch an einer nicht katalytisch reagierenden Oberfläche mit einer Oberflächentemperatur oberhalb von 1200K entzündet.

Durch das vorhandene Rezirkulationsgebiet zwischen Flammhalter und Injektor wird ein Teil der am Flammhalter gebildeten Heißgase und Radikale innerhalb des Nachlaufes stromauf zum Injektor transportiert. Dort zünden sie den Wasserstoff, der in den Nachlauf eingeblasen wird. Die Wasserstoffstrahlen vermischen sich an den Außengrenzen mit der Luft, die aus der Umgebungsüberschallströmung in den Nachlauf eintritt. In dieser Mischungsschicht entsteht ein zündfähiges Gemisch, das durch die am Flammhalter entstehenden Heißgase entzündet wird. Erkennbar ist dies an den Aufnahmen der Flamme im Eigenleuchten, wie in Abbildung 4.14 dargestellt. Das Helligkeitsprofil, an dem im Zentralbereich der Wasserstoffstrahlen eine höhere Flammenintensität erkennbar ist als in den Randbereichen, zeigt die Ummantelung der Wasserstoffstrahlen mit der Flamme.

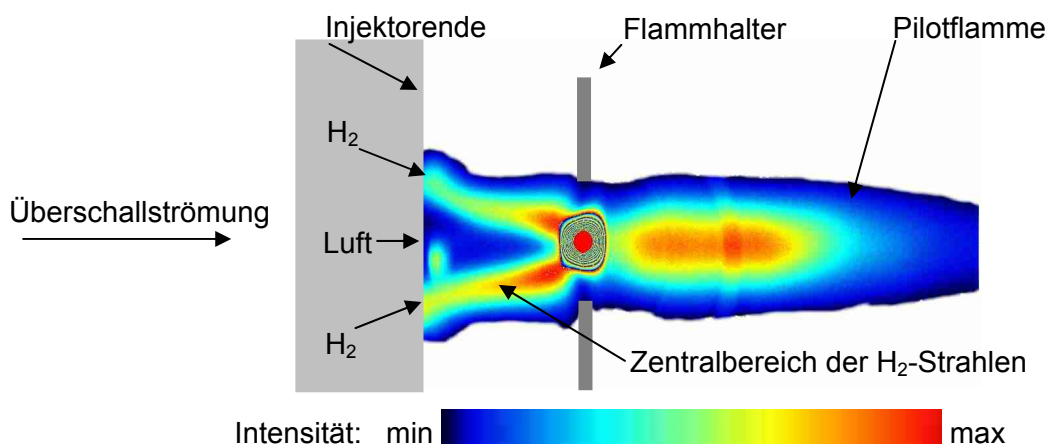


Abb. 4.14: Im Freistrahlinnenleuchten stabilisierte Pilotflamme im Eigenleuchten



### 4.3.1.3 Variation der Brennstoffmassenzufuhr

Für detaillierte Zündversuche wurden Serien von Laserzündungen durchgeführt und die Auswirkungen variierender Brennstoffmassenströme und Flammhalterpositionen untersucht. Hierbei zeigt sich, dass sowohl die Flammhalterposition als auch der Brennstoffmassenstrom einen starken Einfluss auf die Zündfähigkeit der Pilotflamme ausüben.

Bei der Zündung wird der Flammhalter einerseits durch die Heißgase der Wasserstoffverbrennung erhitzt und andererseits durch die Umgebungsströmung und den Pilotbrennstoff gekühlt. Mit steigenden Pilotmassenströmen nimmt hierbei die Kühlwirkung der Brennstoffstrahlen zu. Dies ist insbesondere an dem für die Zündfähigkeit der Pilotflamme negativen Einfluss des Pilotluftmassenstromes erkennbar, Abbildung 4.15. So sinkt mit steigendem Pilotluftmassenstrom die Zündfähigkeit.

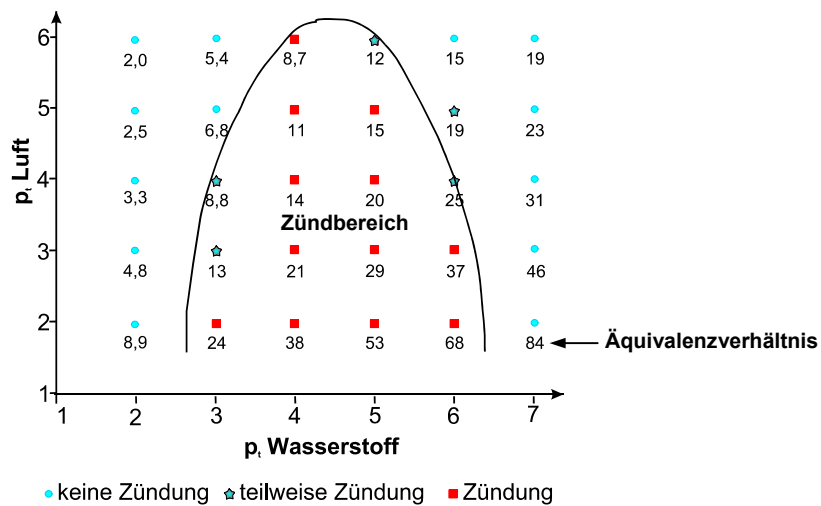


Abb. 4.15: Zündbereich der Pilotflamme in Abhängigkeit von den Brennstoffdrücken

Ist im Gegensatz hierzu der Wasserstoffmassenstrom zu gering, reicht die bei der Verbrennung frei werdende Wärmemenge nicht aus, um eine Kühlung des Flammhalters durch die Umgebungsströmung zu kompensieren.

#### 4.3.1.4 Variation des Flammhalterabstandes

Da die Brennstoffstrahlen durch ihre Kühlwirkung auf die Flammhaltertemperatur einwirken, stellt sich die Frage, inwieweit der Flammhalter-Strut-Abstand einen Einfluss auf die Zündfähigkeit zeigt.

Bei einer Variation des Flammhalterabstandes zum Injektor ist erkennbar, dass die Kühlwirkung der Brennstoffstrahlen bei verringertem Abstand weiter zunimmt. Die Stabilisierungsfähigkeit der Pilotflamme reduziert sich. Wird der Flammhalter direkt nach dem Impingement-Punkt der Brennstoffstrahlen positioniert, überwiegt die Kühlwirkung eine Wärmefreisetzung im Zentralbereich des Flammhalters. Abbildung 4.16 links zeigt, dass sich die Strömungsbedingungen derart verändern, dass eine erhöhte Wärmefreisetzung in den Seitenbereichen ( $\Delta z$ ) stattfindet, während der Zentralbereich kühler ist. Abbildung 4.14 zeigt hierzu im Vergleich ein Glühen des Zentralbereiches des Flammhalters.

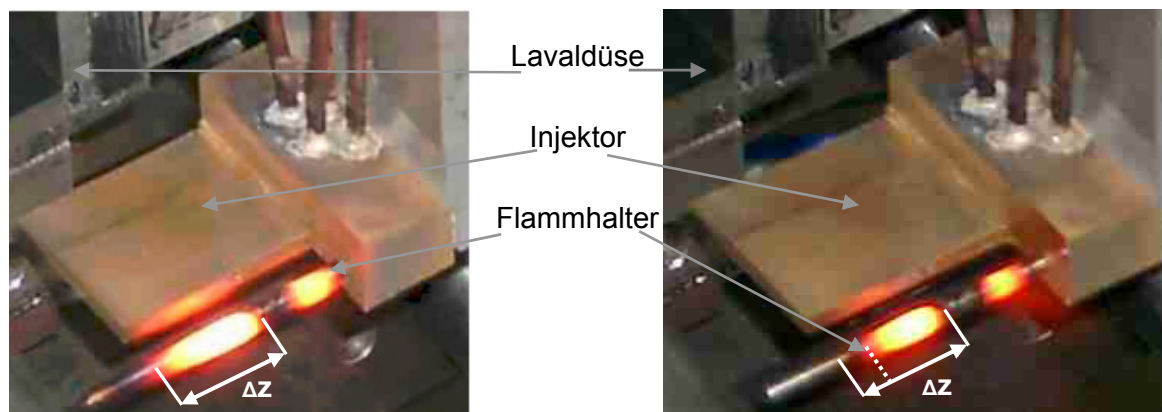


Abb. 4.16: Glühen des Flammhalters an den Seitenbereichen; Flammhalterposition direkt im Impingement-Punkt der Pilotbrennstoffstrahlen

Der Flammhalter und somit die Pilotflamme wird durch die Einwirkungen der Freistrahlgrenzen beeinflusst. Die Wärmefreisetzung und die Kühlung in den Randbereichen des Flammhalters variiert. Trotz konstanter Umgebungsbedingungen verändert sich dadurch der glühende und für das Aufrechterhalten der stabilen Verbrennung notwendige Bereich. Dies zeigt sich in einer variablen Ausbreitung der glühenden Bereiche (vgl.  $\Delta z$ , Abbildung 4.16 links zu Abbildung 4.16 rechts)

Messungen der Oberflächentemperatur zeigen diesen Einfluss in Form von Temperaturschwankungen auf. Abbildung 4.17 stellt diese Veränderung in der Oberflächentemperatur im Zentralbereich des Flammhalters bei konstantem Brennstoffmassenstrom und Injektorposition über die Zeit dar.

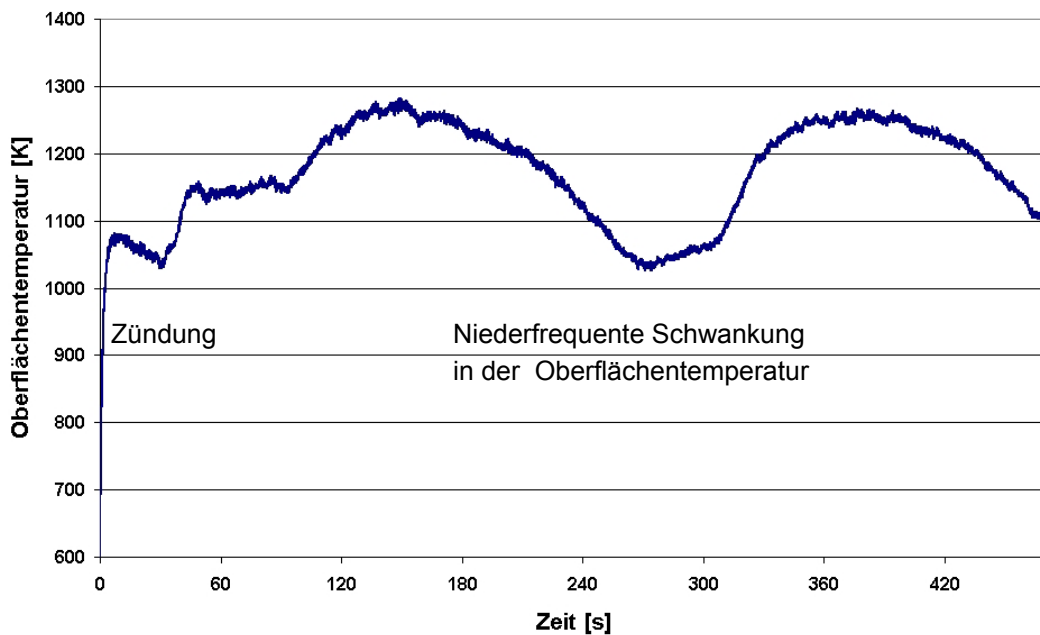


Abb. 4.17: Oberflächentemperatur im Zentralbereich des im Impingement-Punktes positionierten Flammhalters

Wird der Abstand zwischen Flammhalter und Strut weiter verringert, erhöhen sich die Kühlleistung der Brennstoffstrahlen und der Einfluss der Freistrahlgrenzen. Dadurch wird die Zündfähigkeit weiter reduziert.

Diese kann bei einer genaueren Betrachtung der Flammhaltertemperatur im Zentralbereich während des Zündvorganges betrachtet werden. Durch die bei der Laserzündung frei werdenden Heißgase wird die Temperatur des Flammhalters angehoben. Durch die unregelmäßigen Veränderungen der Strömungsbedingungen wird dieser Aufheizvorgang aufgrund der Kühlwirkung der Umgebungsströmung gestört. Dies kann dazu führen, dass eine Stabilisierung der Pilotflamme selbst bei permanenter Laserzündung nicht erreicht werden kann, Abbildung 4.18.

Es zeigt sich in den Experimenten, dass ein Optimum der Flammhalterposition für die Zündung und Stabilisierung der Pilotflamme existiert. Dieses liegt in geringem Abstand stromab des Impingement-Punktes der Brennstoffstrahlen. Bei verringertem Abstand steigt die Kühlwirkung der Brennstoffstrahlen im Zentralbereich des Flammhalters und die heißen Bereiche verlagern sich in die Randbereiche des Flammhalters. Dort steigt der Einfluss der Umgebungsströmung, der sowohl die Zündfähigkeit als auch Flammenstabilität vermindert. Wird der Abstand des Flammhalters hingegen über das Optimum hinaus vergrößert, so steigt der Einfluss der Umgebungsströmung im Zentralbereich. Verdichtungsstöße und Expansionsfächer treffen direkt in dem Bereich zwischen Flammhalter und Injektor. Dadurch wird mehr Umgebungsluft in den Nachlauf ein- und Heißgase ausgemischt, wodurch die Zündfähigkeit und Stabilität der Pilotflamme erneut reduziert wird.

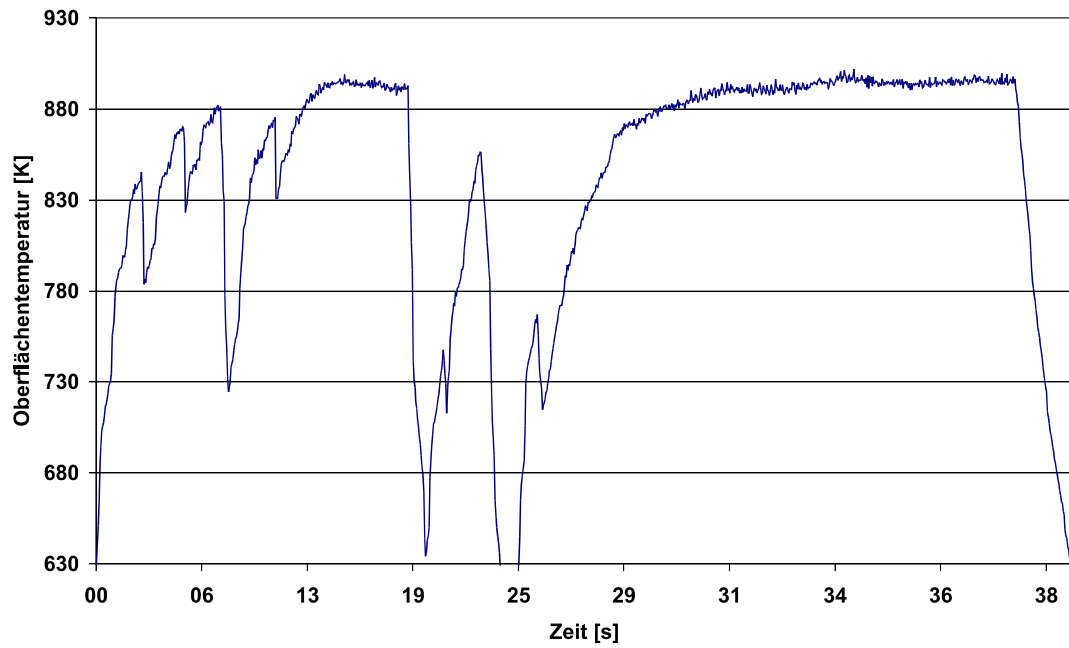


Abb. 4.18: Instabiler Zündvorgang bei permanentem Laserbetrieb, hervorgerufen durch starke Kühlwirkung der Brennstoffstrahlen und die Umgebungsströmung

### 4.3.2 Stabilisierung der Pilotflamme

Hinsichtlich eines stabilen Betriebs stellt sich die Frage, wie sich die Umgebungsbedingungen auf die Stabilität der Pilotflamme auswirken. Da der Pilotflammenmassenstrom Auswirkungen auf die Verbrennung in der Überschallströmung hat, ist zudem von Interesse, inwieweit die Ausbreitung der Pilotflamme variiert werden kann. Nach der Zündung und bei eintretender Stabilisierung der Pilotflamme stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Wärmefreisetzung und der Kühlung am Flammhalter ein. Dieses Gleichgewicht beruht auf der Energiefreisetzung durch die Verbrennung des Pilotwasserstoffes mit der Luft auf der einen Seite und aus der Kühlung durch den unverbrannten Brennstoff und der aktiven Kühlung des Flammhalters auf der anderen. Nach einer Stabilisierung kann der Gleichgewichtszustand am Flammhalter hin zu höheren oder niedrigeren Flammhaltertemperaturen verschoben werden.

#### 4.3.2.1 Variation des Brennstoffmassenstromes

Die Wärmefreisetzung innerhalb der Pilotflamme ist nicht allein abhängig vom auftretenden Brennstoffmassenstrom, sondern von dem dort vorhandenen Äquivalenzverhältnis und somit von dem aus der Überschallströmung in den Nachlauf eintretenden Luftmassenstrom. Dieser ist abhängig von der Geschwindigkeit in der Überschallströmung, den mit dem Nachlauf interagierenden Verdichtungsstößen und der Injektordicke selbst. Dadurch ist die Menge der in den Nachlauf eingemischten Luft abhängig vom Betriebszustand. Es verändert sich somit bei variierenden Betriebsbedingungen und bei konstantem Brennstoffmassenstrom das Äquivalenzverhältnis in der Pilotflamme. Dadurch ist eine direkte Regelung der Wärmefreisetzung innerhalb der Pilotflamme nur begrenzt möglich. Dies wirkt sich insbesondere bei einer niedrigen statischen Temperatur aus, bei der ein höherer Heißgasmassenstrom von der Pilotflamme für die Zündung benötigt wird. Verringert hierbei eine ungünstige Lage der Verdichtungsstöße eine hinreichende Einmischung von Luft in den Bereich der Pilotflamme, so führt ein Anheben des Brennstoffmassenstromes nicht zwangsläufig zu einer Temperaturerhöhung in der Pilotflamme. Vielmehr wird diese fetter betrieben, wodurch die Temperatur und somit die bei der Verbrennung in der Pilotflamme entstehenden Menge an Heißgasen und Radikalen verringert.

Abbildung 4.19 zeigt die Auswirkungen variierender Pilotmassenströme, hervorgerufen durch eine Veränderung des Einspritzdruckes. Hierzu wurde das Eigenleuchten der Flamme mit einer CCD-Kamera aufgenommen.

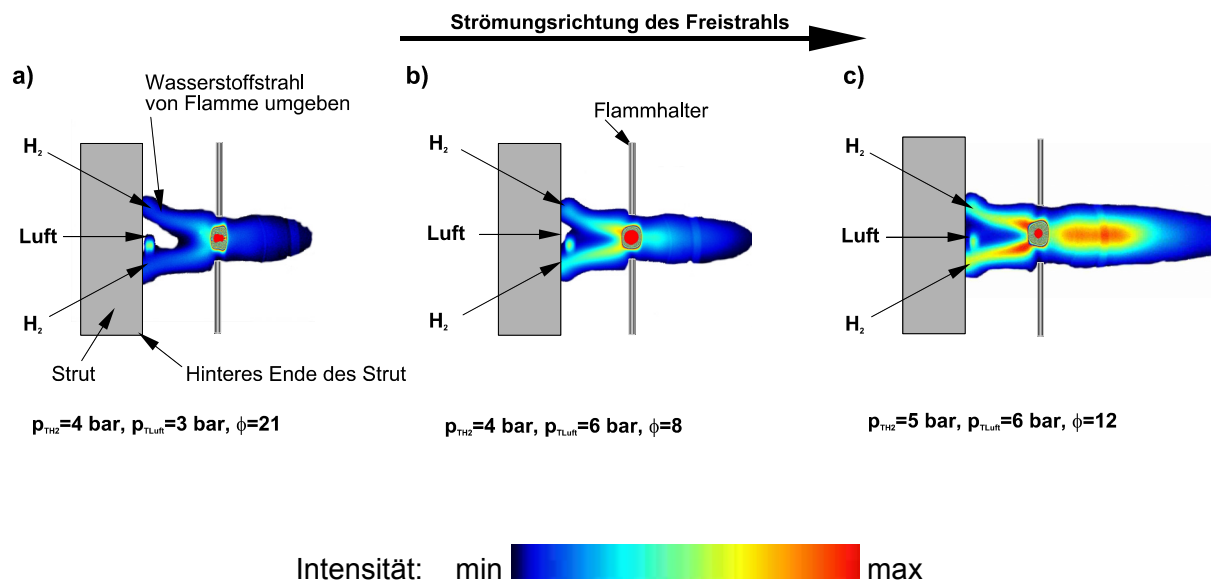


Abb. 4.19: Ausbreitung der Pilotflamme im Eigenleuchten bei unterschiedlichen Brennstoffdrücken

Eine steigende Intensität der Aufnahme kann mit einem steigenden Emissionsgrad und somit höheren Energiefreisetzung korreliert werden. Die Untersuchungen zeigen, dass mit erhöhter Pilotwasserstoff- und -luftzufuhr die Wärmefreisetzung in der Flamme steigt und sich diese stärker ausbreitet.

Die Temperatur des Flammhalters ist dagegen nur begrenzt abhängig vom Äquivalenzverhältnis. So führt ein Ansteigen des Pilotluftdruckes bei gleich bleibendem Brennstoffdruck zu einem Absenken des Äquivalenzverhältnisses in Richtung stöchiometrischer Bedingungen. Dadurch steigt die Wärmefreisetzung in der Pilotflamme an, wie auch in Abbildung 4.19 erkennbar ist. Eine danach erfolgende Erhöhung des Wasserstoffdruckes führt zu einem fetteren Gemisch mit steigendem Äquivalenzverhältnis. Da die Pilotflamme nicht getrennt von der Umgebungsströmung und somit von der dort stattfindenden Luftzumischung betrachtet werden kann, führt dies erneut zu einer erhöhten Flammenausbreitung und Wärmefreisetzung innerhalb der Pilotflamme und vergrößerter Flamme. Konträr hierzu wird durch den steigenden Brennstoffmassenstrom und die steigende Kühlwirkung die Temperatur des Flammhalters abgesenkt. Die Flammhaltertemperatur steht nur begrenzt in Verbindung mit der Ausbreitung und Wärmefreisetzung der Pilotflamme. Dies ist insbesondere dahingehend von Bedeutung, dass bei geringerer Brennkammereintrittstemperatur ein höherer Heißgasmassenstrom von der Pilotflamme bereitgestellt werden muss, um die Verbrennung in der Überschallströmung zu fördern. Gleichzeitig muss aufgrund der thermischen Belastungen für den Flammhalter dessen Oberflächentemperatur unter 1600K bleiben. Es besteht somit die Möglichkeit, einerseits durch eine geeignete Wahl der Brennstoffdrücke den Heißgasmassenstrom der Pilotflamme zu variieren, aber andererseits auch die Temperatur des Flammhalters selbst bei hohen Brennstoffmassenströmen zu begrenzen.

### 4.3.2.2 Variation der Machzahl und des Stoßsystems

Neben dem Flammhalterabstand und den Brennstoffmassenströmen zeigt auch die Umgebungsströmung einen Einfluss auf die Zünd- und Stabilisierungsmöglichkeiten der Pilotflamme. Insbesondere die Interaktion von Expansionsfächern, die von der Injektorkante ausgehen, mit dem Nachlauf wirkt sich hierauf aus. Treffen diese auf den Flammhalter, erfolgt eine Expansion der Pilotflamme. Dies wirkt der Temperaturerhöhung in der Pilotflamme entgegen, wodurch die Flammhaltertemperatur sinkt und sich die Abmessung der Pilotflamme verringert.

Ein Bewegen des Injektors im Freistrah variert das Stoßsystem und den Ort der auftretenden Interaktionen mit dem Nachlauf. Dies spiegelt sich insbesondere in der Oberflächentemperatur des Flammhalters wider. Der Einfluss der sich ändernden Umgebungsbedingungen und somit der Konfiguration der Verdichtungsstöße und Expansionsfächer ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Bei diesem Experiment wurde nach Zündung der Pilotflamme durch Regelung des Pilotwasserstoff- und Pilotluftdruckes eine Flammhaltertemperatur von 1250K eingestellt. Im Anschluss daran erfolgt ein Verschieben des Injektors in Strömungsrichtung. Hierbei wirkt sich die Veränderung der Stoßkonfiguration auf die Flammhaltertemperatur aus, die starken Schwankungen unterworfen ist.

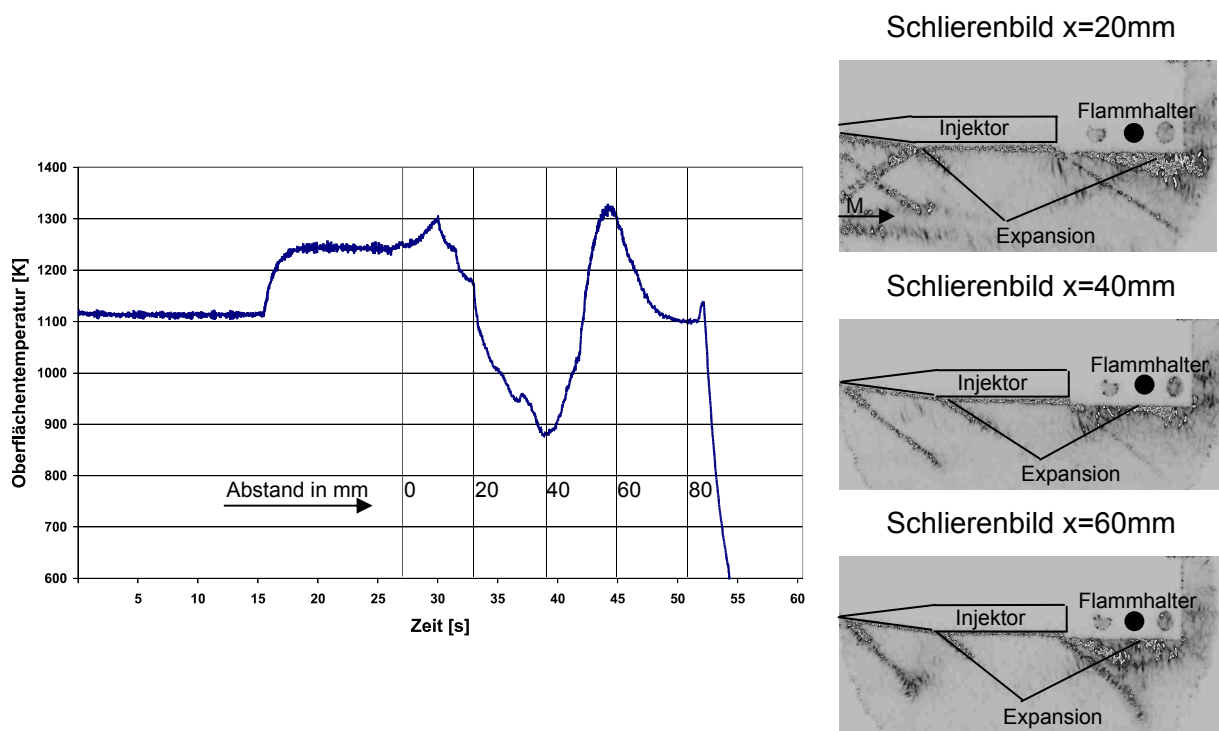


Abb. 4.20: Oberflächentemperatur des Flammhalters bei der Verschiebung des Injektors im Freistrah; Vergleichende Darstellung der Strömung um den Injektor mittels Schlierenbilder im Abstand x zum Lavaldüsenaustritt; Pilotbrennstoffdruck 0,5MPa - Pilotluftdruck 0,6MPa -  $\Phi=12$

Interagiert wie in Abbildung 4.21 dargestellt unmittelbar vor dem Flammhalter eine Expansion mit dem Nachlauf, so ist dies an einer Aufweitung der Pilotflamme erkennbar. Durch ein Weiterbewegen des Injektors verlagert sich die Expansion und trifft bei  $x=40$  mm auf den Flammhalter. Durch diese weitet sich in diesem Bereich die Scherschicht auf, Abbildung 4.21. Dies führt zu einem Absinken der Oberflächentemperatur.

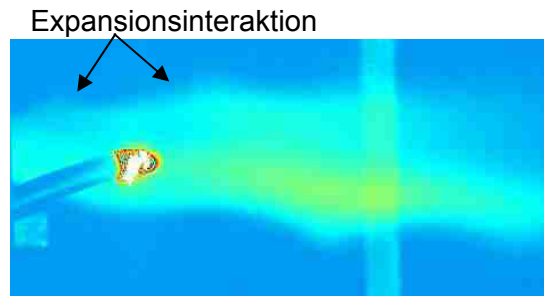


Abb. 4.21: Interaktion von Expansionsfächern mit der Pilotflamme; Aufnahme des Eigenleuchtens mittels einer CCD-Kamera



### 4.3.3 Stabilisierung der Verbrennung in der Überschallströmung

Für die Verbrennung innerhalb der Überschallströmung wird Wasserstoff normal zur Strömung in y-Richtung eingeblasen. Dies erfolgt an den parallelen Seitenflächen des Injektors. Dadurch stellt sich stromab ein vorvermisches Brennstoff-Luft-Gemisch ein. Abbildung 4.22 zeigt Schlierenaufnahmen des Injektors mit und ohne Hauptbrennstoffzufuhr.

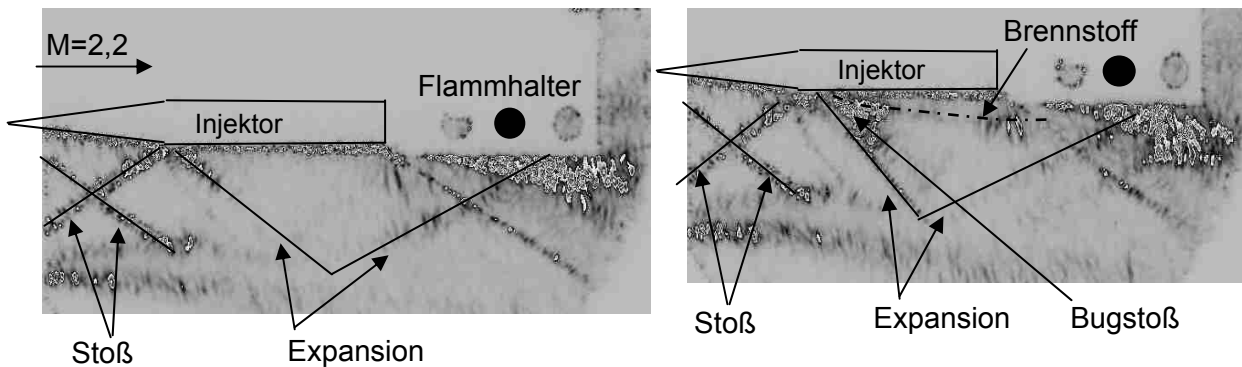


Abb. 4.22: Strömung um den Injektor, mit (rechts) und ohne (links) Brennstoffzufuhr

Stromauf der Brennstoffstrahlen bildet sich ein Bugstoß aus. Dieser wird an der Scherschicht der Freistrahelströmung reflektiert und interagiert seinerseits mit dem Nachlauf. Dadurch ändert sich aufgrund der Brennstoffzufuhr das Stoßsystem um den Injektor. In den Versuchen ist der maximal mögliche Brennstoffdruck 4MPa. Der Wasserstoff weist auch hier noch eine geringe Eindringtiefe auf, insbesondere im Bereich um den Flammhalter. Dort beträgt der Abstand der Wasserstoffzentralinie vom Flammhalter nur 3 mm. Die Mischung ist somit auf der Strecke zwischen Einspritzung und Flammhalter nur wenig fortgeschritten, Abbildung 4.23.

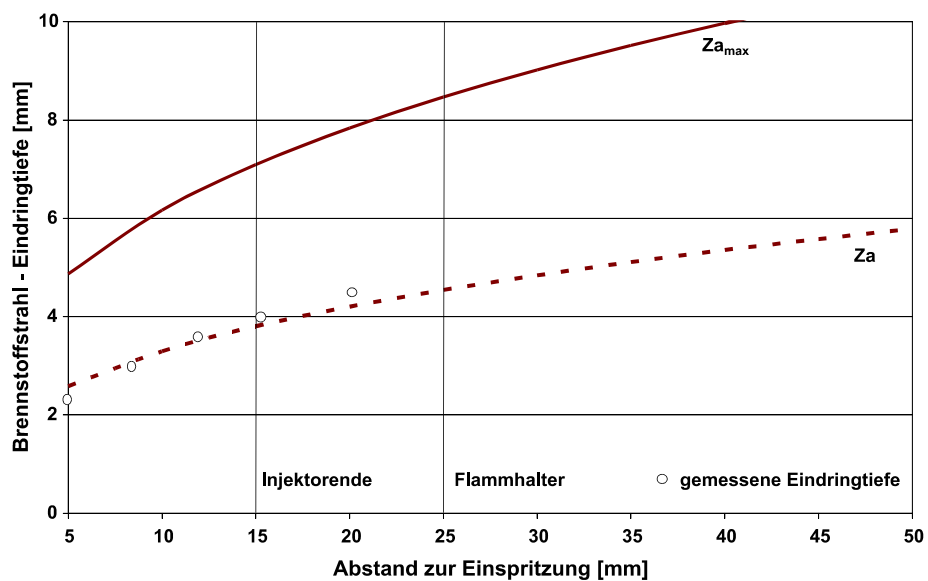


Abb. 4.23: Verlauf der Brennstoffzentralinie; Vergleich Berechnung und Experiment bei 3,0MPa Wasserstoffdruck

### 4.3.3.1 Zündung der Überschallverbrennung

Die bei der Verbrennung in der Pilotflamme entstehenden Heißgase und Radikale mischen sich in die Überschallströmung ein. Durch die Erhöhung der statischen Temperatur in der Strömung und die Anreicherung mit Radikalen wird die Verbrennung in der Überschallströmung initiiert. Es tritt ein sofortiger Anstieg der Flammhaltertemperatur auf. Dies lässt sich damit begründen, dass der Nachlauf mit vorvermischem Wasserstoff versetzt wird. Dieser entzündet sich durch die Pilotflamme und reagiert am Flammhalter. Während die Kühlleistung der Pilotbrennstoffstrahlen konstant bleibt, steigt die Wärmefreisetzung am Flammhalter an. Dies führt zu einem neuen Gleichgewicht in der Pilotflamme und zu einem höheren Temperaturniveau des Flammhalters.

Betrachtet man die laterale Brennstoffzufuhr im Detail, so treten im Bereich der Einblasung um die Wasserstoffstrahlen Rezirkulationsgebiete auf, wie in Kapitel 2.1.2 beschrieben. Durch diese wird Wasserstoff in die Injektor-Grenzschicht und in die injektornahe Überschallströmung eingemischt. Aufgrund des erhöhten Brennstoffmassenstroms und der Ausbreitung der Flamme steigt die Blockadewirkung am Flammhalter. Nachlauf und Flammhalter haben gleiche Abmessung in y-Richtung. Wird dem Nachlauf durch die laterale Brennstoffzufuhr mehr Wasserstoff zugemischt, muss eine größere Menge an Heißgasen um den Flammhalter herum abfließen. Dies bedingt einen höheren Aufstau der Strömung und eine Aufweitung der Grenzschicht im Bereich um den Injektor.

Innerhalb der Grenzschicht kann bei geeigneten Bedingungen das Wasserstoff-Luft-Gemisch in Stromaufrichtung an der Injektorwand örtlich stabil verbrennen. In Abbildung 4.24, das die Flamme im Eigenleuchten zeigt, ist dieses Brennen der Grenzschicht erkennbar. Zum Vergleich ist hierzu zusätzlich eine Aufnahme des Eigenleuchtens einer Methan-Flamme dargestellt, die eine höhere Intensität aufweist.

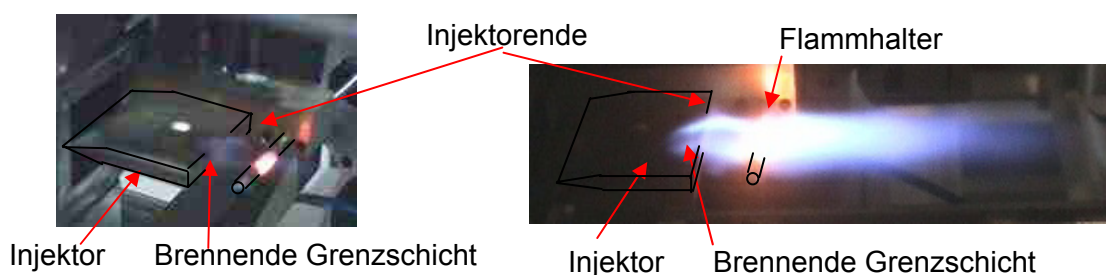


Abb. 4.24: Brennen der Grenzschicht; Eigenleuchten einer  $H_2$ -Flamme (links) und einer Methan-Flamme (rechts)

Wie die Untersuchungen innerhalb der Brennkammer zeigen, hat das Brennen der Grenzschicht seinerseits starke Einflüsse auf die Umgebungsströmung und auf das Betriebsverhalten.

### 4.3.3.2 Variation der Machzahl und des Stoßsystems

Zur Untersuchung der Stabilität der Überschallverbrennung wurden Experimente mit einem Stromab-Verschieben der Injektorkonfiguration durchgeführt. Ziel hierbei war es festzustellen, inwieweit die Hauptflamme bei der Variation der Umgebungsbedingungen stabilisierbar bleibt.

Die Verbrennung in der Überschallströmung ist direkt gekoppelt an die Pilotflamme. Wie die Temperaturerhöhung des Flammhalters bei lateraler Brennstoffzufuhr aufzeigt, wird zusätzlicher Brennstoff in den Nachlauf eingemischt. Dieser reicht nach einem Abstellen des Pilotbrennstoffmassenstromes nicht aus, um die Verbrennung im Nachlauf aufrecht zu erhalten. Die direkte Wasserstoffeinblasung in den Nachlauf erweist sich somit als unerlässlich für die gesamte Flammenstabilität.

Die Untersuchungen ergeben, dass die Flammhaltertemperatur eine entscheidende Rolle bei der Stabilisierbarkeit der Verbrennung darstellt. Mit reduzierter Flammhaltertemperatur und konstantem Brennstoffmassenstrom verringert sich auch die sichtbare Flammengröße, was auf einen geringeren Ausbrand schließen lässt. Eine laterale Brennstoffzufuhr in die Überschallströmung erhöht durch die zusätzliche Einmischung von Brennstoff und Luft in den Nachlauf die Temperatur des Flammhalters, wie in Abbildung 4.25 erkennbar ist.

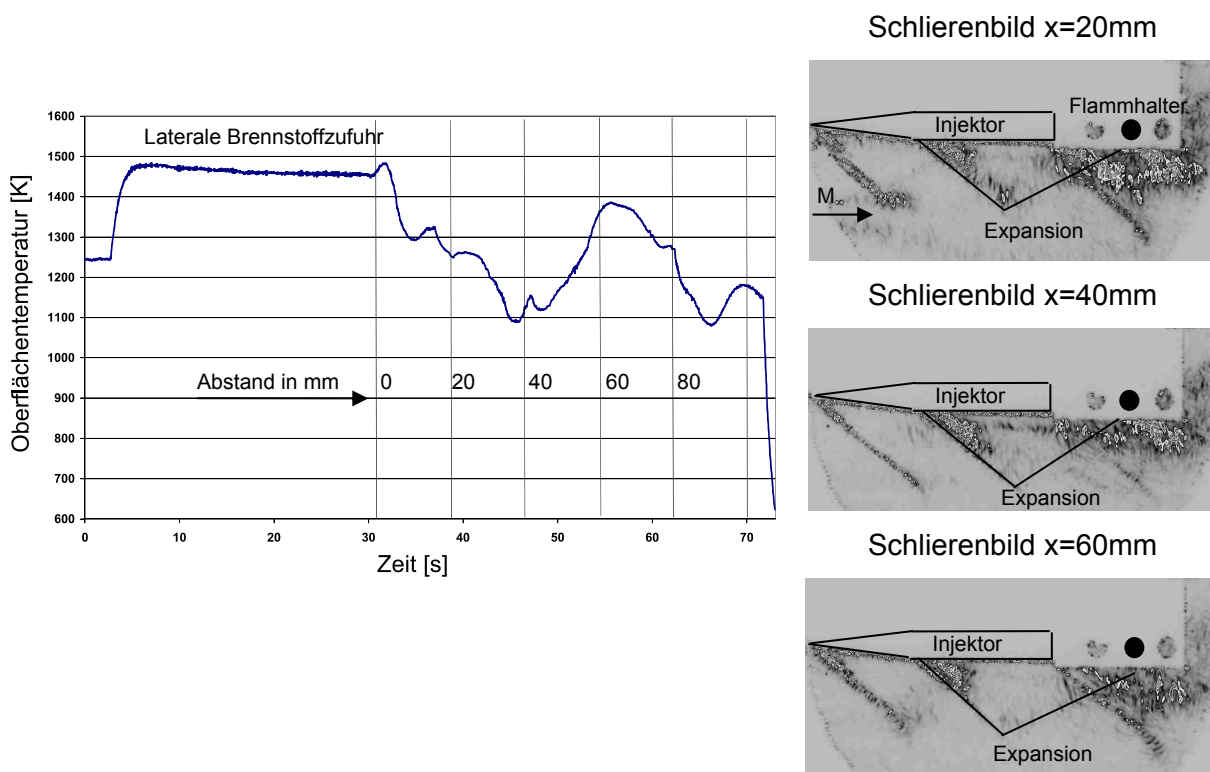


Abb. 4.25: Oberflächentemperatur des Flammhalters bei Bewegen des Injektors mit Pilotflamme und Hauptverbrennung, Brennstoffdruck 3,0MPa; Vergleichende Darstellung der Strömung um den Injektor mittels Schlierenbilder im Abstand x zum Lavaldüsenaustritt

Die veränderlichen Umgebungsbedingungen wirken sich bei einem Verschieben des Injektors im Freistrahle auf die Verbrennung aus. Durch die unterschiedliche Lage des Systems aus Verdichtungsstößen und Expansionsfächern verändern sich die Strömungsbedingungen im Nachlauf und am Flammhalter. Dadurch tritt bei einem Bewegen des Injektors innerhalb des Freistrahles eine Temperaturschwankung am Flammhalter auf. Das allgemein veränderte Stoßsystem aufgrund der normalen Brennstoffzufuhr führt dazu, dass die Temperaturmaxima und -minima im Verhältnis zum Injektorabstand vom Lavaldüsenaustritt anders liegen als bei der Verbrennung nur mit Pilotflamme. So interagieren die durch die laterale Brennstoffzufuhr hervorgerufenen Verdichtungsstöße direkt mit der Expansion um die Injektorkeilkante. Dadurch wird diese abgeschwächt, weshalb ein geringerer Einfluss auf den Nachlauf stattfindet.

Durch das höhere Temperaturniveau des Flammhalters zeigt der Injektor bei normaler Brennstoffzufuhr in die Überschallströmung zusätzlich eine verbesserte Flammenstabilität. So ist ein Bewegen über eine Strecke von 110mm im Freistrahle möglich, bevor es zu einem Erlöschen der Flamme kommt. In diesem Abstand von der Lavaldüse lässt sich mit Hilfe von Schlierenaufnahmen eine Anströmmachzahl von 1,5 an den Injektor ermitteln.

Zusammenfassend zeigen die Untersuchungen, dass durch den Flammhalter die Verbrennung in der Freistrahle-Überschallströmung stabilisiert werden kann. Dies ist auch über einen großen Bereich an variierenden Bedingungen wie Anströmmachzahl, Temperatur und Stoßkonfiguration möglich. Hierbei sind insbesondere die Flammhaltertemperatur und die Stabilität der Pilotflamme von Bedeutung. Ein Aufrechterhalten der Verbrennung selbst bei hoher Flammhaltertemperatur kann nicht durch den lateral zugeführten Brennstoff erhalten werden, wenn die Pilotbrennstoffzufuhr abgestellt wird. Dies zeigt auf, dass die gezielte Einblasung von Wasserstoff in den Nachlauf und der stabile Betrieb der Pilotflamme unerlässlich für die Aufrechterhaltung der Verbrennung in der Überschallströmung sind.

## 5 Betriebsverhalten der Dualmodus-Modellbrennkammer

Die Strömungsbedingungen im Freistrahler unterscheiden sich von denen innerhalb der Brennkammer. An den Freistrahlgrenzen herrscht die Bedingung des Druckgleichgewichtes zur Umgebung vor, weshalb davon ausgegangen werden kann, dass innerhalb des Freistrahles eine Gleichdruckverbrennung stattfindet. Dies ist bei Verbrennung in der Brennkammer als Idealfall [80] anzusehen. Die Untersuchungen zur Stabilisierung der Verbrennung im Freistrahler geben Aufschluss über die Einflüsse von Verdichtungsstößen, Expansionsfächer und Anströmmachzahl auf die Stabilität der Verbrennung. Ein Einblick über die Verbrennung innerhalb der Brennkammer ist nicht möglich. Es können keine Aussagen über das zu erwartende Betriebsverhalten bezogen auf Totaldruckverlust, Austrittsmachzahl, Ausbrand und den Verbrennungstyp innerhalb der Brennkammer erhalten werden. Aus diesem Grund sind zusätzliche Brennkammeruntersuchungen unerlässlich.

### 5.1 Brennkammerkonfiguration

Winterfeld [76] führte bereits 1968 experimentelle Untersuchungen zur Stabilisierung einer Pilotflamme im Nachlauf eines Strut-Injektors durch. Die statische Temperatur am Eintritt zur Brennkammer war hierbei ebenfalls unterhalb der Selbstzündtemperatur von Wasserstoff in Luft. Bei diesen Experimenten wurde die Strutdicke derart gewählt, dass sich im Nachlauf eine ausreichend große Rezirkulationszone ausbilden konnte. Den Abmessungen des Struts sind durch die Brennkammer nach oben Grenzen gesetzt. So wird die Strömung durch einen dickeren Strut stärker verzögert als durch einen mit kleinerer Abmessung. Diese Verzögerung kann zu einer Grenzschichtablösung führen. Im ungünstigsten Fall stellt der Injektor einen engsten Querschnitt dar.

Die Möglichkeit zur Stabilisierung einer Pilotflamme im Nachlauf eines Strut-Injektors besteht prinzipiell erst bei größeren Injektordicken [76]. Sie nimmt mit steigender Machzahl und sinkender Temperatur stark ab. Mit Verkleinerung der Strutdicke reduziert sich die Größe der Rezirkulationszone. Die Aufenthaltsdauer der Gase im Nachlauf sinkt. Dies ist insbesondere dann von Bedeutung, wenn die Aufenthaltsdauer in der Rezirkulationszone geringer als die Reaktionszeit des Wasserstoffes in Luft ist.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Brennkammer begrenzt die Strutdicke auf maximal 5mm, um die Drosselwirkung des Struts gering zu halten. Es lässt sich hierzu anhand der Ergebnisse von Winterfeld [76] vorausbestimmen, dass einer Stabilisierung der Überschallverbrennung ohne Flammhalter in der gegebenen Brennkammerkonfiguration ebenfalls Grenzen gesetzt sind. Aus diesem Grund wurde die im Freistrahler verwendete neuartige Injektorkonfiguration für die Brennkammeruntersuchungen übernommen.

Das Dualmodustriebwerk wird bei einer Flugmachzahl um Mach 3,0 gezündet. Es liegt am Brennkammereintritt eine hohe Machzahl und niedrige Totaltemperatur vor. Zudem tritt am Austritt des Isolators auch ein ausgeprägtes Verdichtungsstoßsystem auf. Dieses interagiert mit dem Injektor und beeinflusst sowohl die Zündung als auch die Verbrennung. Bei diesen Bedingungen müssen die Pilotflamme und die Verbrennung innerhalb der Brennkammer initiiert und stabilisiert werden.

Für die Untersuchungen wird ein Brennkammermodell mit modularem Aufbau verwendet. Durch die Zusammenarbeit der unterschiedlichen Teilprojekte im SFB255 sind für eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse grundlegende Geometrieigenschaften des Brennkammereintritts vorgegeben. Die Brennkammer ist rechteckig mit einer Eintrittsquerfläche von 25x27mm. Die supersonische Bedingung am Eintritt wird durch die Verwendung einer zweidimensionalen Lavaldüse erzeugt. Eine zu frühe Aufweitung des Brennkammerkonturverlaufes ließe die Zündverzugszeiten stark ansteigen, hervorgerufen durch eine frühe Expansion und Absenkung der statischen Temperatur. Deshalb befindet sich im Anschluss an die Lavaldüse ein Segment mit konstantem Querschnitt. In diesem befindet sich auch der Injektor. Dieser Bereich dient zudem dazu, ein thermisches Blockieren zu ermöglichen.

Das letzte Segment stellt der divergente Teil der Brennkammer dar. In diesem wird bei der Verbrennung in der Überschallströmung einem zu starken Absinken der Machzahl entgegengewirkt. Für die Verbrennung im Unterschall dient dieser Bereich zur Expansion der Strömung von Mach 1,0 auf Überschall.

Die Injektoren werden für die Untersuchungen in der ersten Aufnahme des Bereiches mit konstanter Fläche montiert. Hieraus resultiert ein restlicher Abschnitt mit konstanter Fläche von 120mm, gefolgt von dem divergenten Brennkammerabschnitt.

Abbildung 5.1 zeigt den Injektor im montierten Zustand innerhalb der Brennkammer und schematisch die Verteilung der Bohrungen für die statischen Wanddruckmessungen.

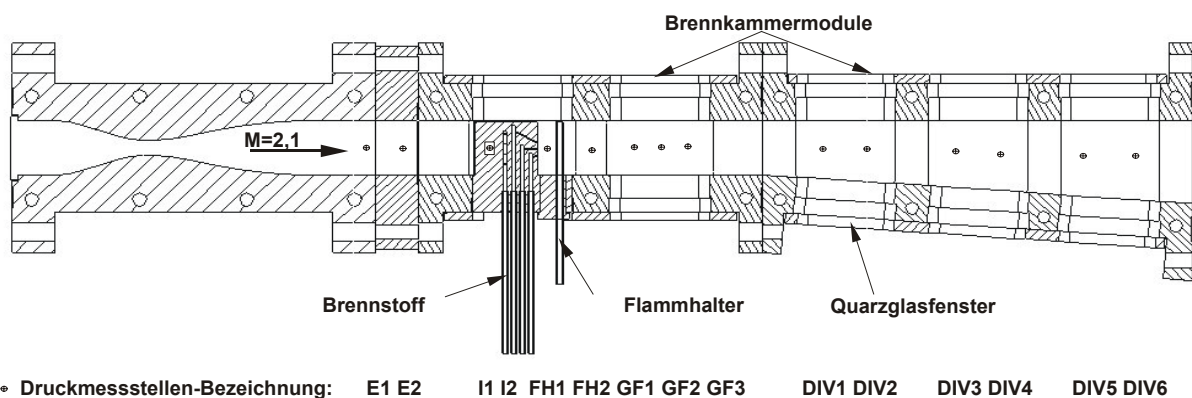


Abb. 5.1: Aufbau der Brennkammer und Verteilung der Druckmessstellen

## 5.2 Strömungsbedingungen ohne Injektoren

Einen wesentlichen Einfluss auf die Triebwerkseffizienz hat der auftretende Totaldruckverlust. Dieser mindert den von dem Triebwerk lieferbaren Schub. Der Totaldruckverlust wird unter anderem durch die innerhalb der Brennkammer auftretenden Verdichtungsstöße, die Vermischung und die Grenzschichtbildung an der Brennkammerwand hervorgerufen. Mit steigender Brennkammerlänge wachsen diese Einflüsse auch ohne das Vorhandensein eines Injektors. Sowohl aus den Ergebnissen der Messung des statischen Wanddruckes bei 620K Totaltemperatur wie auch anhand von Schlierenmessungen kann bestimmt werden, dass die Strömung in der Lavaldüse auf Mach 2,16 bis 2,22 expandiert [81]. Für die Betrachtung der auftretenden statischen Drücke eignet sich das dimensionslose relative statische Druckniveau. Dieses stellt einen Quotienten aus dem statischen Druck und dem Totaldruck vor der Lavaldüse dar.

Infolge der ermittelten Geschwindigkeit ergibt sich ein relatives Druckniveau am Ende des Lavaldüsenauslaufes (E2) von 0,1. Abbildung 5.2 zeigt den Verlauf des statischen Wanddruckes innerhalb der Brennkammer ohne Injektoren.

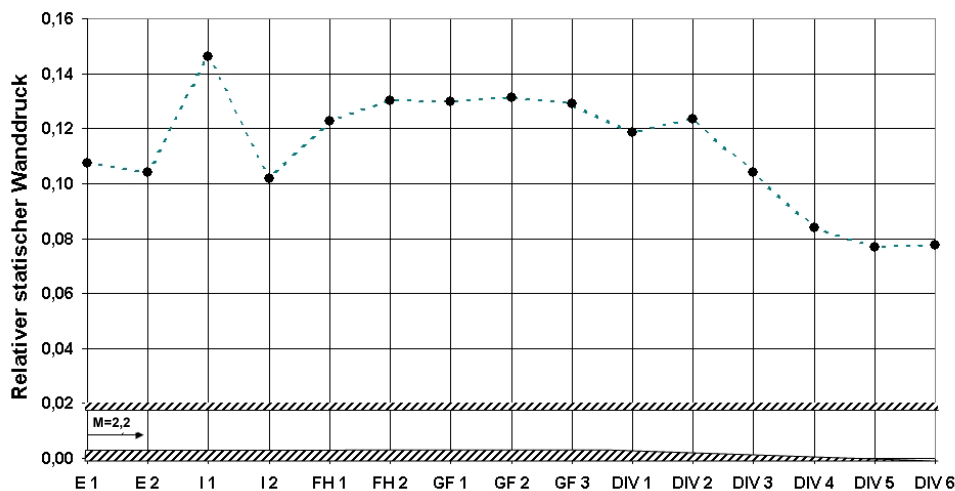


Abb. 5.2: Statischer Wanddruckverlauf in der Brennkammer ohne Injektoren

An der ersten Druckmessstelle der Brennkammer (I1) ist nach der Expansion in der Lavaldüse ein Druckanstieg erkennbar. Die Überschallmodellbrennkammer hat einen modularen Aufbau und besteht aus zwei Segmenten. Die Montage der Brennkammer ist mit Ungenauigkeiten verbunden, durch die Unstetigkeiten in dem Wandkonturverlauf entstehen können. Diese wirken sich durch Bildung von Stößen oder in umgekehrter Form durch eine Expansion um einen Wandrücksprung auf die Strömung aus.

Durch Demontage und erneute Montage stellt sich der beobachtbare Druckanstieg (I1) als veränderbar dar, ist aber nicht gänzlich zu eliminieren. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass dieser durch montagebedingte Stöße verursacht wird, die an den Brennkammerwänden reflektiert werden. Es bildet sich somit innerhalb der Brennkammer allein durch die Brennkammerwände ein Stoßsystem aus.

Das nachfolgende Absinken und wieder Ansteigen zeigt das Vorhandensein eines Shock-Trains auf [12]. Durch dieses Schrägstoßsystem steigt der statische Wanddruck in dem Segment mit konstantem Querschnitt wieder an und bleibt aufgrund der Überlagerung von Kompressions- und Expansionswellen konstant. Die Messungen des statischen Wanddruckes ergeben, dass die Strömung nicht sofort zu Beginn des divergenten Brennkammerabschnittes expandiert. Wie Untersuchungen von Chung et al. [82] zeigen, beeinflusst ein vorhandenes Stoßsystem die Expansion der Strömung um eine Kante bei einer divergenten Aufweitung. Durch die Stoßinteraktion wird die Grenzschicht der Strömung aufgeweitet. Dadurch kompensiert die Grenzschichtaufweitung an der divergenten Kante die Expansion aufgrund der Vergrößerung des Strömungsquerschnitts.

Der beobachtbare Druckanstieg am Brennkammeraustritt kann als Folge der Überexpansion gewertet werden. Bedingt durch diese Überexpansion und die damit verbundenen Verdichtungsstöße können der Druckverlust und die Austrittsmachzahl bei Strömung ohne Injektor nicht bestimmt werden.



### 5.3 Strömungsbedingungen mit Injektoren und ohne Verbrennung

Von Interesse für das Betriebsverhalten der Brennkammer ist neben einer Variation der Eintrittsbedingungen auch eine Variation der Einspritzgeometrie. Insbesondere die Injektordicke ist hierbei von Bedeutung. Diese kann durch ihren Einfluss auf die Drosselwirkung zu einer Ablösung der Grenzschicht führen. Um dies zu untersuchen wurden zwei Injektoren mit unterschiedlicher Dicke verwendet. Für eine möglichst hohe Vergleichbarkeit der Ergebnisse beider Geometrien werden die Injektoren bezüglich der Abmessungen der Einspritzbohrungen und deren Verteilung äquivalent ausgelegt. Ebenso sind sie in ihrer axialen Abmessung und ihrem Keilwinkel gleich und gehen über die gesamte Brennkammerbreite. Der Durchmesser des Flammhalters ist äquivalent. Der Abstand ist analog zu den Freistrahlauforschungen so gewählt, dass der Flammhalter unmittelbar stromab des Impingement-Punktes der Brennstoffstrahlen liegt. Dies lässt ein Glühen des Flammhalters im Zentralbereich erwarten. Die einzige Abweichung zwischen den beiden Injektoren besteht in ihren Dicken, wobei Injektor1 eine Dicke von 3mm und Injektor2 eine Dicke von 5mm aufweist. Für die Messung der Austrittsmachzahl wurde ein Keil in die Strömung am Brennkammeraustritt positioniert. Mittels Schlierenaufnahmen kann das dort auftretende Stoßsystem sichtbar gemacht werden.

Durch den Einsatz der Injektoren und die durch diese entstehenden Stoßsysteme ist ein verstärkter Einfluss auf die Strömung zu erwarten. Abbildung 5.3 zeigt den Verlauf des statischen Wanddruckes mit den Injektoren ohne Verbrennung im Vergleich zum Verlauf ohne Injektoren. Zusätzlich sind Schlierenaufnahmen der Austrittsströmung dargestellt.

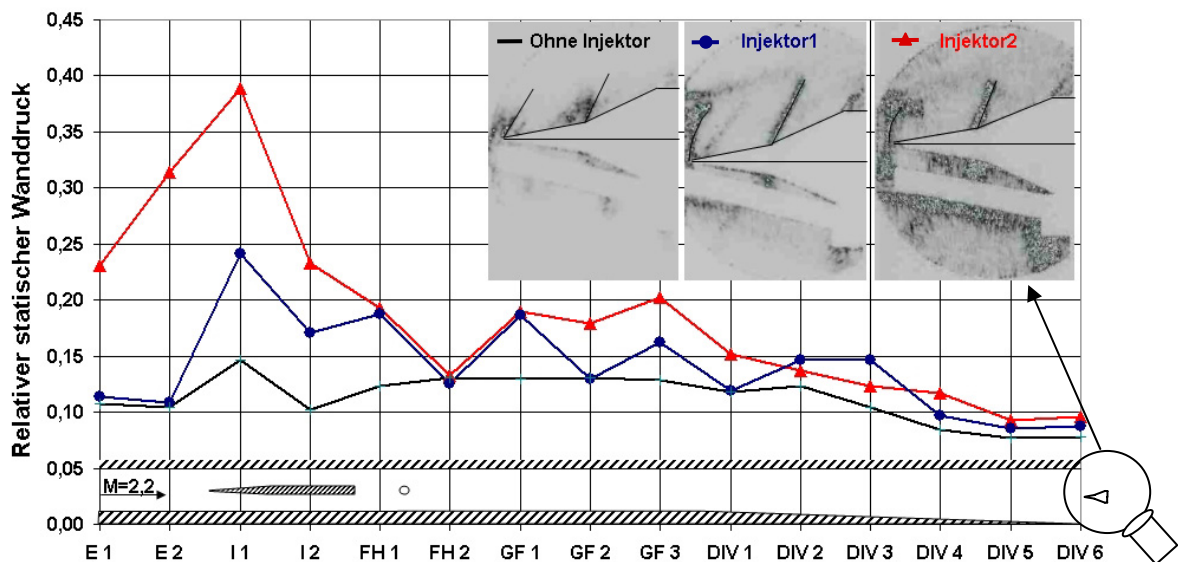


Abb. 5.3: Vergleich des statischen Wanddruckverlaufs in der Brennkammer ohne und mit Injektoren; ohne Verbrennung

### 5.3.1 Injektor1

Der Druckverlauf am Lavaldüsenende zeigt auch mit dem Einsatz des 3mm-Injektors eine Expansion der Strömung auf ein relatives Wanddruckniveau von 0,1. Eine Druckrückwirkung des Injektors stromauf kann somit ausgeschlossen werden. Die Drosselwirkung des Injektors1 ist nicht hoch genug, um die überexpandierte Lavaldüsenströmung anzudrosseln. Analytisch lässt sich dies ebenfalls bestätigen. Bei einer Anströmmachzahl von 2,2 ist ein Anstieg des statischen Druckes um das 2,8-fache (siehe Abbildung 2.7) notwendig, um eine Ablösung der Grenzschicht zu verursachen. Dies würde für den gegebenen Fall ein relatives statisches Wanddruckniveau von mehr als 0,27 erfordern.

Am Injektor erfolgt durch die Verdichtungsstöße an der Injektorspitze (I1) ein Druckanstieg. Dieser Anstieg lässt sich durch eindimensionale Stoßrechnung in seiner Höhe bestätigen. Im Anschluss daran ist eine Überlagerung der Expansion nach dem Injektorkeil mit dem Stoßsystem erkennbar. Dadurch fällt der statische Wanddruck im Bereich der Injektormitte (I2) ab und steigt stromab (FH1) wieder an. Die Druckmessung (FH1) erfolgt im Bereich zwischen Injektor und Flammhalter. Dieser erneute Druckanstieg zeigt auf, dass in diesem Bereich keine Expansion der Strömung stattfindet.

Durch den geringen Abstand zwischen Injektor und Flammhalter kann die Strömung in diesen Zwischenbereich nicht expandieren. Erst nach dem Flammhalter (FH2) erfolgt eine Expansion der Strömung. Die Druckmessungen zeigen, dass sich im Bereich mit konstantem Querschnitt (GF1 bis GF3) ein Schrägstoßsystem ausbildet, das sich bis in den divergenten Bereich erstreckt und dort die Expansion der Strömung hinauszögert. (DIV1 bis DIV3). Abbildung 5.4 zeigt das in dieser Sektion auftretende Schrägstoßsystem. Durch die Überlagerung zwischen der Expansion in den Nachlauf und dem Stoßsystem durch den Injektor stellt sich der zu beobachtende ansteigende und abfallende Wanddruckverlauf ein. Es bildet sich in der Brennkammer ein Shock-Train aus.

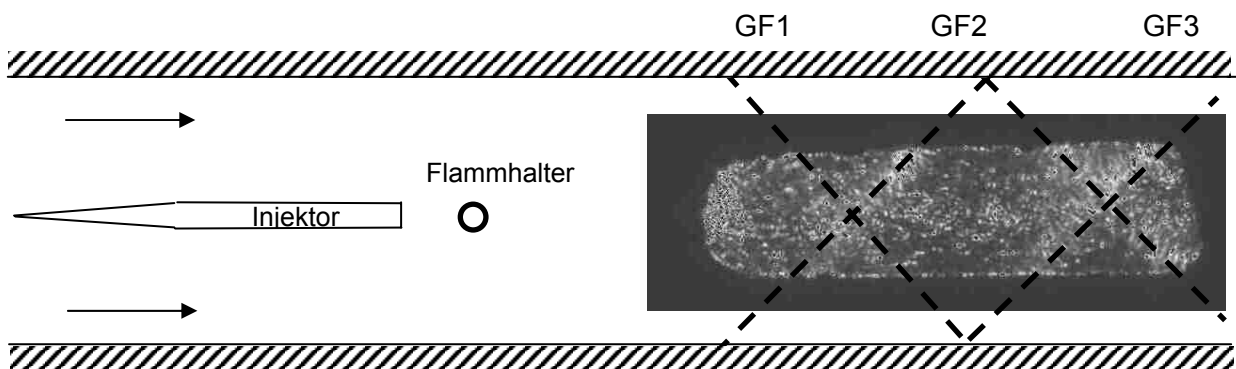


Abb. 5.4: Schlierenaufnahme des Shock-Train stromab des Injektors

Erst im divergenten Brennkammerbereich ist die Expansion eindeutig erkennbar. Es lässt sich mit Hilfe eindimensionaler Brennkammerberechnungen nach Kremer [83, 84] die minimale Austrittsmachzahl bei stoßfreier Strömung bestimmen.

Unter der Annahme, dass die Machzahl am Eintritt in den divergenten Brennkammerbereich minimal Mach 1,0 beträgt, um noch die Bedingung der Überschallströmung zu erfüllen, lässt sich für das gegebene Querschnittsverhältnis von  $A_4/A_5=1,5$  eine Machzahl am Ende des divergenten Abschnittes von 1,58 berechnen. Schlierenaufnahmen am Brennkammeraustritt zeigen einen abgehobenen Stoß, wie Abbildung 5.3 (Injektor1 und Injektor2) erkennbar ist. Bei dem gegebenen Keilwinkel von  $11^\circ$  liegen Verdichtungsstöße bis zu einer Machzahl von 1,45 an, wodurch die effektive Austrittsmachzahl unterhalb 1,45 liegen muss. Eine subsonische Strömung kann aus Entropiegründen ohne Wärmezufuhr oder ohne das Vorhandensein eines kritischen Querschnittes nicht auf Überschall beschleunigen. Da die Strömung am Austritt bei Kaltströmung supersonisch ist, muss die Strömung innerhalb der gesamten Brennkammer supersonisch sein. Dies zeigt, dass die Verdichtungsstöße und Grenzschichteffekte innerhalb des divergenten Brennkammerabschnittes die Strömung bis zum Austritt stark verzögern.

Der relative statische Wanddruck weist dort ein geringeres Niveau auf als am Lavaldüsenaustritt. Am Ende der Brennkammer liegt zudem eine niedrigere Machzahl vor. Dies wird durch die auftretenden Totaldruckverluste verursacht, hervorgerufen durch Verdichtungsstöße und Grenzschichteffekte. Dieser Totaldruckverlust lässt sich auch durch die Staudruckmessung am Austritt bestätigen. Am Brennkammeraustritt ist das Staudruckverhältnis  $\Pi_{BK}=p_{t5}/p_{t4}=0,44$ . Der auftretende Totaldruckverlust zeigt die Problematik der Überschallverbrennung in Brennkammern auf. Ein Totaldruckverlust von beispielsweise 20% würde bei einer Flugmachzahl von 6.0 den Triebwerksschub um ~14% gegenüber dem theoretisch maximal möglichen Schub reduzieren. Es ist somit notwendig, diesen Verlust zu minimieren. Dies kann beispielsweise durch eine möglichst kurze Brennkammer erreicht werden.

### 5.3.2 Injektor2

Die Ergebnisse der Messungen des statischen Wanddruckverlaufes bei der Verwendung des Injektors mit 5mm Dicke zeigen gravierende Unterschiede zu Injektor1 auf (siehe Abbildung 5.3). Durch den gleichen Keilwinkel wie bei Injektor1 müsste sich ein äquivalentes Stoßsystem ausbilden. Die größere Dicke des Injektors und damit kleiner Kanalbreite verzögert die Strömung stärker. Diese vergrößerte Drosselwirkung führt zu einem Anstieg des statischen Wanddruckes über ein kritisches Verhältnis von 0,27. Dadurch tritt über die Grenzschicht eine Druckrückwirkung in Richtung Lavaldüse auf. Diese führt zu einer Ablösung der Grenzschicht und zu einem dem Injektor vorgelagertem Stoßsystem. Der Verlauf des statischen Wanddruckes im Lavaldüsenauslauf zeigt, dass die Strömung in der Lavaldüse nicht mehr vollständig auf Mach 2,2 expandiert. Diese erfolgt nur bis Mach 1,6, was einem beobachtbaren relativen Druckniveau von 0,23 entspricht.

Die Auswirkung unterschiedlicher Drosselwirkung von Injektoren wurde numerisch durch Billig et al. [41] untersucht. Mit Hilfe unterschiedlicher Radien an der Spitze der Injektoren wurde die Stärke des Schrägstoßsystems am Injektor verändert.

In Abbildung 5.5 sind bei diesen Untersuchungen auftretenden Stoßsysteme vor den Injektoren dargestellt.

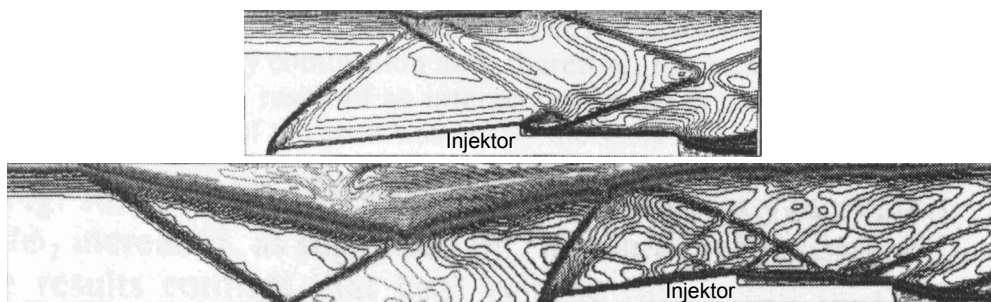


Abb. 5.5: Stoßsystem um zwei Injektoren mit unterschiedlichem Radius an der Spitze und identischer Geometrie im Rest (unten: größerer Radius) [41]

Durch die stärkere Androsselung des Injektors mit dem größeren Radius und dem damit einhergehenden stärkeren Verdichtungsstoß an der Spitze erfolgt eine Ablösung der Grenzschicht stromauf (siehe Abbildung 5.5 unten). Dadurch bilden sich vor dem Injektor ein komplexes Stoßsystem und eine ausgeprägte Ablöseblase aus. Die Ablösung der Grenzschicht mit dem daraus resultierenden Schrägstoßsystem verzögert die Strömung und es ist vor dem Injektor ein Druckanstieg beobachtbar.

In den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen liegt das kritische Druckverhältnis bei 0,53. Es kann deshalb ausgeschlossen werden, dass der Injektor einen neuen kritischen Querschnitt darstellt und die Strömung über den gesamten Querschnitt auf Unterschall verzögert wird. Der starke Druckabfall nach der Druckmessbohrung (I1) bestätigt das Vorhandensein einer ausgeprägten Ablöseblase. Die Strömung expandiert nach dem reflektierten Stoß um die Ablöseblase. Somit überlagert sich die Prandtl-Mayer-Expansion um die Injektorkante mit der Expansion um die Ablöseblase. Diese Expansion findet bis in

den Bereich nach dem Flammhalter (FH2) statt. Es folgt ein Shock-Train, der zu einem erneuten Anstieg des Druckes führt.

Das vorhandene statische Druckniveau bleibt bis zum Brennkammeraustritt auf einem höheren Level als bei Injektor1. Dies lässt sich damit begründen, dass die Strömung schon vor dem Injektor ein geringeres Machzahl- und somit höheres Druckniveau aufweist. Zusätzlich verändert sich die Struktur des Stoßsystems im divergenten Bereich. Injektor2 zeigt eine Expansion der Strömung direkt zu Beginn des divergenten Bereichs auf. Durch die andere Lage und Konfiguration des Stoßsystems bei Injektor2 im Vergleich zu Injektor1 tritt weder eine Interaktion der Stöße direkt an der divergenten Kante auf, noch erfolgt dort eine Ablösung der Grenzschicht.

Hieran ist der Einfluss der sich bei variablen Betriebsbedingungen veränderbaren Konfiguration der Verdichtungsstöße auf die Grenzschicht innerhalb der Brennkammer erkennbar. Die Lage der Verdichtungsstöße ist in jedem Betriebszustand nur begrenzt vorher bestimmbar. Dies zeigt die Notwendigkeit auf, ein Injektorsystem zu verwenden, das bei unterschiedlicher Stoßkonfiguration eine stabile Verbrennung gewährleistet.

Das variierende Stoßsystem ist auch in Hinblick auf den vorhandenen Totaldruckverlust relevant. Hierbei stellt sich die Frage, inwieweit sich die auftretende Strömungsablösung vor dem Injektor2 bezüglich des Totaldruckverlustes im Vergleich zum Injektor1 auswirkt. Dies ist insbesondere von Interesse, da im Dualmodusbetrieb durch thermisches Blockieren eine gezielte Strömungsablösung vor dem Injektor verursacht wird. Durch das dem Injektor vorgelagerte Stoßsystem und die somit verringerte Strömungsgeschwindigkeit ist für den Injektor2 eine geringere Austrittsmachzahl zu erwarten. Dies ist auch an Schlierenbildern am Brennkammeraustritt erkennbar. Der Verdichtungsstoß am Keil ist bei Injektor2 weiter abgehoben als bei Injektor1. Der statische Wanddruck ist am Austritt bei Injektor2 höher im Vergleich zu Injektor1. Es lässt sich ein äquivalenter Totaldruckverlust für beide Injektoren ermitteln. Dies zeigen auch die Staudruckmessungen, die für beide Injektoren ein Totaldruckverhältnis  $\Pi_{BK} = p_{t5}/p_{t4}$  von 0,44 am Brennkammeraustritt erkennen lassen. Beide Struts führen somit zu einem äquivalenten Totaldruckverlust, obwohl die Strömung um den Injektor2 aufgrund der Strömungsablösung stärker verzögert wird. Die Verzögerung findet über mehrere Schrägstöße statt, die schon vor dem Injektor beginnen. Diese Schrägstöße verringern die Strömungsgeschwindigkeit mit einem niedrigeren Totaldruckverlust als ein starker einzelner Schrägstoß. Somit führt die stärkere Verzögerung der Strömung bei Injektor2 zu dem gleichen Totaldruckverlust, wie er bei Injektor1 auftritt.

Durch diesen Vorgang können auch erste Rückschlüsse auf das Verhalten im Dualmodusbetrieb bei steigender Drosselung der Strömung gezogen werden. Ein thermisches Blockieren der Strömung vergrößert das Schrägstoßsystem vor dem Injektor, wodurch der Totaldruckverlust weiter abnimmt.

## 5.4 Brennstoffzufuhr

Für die Verbrennung wird Wasserstoff axial in den Nachlauf und lateral in die Überschallströmung eingeblasen. Da die Totaltemperatur der Strömung in den durchgeführten Untersuchungen unterhalb der Selbstzündtemperatur von Wasserstoff in Luft liegt, kann ausgeschlossen werden, dass eine Selbstzündung des Gemisches stattfindet. Es ist somit eine getrennte Betrachtung der Auswirkung der Brennstoffzufuhr ohne und mit Verbrennung möglich.

Die Zufuhr von Pilotwasserstoff in den Nachlauf der Strömung führt bei beiden Injektoren zu keinem messbaren Einfluss. Dies liegt einerseits in der axialen Einblasung begründet, aber auch daran, dass die Wasserstofftemperatur äquivalent zur statischen Temperatur der Überschallströmung ist. Zusätzlich ist der Massenstrom des Pilotwasserstoffes im Vergleich zum Luftmassenstrom mit einem Äquivalenzverhältnis von 0,03 gering, wodurch nur eine geringe Veränderung der Gaskonstanten des Gemisches auftritt.

Einen stärkeren Einfluss zeigt die Einblasung des Wasserstoffs lateral in die Überschallströmung. So steigt der statische Wanddruck im Bereich um den Injektor bis zu maximal 15% bei höchstem Brennstoffdruck von 4,0MPa an. Dies lässt sich durch das an den Wasserstoffstrahlen entstehendem Stoßsystem erklären (siehe Kapitel 2.1.2.1). Die Stärke der Stöße ist von dem Bohrungsradius der Einspritzung und von der Eindringtiefe und somit vom Brennstoffdruck abhängig [57]. Damit lässt sich auch der bei steigendem Brennstoffmassenstrom zusätzliche Totaldruckverlust erklären, der bis auf 6% bei 4,0MPa Brennstoffdruck sein Maximum erreicht. Ein Unterschied im Totaldruckverlust bei beiden Injektoren kann aufgrund der allgemeinen Streuung der Messergebnisse nicht eindeutig nachgewiesen werden.

Eine Veränderung des statischen Wanddruckverlaufes vor den Injektoren ist bei lateraler Brennstoffzufuhr nicht zu beobachten. Dies zeigt auf, dass hierdurch die Strömung um den Injektor nicht ausreichend verzögert wird, um eine Strömungsablösung vor diesem zu verursachen.

## 5.5 Stabilisierungen der Pilotflamme

Wie die Freistrahlundorschungen zeigen, ist die Stabilität der Pilotflamme die Grundlage für die Verbrennung in der Überschallströmung. Es stellt sich somit die Frage, ob ein Zünden und Stabilisieren der Pilotflamme in der Dualmodus-Modellbrennkammer ebenfalls möglich ist.

Durch die optische Zugänglichkeit der Brennkammer kann die Pilotflamme analog zu den Freistrahlundorschungen über eine Serie fokussierter Laserpulse gezündet werden. Hierbei wurde der Fokuspunkt so gewählt, dass die Zündung kurz vor dem Flammhalter im Impingement-Punkt der Brennstoffstrahlen stattfindet.

Der Vorgang der Zündung verhält sich innerhalb der Brennkammer analog zu dem im Freistrah. Durch die Laserpulse wird das Brennstoff-Luft-Gemisch gezündet. Der Flammhalter erhitzt sich stufenweise. Bei ca. 1300K Oberflächentemperatur findet ein „Durchzünden“ der Flammhalterreaktion statt und die Pilotflamme stabilisiert sich. Das Zündverhalten bezüglich der Masseströme der Pilotflamme und somit der Brennstoffdrücke erweist sich bei beiden Injektoren äquivalent zu den Freistrahlundorschungen. So führen hohe Brennstoffmassenströme zu einer Verminderung der Zündfähigkeit der Pilotflamme. Eine Zündung bei einem Brennstoffdruck von über 0,6MPa ist in keinem Experiment möglich. Die Untersuchungen zeigen, dass der optimale Druck der Pilotmassenströme für beide Injektoren bei 0,4MPa liegt. Dieses Optimum kann auch in den Freistrahlundorschungen bei Injektoren mit dem gleichen Abstand des Flammhalters gefunden werden.

### 5.5.1 Ausbreitung der Pilotflamme in der Brennkammer

Erreicht die Flammhaltertemperatur das Niveau, bei dem sich ein Gleichgewicht zwischen Wärmeaufnahme und Kühlung einstellt, stabilisiert sich die Pilotflamme. Die Pilotflamme ist in dem Bereich zwischen einem Brennstoffstrahl und den Brennkammerwänden erkennbar. Sie stellt im Gegensatz zu den Freistrahlundorschungen keine Einhüllende mehr dar. Die maximale Wärmefreisetzung der Pilotflamme am Flammhalter findet im zentralen Bereich stromab des Impingement-Punktes der Brennstoffstrahlen statt. Dadurch glüht dieser auf ca. 60% seiner Länge, Abbildung 5-7.

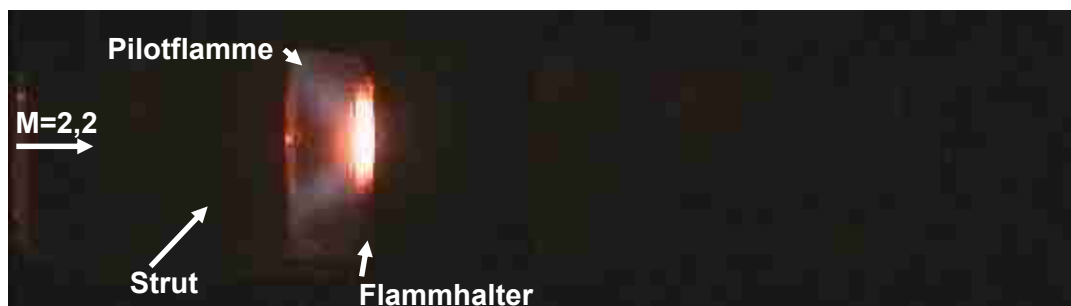


Abb. 5.6: Pilotflamme im Eigenleuchten; Flammhalter glüht auf 60% der ganzen Länge

Es ist erkennbar, dass die Flammhaltertemperatur in Richtung Seitenwände stark abfällt. Dies deutet auf eine geringe Reaktion und Wärmefreisetzung der Pilotflamme in Wandnähe hin. Die Pilotflamme breitet sich stromab des Flammhalters über die gesamte Brennkammerbreite aus. Die laterale Ausbreitung der Pilotflamme in Strömungsrichtung, was dem Scherschichtwachstum zwischen Flamme und Umgebungsströmung entspricht, konnte in den Untersuchungen indirekt ermittelt werden. Bei langem Betrieb der Brennkammer, bei der die Pilotflamme mit einer resultierenden Flammhaltertemperatur von über 1300K stabilisiert wird, tritt eine langsame Degeneration der Flammhalteroberfläche auf. Dies führt zu einem kontinuierlichen Abdampfen von Material. Dieses wird durch die Pilotflamme stromab geführt, mischt sich in die Überschallströmung ein und lagert sich an den Seitenwänden der Brennkammer und Gläser ab. Untersuchungen bei einem 50-minütigen Betrieb zeigen diesen Niederschlag des Metalls an den Gläsern der Brennkammer, Abbildung 5.7.



Abb. 5.7: Niederschlag des Flammhaltermaterials an einem Quarzglas der Brennkammer

An diesem Niederschlag lassen sich die Stromlinien erkennen, die aufzeigen, dass die Strömung innerhalb der Pilotflamme nicht parallel verläuft, sondern sich die Pilotflamme mit einem Winkel von  $5^\circ$  aufweitet. In numerischen Untersuchungen konnte Drummond [86, 87, 88] nachweisen, dass das Scherschichtwachstum einer Unterschallflamme zu einer Überschallströmung in der gleichen Größenordnung liegt. Hieraus resultieren für die gegebene Konfiguration hohe Einmischlängen der Pilotflamme in die Überschallströmung.



### 5.5.2 Einfluss des Pilotwasserstoffmassenstroms auf die Flammhaltertemperatur

Die Verbrennung innerhalb der Pilotflamme wird durch den Flammhalter initiiert und aufrechterhalten. Hierbei tritt ein Gleichgewicht zwischen Wärmeaufnahme und -abgabe an der Oberfläche des Flammhalters auf. Dadurch ist dieser während des gesamten Betriebes von Heißgasen und Luft bei hoher Temperatur umgeben. Um die auftretenden thermischen Belastungen zu kompensieren, kann dessen Oberflächentemperatur durch eine aktive und passive Kühlung geregelt werden. Für die aktive Kühlung ist der Flammhalter analog zur Freistrahlfunktion als Röhren konzipiert, durch die kalte Luft als Kühlmedium strömt. Zudem haben die Brennstoffstrahlen selbst einen Einfluss auf die Kühlwirkung an dem Flammhalter. Dies wird nachfolgend als passive Kühlung bezeichnet.

Wie auch bei den Freistrahlforschungen zeigen die Experimente in der Brennkammer einen unterschiedlichen Einfluss der Brennstoffmassenströme der Pilotflamme auf die Flammhaltertemperatur.

Erste Untersuchungen wurden bei einer reinen Variation des Pilotbrennstoffmassenstromes durchgeführt und ohne Pilotluftzufuhr. Beide Injektoren zeigen hierbei äquivalentes Verhalten auf. Bei einem Brennstoffdruck von 0,4MPa total stellt sich nach der Zündung eine Oberflächentemperatur am Flammhalter von ca. 1300K ein.

Durch die bei niedrigem Brennstoffdruck verringerte Kühlwirkung der Brennstoffstrahlen stellt sich bezüglich der Oberflächentemperatur am Flammhalter ein ungünstiger Gleichgewichtszustand ein. Die Wärmefreisetzung führt zu einer stark steigenden Oberflächentemperatur des Flammhalters, die ihrerseits mit einer gesteigerten Reaktion und Wärmefreisetzung an diesem einhergeht. Nach Oswatich [48] kann die maximale Temperatur bei der Verbrennung von Wasserstoff in Luft 3000K erreichen. Ein derartiges Temperaturniveau würde zu einer Zerstörung des Flammhalters führen, weshalb der Wärmefreisetzung Grenzen durch das Flammhaltermaterial gesetzt sind. So stellt für den Injektor1 ein Pilotwasserstoffdruck von 0,35MPa und für den Injektor2 von 0,25MPa die untere Grenze dar. Abbildung 5.8 zeigt den schlagartigen starken Temperaturanstieg am Flammhalter, bei einem Pilotwasserstoffdruck von 0,3MPa an Injektor1.

Ist bei niedrigem Druck der Pilotmassenstromzufuhr die Wärmeabfuhr geringer als die Wärmezufuhr durch die Verbrennung in der Pilotflamme, tritt ein sofortiger starker Temperaturanstieg am Flammhalter auf. Durch eine Erhöhung des Pilotdruckes kann die Temperatur auf ein niedrigeres Niveau geregelt werden, wodurch eine Schädigung des Flammhalters vermieden werden kann. Der Unterschied der minimalen Brennstoffdrücke beider Injektoren, die zu einer Schädigung des Flammhalters führen, lässt sich mit der Umgebungsströmung begründen.

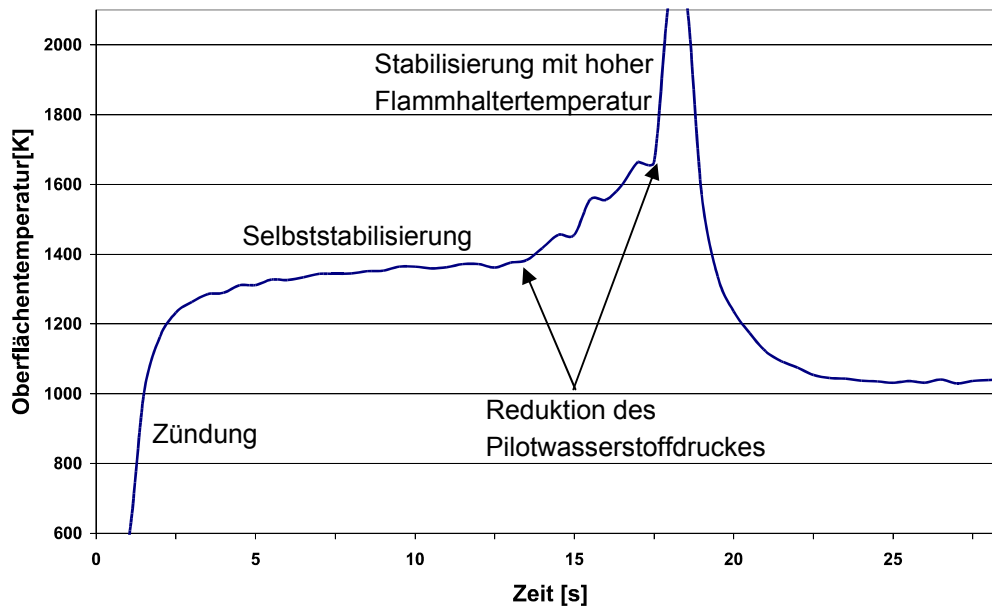


Abb. 5.8: Oberflächentemperatur des Flammhalters nach Zündung, Selbststabilisierung der Pilotflamme erfolgt bei geringem Pilotbrennstoffmassenstrom auf einem hohen Temperaturniveau

Luft aus der Überschallströmung fördert die Verbrennung am Flammhalter und führt zu einer Erhöhung der Flammhaltertemperatur. Bei beiden Injektoren findet ein Flammhalter mit dem gleichen Durchmesser von 3mm Verwendung. Dieser hat den gleichen Durchmesser wie die Dicke des Injektor1 und dessen Nachlaufs. Es besteht ein direkter Austausch von Gasen zwischen der durch den Flammhalter stabilisierten Pilotflamme und der Scherschicht zur Überschallströmung. Der Injektor2 weist hingegen die 1,67-fache Dicke des Flammhalters auf. In Untersuchungen [34, 53, 85] wurde gezeigt, dass sich der Nachlauf eines Strut-Injektors nicht unmittelbar nach dem stromab gewandten Ende des Injektors einschnürt. Dadurch reduziert sich bei Injektor2, der einen größeren Nachlauf besitzt als der Durchmesser des Flammhalterrohres ist, die Interaktion zwischen Pilotflamme, Flammhalter und Umgebungsströmung. Bei Injektor1 besteht eine direkte Interaktion zwischen der Umgebungsströmung und dem Flammhalter. Dadurch wird ein höherer Anteil an Umgebungsluft der wasserstoffreichen Pilotflamme am Flammhalter zugeführt. Dies führt bei äquivalenten Pilotmassenströmen und Eintrittsbedingungen zu einem günstigeren Äquivalenzverhältnis und einer höheren Flammhaltertemperatur.

Durch ein stufenweises Erhöhen des Druckes in 0,1MPa-Schritten sinkt infolge der steigenden passiven Kühlwirkung des Brennstoffes die Flammhaltertemperatur ab. Diese kann bis auf ca. 800K bei einem Brennstoffdruck von 0,8MPa reduziert werden, wie in Abbildung 5.9 dargestellt.

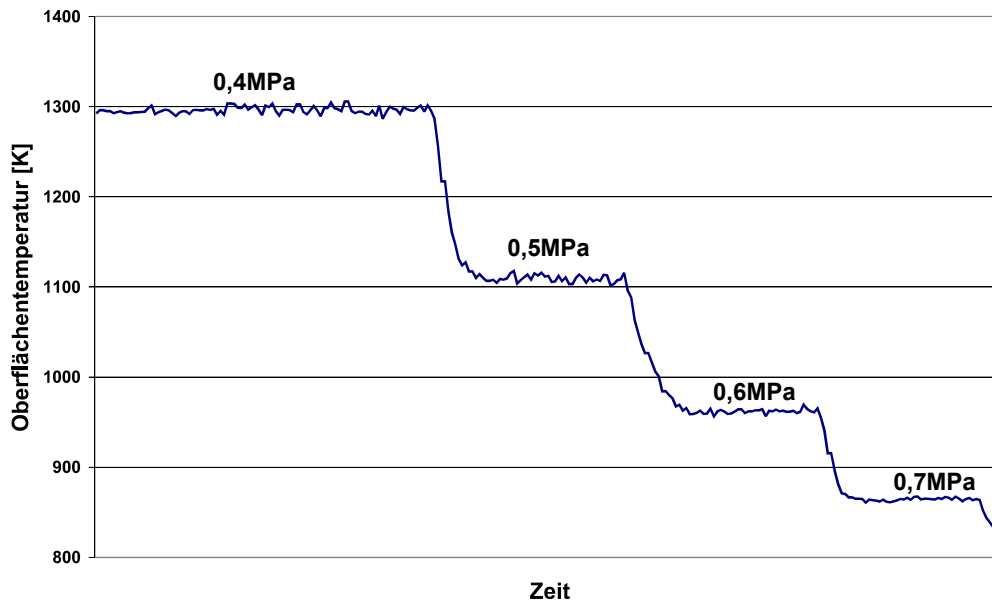


Abb. 5.9: Oberflächentemperatur des Flammhalters in Abhängigkeit zum Pilotbrennstoffmassenstrom

Der Einfluss des Pilotwasserstoffmassenstroms spiegelt sich auch bei dem Zündverhalten der Pilotflamme wider. Nach erfolgter Zündung bleibt die Oberflächentemperatur des Flammhalters nicht auf dem Zündniveau von 1300K, sondern nimmt das Niveau des Gleichgewichtszustandes für den vorhandenen Brennstoffdruck an. Hiermit lässt sich die Abhängigkeit der Zündfähigkeit der Pilotflamme vom Brennstoffdruck begründen. Mit wachsendem Druck der Brennstoffzufuhr steigt die Wärmeabfuhr am Flammhalter. Dies führt beispielsweise dazu, dass sich bei 0,5MPa Druck ein Gleichgewicht bei 1100K einstellt. Da für die Zündung ein Temperaturniveau erreicht werden muss, das oberhalb dieses Temperaturgleichgewichtszustandes liegt, muss dies durch eine längere Energiezufuhr bei der Zündung kompensiert werden. So ist letztendlich bei einem Brennstoffdruck oberhalb von 0,7MPa total die Wärmeabfuhr größer, als die Wärmezufuhr durch den verbrennenden Wasserstoff. Deshalb kann eine stabile Pilotflamme bei hohem Brennstoffdruck nicht initiiert werden.

Wie die Untersuchungen zeigen, ist der Pilotwasserstoffzufuhr Grenzen gesetzt. Hierbei ist von Bedeutung, dass der Massenstrom nicht beliebig erhöht werden kann. Dadurch ist der gesamte Heißgasmassenstrom, der durch die Pilotflamme bereitgestellt werden kann, nach oben begrenzt. Es stellt sich somit die Frage, ob dies durch die Pilotluftzufuhr verändert werden kann.

### 5.5.3 Einfluss zusätzlicher Pilotluftzufuhr

Für die Untersuchungen mit zusätzlicher Pilotluft wurde zu Beginn der Wasserstoffdruck auf einem konstanten Niveau von 0,4MPa gehalten. Der Druck für die Luftzufuhr beträgt hierbei zu Anfang 0,2MPa. Im Anschluss wurde der Pilotluftmassenstrom von 0,2MPa auf 0,8MPa Totaldruck und zurück geregelt. Danach erfolgte eine Erhöhung des Wasserstoffdrucks um 0,1MPa und der Pilotluftmassenstrom wurde gleichermaßen zwischen 0,2MPa und 0,8MPa variiert. Diese Sequenz wurde wiederholt, bis der Wasserstoffdruck von 0,8MPa erreicht wurde.

Beide Injektoren zeigen bezüglich der Brennstoffzufuhr für die Pilotflamme und der Flammhaltertemperatur wiederum ähnliches Verhalten auf. Aus diesem Grund soll hier detailliert nur auf die Auswirkungen am Beispiel des Injektor1 eingegangen werden. In Abbildung 5.10 sind hierfür die Äquivalenzverhältnisse der Pilotflamme in Abhängigkeit zum Brennstoff- und Luftdruck aufgeführt.

$p_{H_2}$ [MPa]	$p_{Luft}$ [MPa]							
	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	
0,2	8,9	4,8	3,3	2,5	2,0	1,6	1,4	
0,3	24	13	9,0	6,8	5,4	4,5	3,8	
0,4	39 ①	21	14	11	8,7	7,2	6,1	
0,5	54	29	20	15	12	10	8,5	
0,6	69	37	25	19	15	13	11	
0,7	84	46	31	23	19	16	13	
0,8	100	54	37	28	22	18	16	

----► Variationsbereich der Brennstoffdrücke

Maximales Äquivalenzverhältnis der Pilotflamme (Umgebungsluft einbezogen) 0,041

Abb. 5.10: Äquivalenzverhältnis in der Pilotflamme in Abhängigkeit zu den Brennstoffdrücken, ohne Berücksichtigung der Überschallströmung

In Abbildung 5.11 ist der Verlauf der Flammhaltertemperatur dargestellt, der sich bei Durchführung der oben genannten Sequenzen einstellt. Da die Brennstoffmassenströme manuell eingestellt wurden, sind die einzelnen Sequenzen in ihrer Durchführungsdauer nicht identisch. Deshalb werden sie in der Abbildung über die Nummerierung identifiziert und durch die zugehörigen Pfeile abgegrenzt.

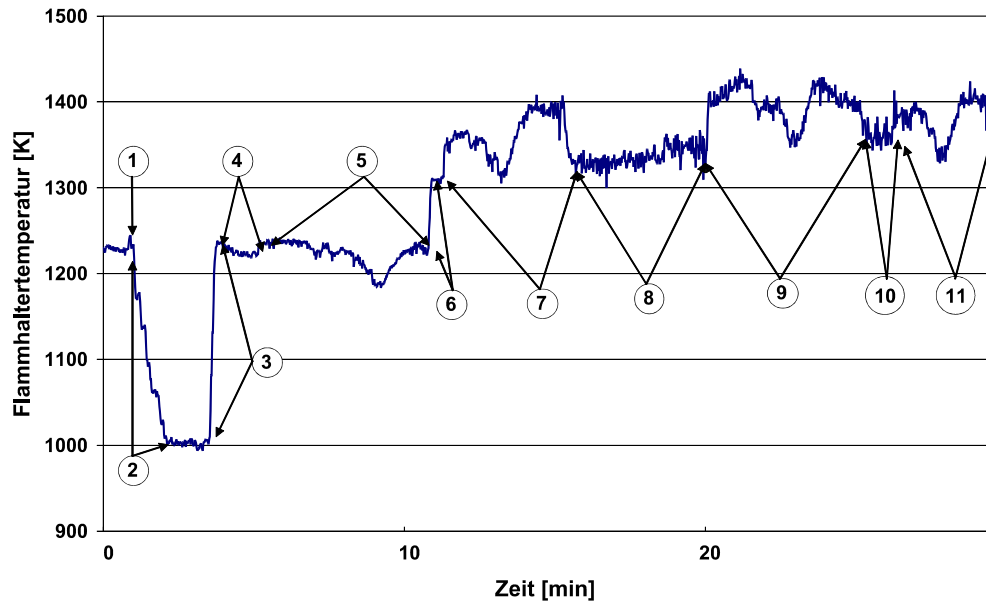


Abb. 5.11: Abhängigkeit der Oberflächentemperatur des Flammhalters von den Pilotbrennstoffdrücken

Bei 0,4MPa Pilotbrennstoff- und 0,2MPa Pilotluftdruck stellt sich eine Oberflächentemperatur von 1220K ein (1). Durch eine stufenweise Erhöhung des Luftmassenstromes, was einer Reduzierung des Äquivalenzverhältnisses auf  $\Phi_{\text{pilot}}=6,2$  entspricht, sinkt die Flammhaltertemperatur bis auf 1000K ab (2). Ein Vergleich der Temperaturänderung bei reiner Wasserstoffzufuhr zeigt eine unterschiedlichere Auswirkung als bei Luftzufuhr auf. Eine Erhöhung des Wasserstoffdruckes um 0,4MPa führt zu einem Absinken der Flammhaltertemperatur von 500K. Eine Erhöhung des Pilotluftdruckes um 0,6MPa reduziert diese nur um 250K.

Dies lässt sich einerseits mit dem geringen Volumenstrom der Luftzufuhr begründen. Da hierfür nur eine Bohrung verwendet wird, ist die Kühlwirkung geringer als die des Brennstoffes, der über zwei Bohrungen und somit mit doppeltem Volumenstrom zugeführt wird. Zudem reduziert die Pilotluft das Äquivalenzverhältnis in der Pilotflamme in Richtung des stöchiometrischen Verhältnisses. Dies geht mit einer höheren Wärmefreisetzung einher.

Eine anschließende Reduktion des Pilotluftmassenstromes zurück auf 0,2MPa resultiert erwartungsgemäß in einer Temperaturerhöhung auf das Anfangsniveau (3) und dem vorherigen Gleichgewichtszustand.

Die in Sequenz (4) durchgeführte Erhöhung des Wasserstoffdruckes um 0,1MPa reduziert die Flammhaltertemperatur. Bei gleichzeitiger Pilotluftzufuhr mit 0,2MPa ist der Temperaturabfall geringfügig im Vergleich zu einer reinen Wasserstoffeinspritzung. Dies lässt sich ebenfalls mit der zusätzlichen Zufuhr von Pilotluft begründen. Ein Erhöhen des Luftdruckes (5) führt in diesem Fall erneut zu einem geringen Absinken der Flammhaltertemperatur und einem Anstieg bei nachfolgender Reduzierung des Pilotluftdruckes.

Durch ein weiteres Steigern des Brennstoffmassenstroms kehrt sich die Wirkung der Wasserstoffzufuhr auf die Flammhaltertemperatur um (6). Anders als bei reiner Brennstoffeinspritzung, die mit steigendem Wasserstoffmassenstrom zu einer Reduktion der Flammhaltertemperatur führt, wirkt sich das Vorhandensein der über den Injektor eingeblasenen

Luft aus. Die Flammhaltertemperatur steigt an, obwohl die Pilotflamme fetter betrieben wird. Ebenfalls wirkt sich die Pilotluftzufuhr anders aus. Bei einer Erhöhung bis zu einem Pilotluftdruck von 0,45MPa steigt zunächst die Flammhaltertemperatur an, um dann bis zu einem Druck von 0,8MPa wieder abzufallen (7). Dieses Verhalten wiederholt sich bei weiter vorgeführter Sequenz (8 bis 11), wobei der Gradient des Temperaturanstieges mit steigender Wasserstoffzufuhr abnimmt (8, 10). Die Flammhaltertemperatur stabilisiert sich bei hohen Pilotbrennstoffmassenströmen letztendlich innerhalb eines Bereiches zwischen 1300K und 1500K.

Die Untersuchungen zur Variation der Pilotmassenströme zeigen, dass die Flammhaltertemperatur durch die zusätzliche Pilotluftzufuhr weitgehend von den Brennstoffmassenströmen entkoppelt werden kann. Bei reiner Brennstoffzufuhr hingegen tritt eine starke Kühlung des Flammhalters auf. Da die Oberflächentemperatur des Flammhalters essentiell für die Stabilität der Pilotflamme ist, führt dies zu einer Begrenzung des maximalen Brennstoffmassenstroms. Durch eine zusätzliche Einblasung von Luft in den Nachlauf kann einem Absinken der Flammhaltertemperatur entgegengewirkt werden. Es ist möglich, den Brennstoffmassenstrom für die Pilotflamme weiter zu erhöhen. Dies gestattet somit die Menge der von der Pilotflamme generierten Heißgase und Radikale über einen großen Bereich zu variieren.

#### 5.5.4 Variation der Totaltemperatur

Wie die Freistrahlundorschungen zeigen ist es für einen stabilen Betrieb notwendig, dass die Verbrennung der Pilotflamme über den gesamten Betriebsbereich aufrechterhalten wird. Zur Bestimmung von Stabilitätsbedingungen wurden die Totaltemperatur, der Totaldruck am Brennkammereintritt und die Massenströme der lateralen Brennstoffzufuhr verändert.

Bei der Variation des Totaldruckes zwischen 0,5MPa und 0,8MPa und der Totaltemperatur zwischen 420K und 620K tritt bei keinem der durchgeführten Versuche ein Verlöschen der Pilotflamme auf. Ebenso ist eine Variation des Pilotmassenstromdruckes bei den gegebenen Injektoren zwischen 0,4 und 0,9MPa möglich. Eine sinkende Temperatur der Überschallströmung führt gleichermaßen zu einer Reduktion der Flammhaltertemperatur. Hieraus ergibt sich für die gegebene Konfiguration eine untere Totaltemperaturgrenze. Sinkt die Oberflächentemperatur des Flammhalters unterhalb 800K, so erweist sich die Pilotflamme als nicht mehr stabilisierbar und ein Verlöschen tritt auf.

Insgesamt stellt sich für die innerhalb dieser Untersuchungen verwendeten Injektoren eine minimale Totaltemperatur der Überschallströmung von 420K ein, bei der die Flamme noch stabilisierbar bleibt. Dies entspricht einer Totaltemperatur, die bei einer Flugmachzahl von 2,5 auftritt. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass die Pilotflamme mit der Injektorkonfiguration, bestehend aus einem Strut und Flammhalter, über den gesamten Dualmodusbetriebsbereich stabilisiert werden kann.

### 5.5.5 Auswirkungen der Pilotflamme auf die Überschallströmung

Durch die Erhöhung des Wasserstoffmassenstroms steigt der statische Wanddruck im Bereich um den Flammhalter und stromab des Injektors an, Abbildung 5.12. Dies sind Auswirkungen des höheren Gesamtbrennstoffmassenstromes der Pilotflamme und der infolge der Verbrennung höheren Wärmefreisetzung.

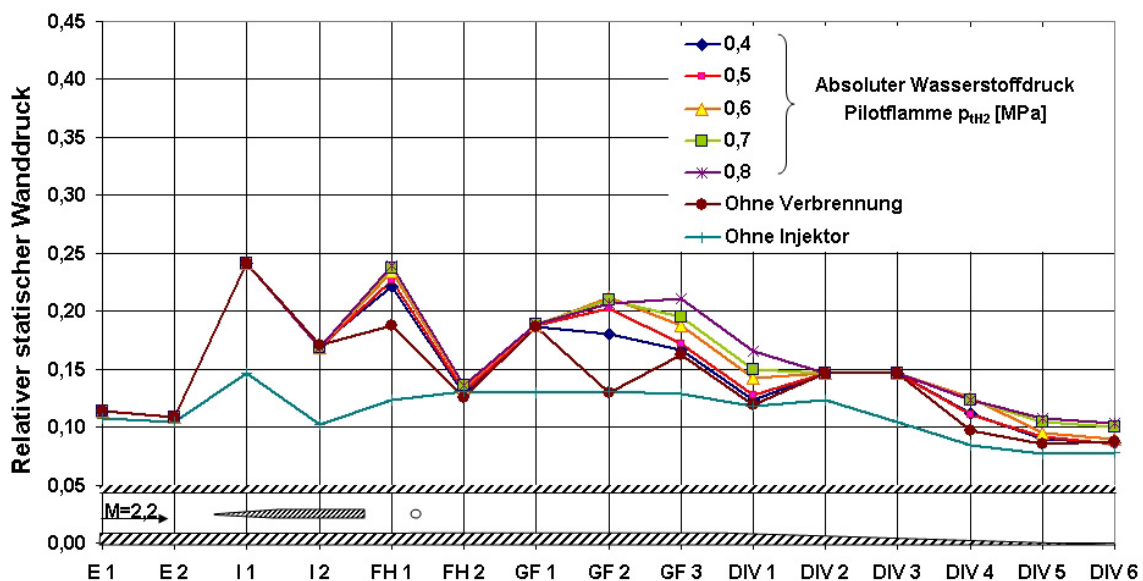


Abb. 5.12: Verlauf des relativen statischen Wanddruckes bei Injektor1 in Abhängigkeit zum relativen Pilotwasserstoffdruck,  $p_{tLuft}=0,2\text{MPa}$

Die Verbrennung und damit verbundene Wärmefreisetzung innerhalb der Pilotflamme führt zu einer Expansion der Pilotflamngase und zu einem Anstieg des statischen Druckes. Dies spiegelt sich in dem Druckanstieg im Bereich zwischen Injektor und Flammhalter wider. Bei maximalem Pilotbrennstoffmassenstrom wird ein gesamtes Äquivalenzverhältnis von 0,04 erreicht. Bei diesem niedrigen Äquivalenzverhältnis kann der geringe Druckanstieg bei Injektor2 durch eindimensionale Rechnung nachgewiesen werden. Bei Injektor1 stellt sich der Anstieg des statischen Wanddruckes als zu hoch für den vorhandenen Brennstoffmassenstrom heraus. Der überhöhte Druckanstieg lässt sich damit begründen, dass der Nachlauf von Injektor1 die gleiche Abmessung wie der Flammhalter aufweist.

Es ist somit der Pilotflamme nicht möglich den Flammhalter zu umströmen, ohne die Überschallströmung zu stören. Dies führt zu einer Verringerung des freien Strömungsquerschnittes und einer verstärkten Verzögerung der Überschallströmung, verbunden mit Verdichtungsstößen und einer Erhöhung des Totaldruckverlustes. Dies kann mittels der



Staudruckmessungen am Austritt der Brennkammer erkannt werden. So sinkt bei Injektor1 infolge der Zündung der Pilotflamme das Totaldruckverhältnis  $\Pi_{BK}=p_{t5}/p_{t4}$  am Brennkammeraustritt von 0,44 auf 0,38 ab.

Bei dem Injektor2 ist hingegen nur ein geringer Anstieg des statischen Wanddruckes und des Totaldruckverlustes feststellbar, Abbildung 5.13.

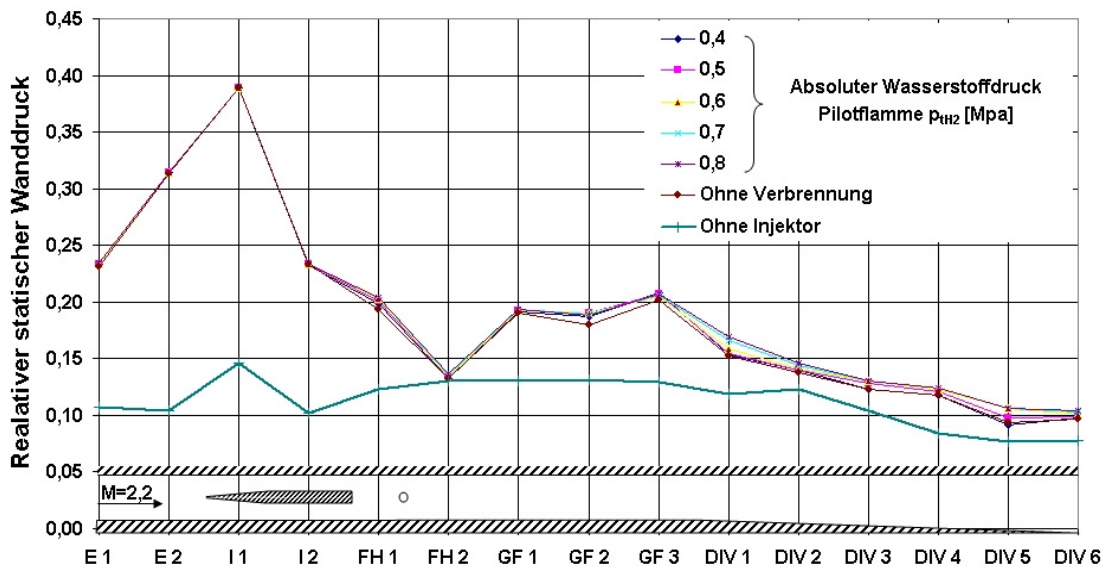


Abb. 5.13: Verlauf des relativen statischen Wanddruckes bei Injektor2 in Abhängigkeit zum relativen Pilotwasserstoffdruck,  $p_{tLuft}=0,2\text{MPa}$

Durch die größere Abmessung des Nachlaufes im Vergleich zum Flammhalterdurchmesser zeigt dieser nicht die gleiche Drosselwirkung wie der Injektor1. Die Pilotflamme kann ohne messbaren zusätzlichen Aufstau der Überschallströmung abfließen. Die Erhöhung des statischen Wanddruckes kann somit rein auf die Wärmefreisetzung durch die Pilotflamme zurückgeführt werden. Die geringere Beeinflussung der Überschallströmung durch die Pilotflamme führt zu keinem messbaren Anstieg des Totaldruckverlusts. Im Vergleich tritt somit bei Injektor1 nach der Zündung ein höherer Totaldruckverlust auf. Hieraus lässt sich für künftige Injektorsysteme ableiten, dass der Flammhalter eine geringere Abmessung als der Strutnachlauf aufweisen muss, um den Totaldruckverlust zu minimieren.

## 5.6 Verbrennung in der Überschallströmung

Aufgrund der niedrigen Temperatur am Brennkammereintritt ist für die Zündung des in der Überschallströmung vor vermischten Wasserstoffs eine Pilotflamme erforderlich. Die Untersuchungen zeigen, dass sich mittels des neuartigen Injektor-Konzepts eine Pilotflamme im Nachlauf des Injektors über einen großen Bereich variierender Bedingungen stabilisieren lässt. Durch die Verwendung zusätzlicher Pilotluft ist es möglich, den Pilotmassenstrom über einen großen Bereich zu variieren. Dies erlaubt den Massenstrom an Heißgasen und die Menge der Radikale zu verändern. Ist die Temperatur innerhalb der Brennkammer unterhalb der Selbstzündtemperatur von Wasserstoff in Luft, so stellen diese Heißgase und Radikale eine kontinuierliche Zündquelle für den Wasserstoff in der Überschallströmung dar.

In den nachfolgend diskutierten Ergebnissen der Experimente wird dargestellt, inwieweit die Verbrennung durch die Pilotflamme gezündet und beeinflusst wird. Zudem wird aufgezeigt, wie sich bei variablen Wasserstoffmassenströmen die Betriebsbedingungen innerhalb der Brennkammer in Abhängigkeit zu den Injektoren verändern. Der Einfluss auf den Totaldruckverlust, die Austrittsmachzahl und auf den Ausbrand ist bezüglich des Betriebsverhaltens von Interesse.

In den Untersuchungen wurden beide Injektoren miteinander verglichen um festzustellen, welcher Injektor das bessere Betriebsverhalten aufweist. Hierzu wurde zu Beginn die Pilotflamme gezündet und anschließend der Wasserstoff normal in die Überschallströmung eingeblasen. Der Druck der lateralen Brennstoffzufuhr wurde in 0,5MPa-Schritten von 1MPa bis 4MPa variiert. Die Totaltemperatur am Brennkammereintritt betrug bei diesen Untersuchungen ebenfalls 620K, wodurch eine Selbstzündung des Wasserstoffes innerhalb der Überschallströmung ausgeschlossen werden kann.

### 5.6.1 Untersuchung des 3mm-Injektors

Sowohl an dem statischen Wanddruckverlauf als auch an der Messung der Austrittstemperatur ist erkennbar, dass bei lateraler Brennstoffzufuhr eine Erhöhung der Wärme-freisetzung innerhalb der Brennkammer eintritt. Diese geht einher mit der Verbrennung des Wasserstoffs in der Überschallströmung. Selbst bei einer statischen Temperatur am Brennkammereintritt von 340K ist somit eine Zündung des vorvermischten Wasserstoffes mittels der Pilotflamme möglich.

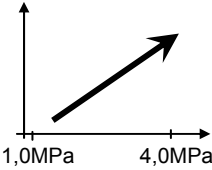
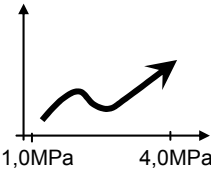
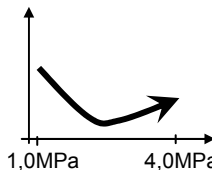
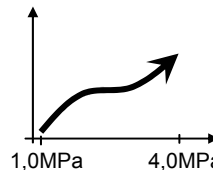
Äquivalenzverhältnis	$T_t$ Ausgang	Ausbrand	Machzahl am Austritt
			

Tabelle 5.1: Qualitative Veränderung von Messgrößen bei Erhöhung des Brennstoffdruckes

Betrachtet man den Verlauf der Totaltemperatur, des Ausbrandes und der Machzahl am Brennkammeraustritt bei steigendem Äquivalenzverhältnis, so zeigen diese anfänglich einen Widerspruch auf, Tabelle 5.1. Mit steigender Brennstoffzufuhr erhöht sich anfänglich die Wärmefreisetzung, gemessen an der Totaltemperatur. Dennoch sinkt der Ausbrand ab. Mit weiter wachsendem Brennstoffmassenstrom tritt ein Einbruch in der Wärmefreisetzung auf, wobei der Ausbrand sein Minimum erreicht. Danach steigt der Ausbrand wieder an und die Wärmefreisetzung nimmt erneut zu.

Die Machzahl am Brennkammeraustritt ist über den gesamten Bereich der Variation des Brennstoffmassenstromes im Überschall. Mit steigender Wärmefreisetzung in der Überschallströmung müsste die Machzahl am Brennkammeraustritt permanent sinken. Die Messungen zeigen jedoch, dass im Gegenteil hierzu die Machzahl steigt.

Die stattfindende Wärmefreisetzung und der hieraus resultierende Anstieg des statischen Wanddruckes gibt somit allein noch keinen Aufschluss über die in der Brennkammer ablaufende Art der Verbrennung. So kann diese sowohl im Überschall als auch im Unterschall oder in Mischformen stattfinden. Aus diesem Grund werden die Auswirkungen der Wärmefreisetzung auf Austrittstemperatur, -machzahl, -staudruck und den Verlauf des statischen Wanddruckes bei den einzelnen Brennstoffdrücken nachfolgend im Detail betrachtet.

### 5.6.1.1 Brennstoffdruck: 1MPa ( $\Phi=0,14$ ) Injektor1

Wie an dem Verlauf des statischen Wanddruckes des Injektor1 in Abbildung 5.14 erkennbar ist, erfolgt bei einem Brennstoffdruck von 1,0MPa keine Androsselung der Strömung vor dem Injektor.

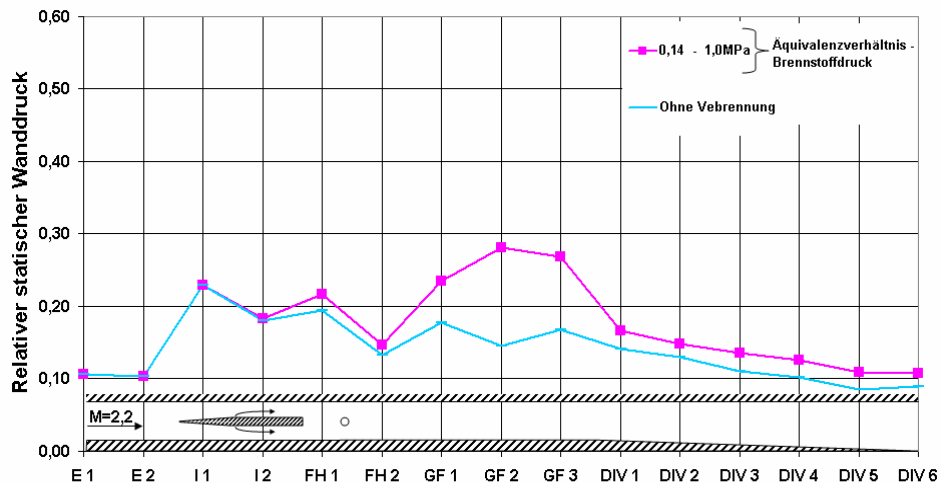


Abb. 5.14: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor1 bei einem Wasserstoffdruck von  $p_{\text{th}_2}=1,0\text{MPa}$ ;  $\Phi=0,14$

Im Bereich des Flammhalters ist ein Druckanstieg erkennbar (FH1). Es folgt eine Expansion um den Flammhalter und ein weiterer stärkerer Druckanstieg stromab im Brennkammersegment mit konstantem Querschnitt. Anschließend tritt im divergenten Bereich der Brennkammer eine Expansion der Strömung auf. Die Messungen der Austrittstemperatur zeigen einen Anstieg um 14% auf, wie in Abbildung 5.15 dargestellt ist. Wird der Fall einer Verbrennung im Überschall betrachtet, so geht der Druckanstieg stromab des Injektors mit der Wärmefreisetzung und die dadurch verbundene Verzögerung der Strömung einher. Die Machzahl sinkt ab, was zu einem reduzierten Machzahlniveau am Beginn des divergenten Bereiches führt. Reduziert sich dort die Machzahl aufgrund der Wärmefreisetzung innerhalb der Brennkammer, muss diese am Brennkammeraustritt ebenfalls absinken.

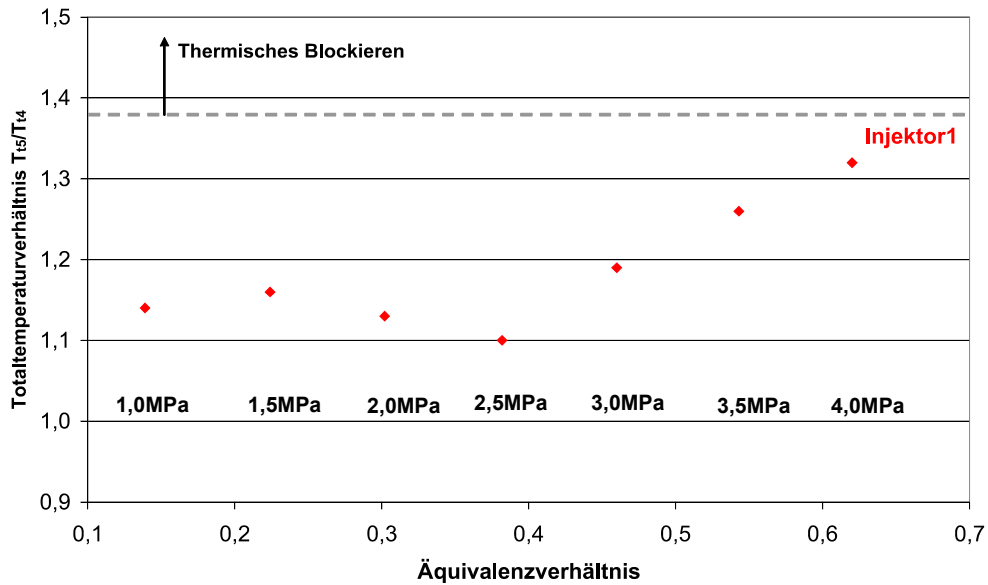


Abb. 5.15: Totaltemperaturverhältnis über die Brennkammer bei Injektor1

Die Ergebnisse der Schlierenmessungen zeigen im Gegenteil hierzu einen Anstieg der Austrittsmachzahl bei einem Brennstoffdruck von 1,0MPa an.

Das linke Teilbild in Abbildung 5.16 zeigt die Strömung am Brennkammeraustritt ohne Verbrennung, das mittlere die mit Pilotflamme und das rechte die bei 1,0MPa Druck der Hauptbrennstoffzufuhr. Der Verlauf der Verdichtungsstöße am Doppelkeil, der in die Strömung am Brennkammeraustritt eingebracht ist, ist mittels der schwarzen Linien nachgezeichnet. Zum Vergleich wurde in dem jeweilig nachfolgenden Bild der Verlauf des Verdichtungsstoßes aus dem vorherigen Bild/Versuch mittels der weißen Strichlinie nachgezeichnet.

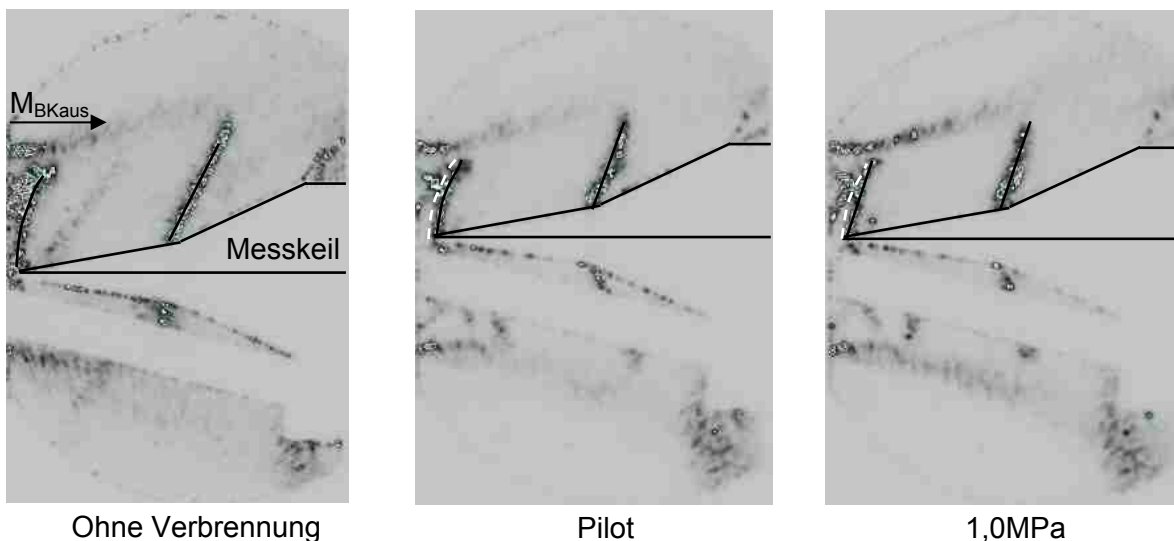


Abb. 5.16: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; ohne Verbrennung, Pilotflamme und Verbrennung bei  $\Phi=0,14$  im Vergleich

Der Anstieg der Austrittsmachzahl lässt zwei unterschiedliche Schlüsse zu:

- Die in der Brennkammer vorhandenen Stöße werden durch die Verbrennung abgeschwächt. Dies spricht gegen in der Literatur wiedergegebene allgemeine Erkenntnisse [12, 34]. Diese zeigen auf, dass durch die Verbrennung selbst ein Stoßsystem innerhalb der Brennkammer generiert wird. Zudem müsste mit einem Abschwächen des Stoßsystems eine Verringerung des Totaldruckverlustes einhergehen. Bei einer Betrachtung des Staudrucks am Brennkammeraustritt ist erkennbar, dass im Vergleich zur Strömung mit reiner Pilotflammenverbrennung der Totaldruckverlust am Brennkammeraustritt hingegen ansteigt.
- Die andere Erklärungsmöglichkeit für den Anstieg der Brennkammeraustrittsmachzahl ist das Vorhandensein eines erweiterten Bereiches mit kritischen Strömungsbedingungen. Wird einer Unterschallströmung mehr Energie zugeführt, als die kritische Energie, so erreicht sie die kritischen Bedingungen und blockiert thermisch. Nach dem thermischen Blockieren ist eine Expansion der Strömung im divergenten Brennkammerabschnitt auf Überschall möglich. Da die Strömung stoßfrei den divergenten Brennkammerabschnitt erreicht, kann diese bis zum Austritt auf ein höheres Machzahlniveau expandieren, als die Überschallströmung, die weiter durch Verdichtungsstöße verzögert wird.

Untersuchungen [62] zeigen, dass sich Verdichtungsstöße nicht in eine Flammenfront hinein ausbreiten. Sie werden an der Mischungsschicht reflektiert, Abbildung 5.17.

Dies bedeutet, dass im divergenten Brennkammerabschnitt eine Flamme im kritischen Zustand auf ein höheres Machzahlniveau expandieren kann. Die umgebende Überschallströmung wird indes durch die Verdichtungsstöße weiter verzögert.

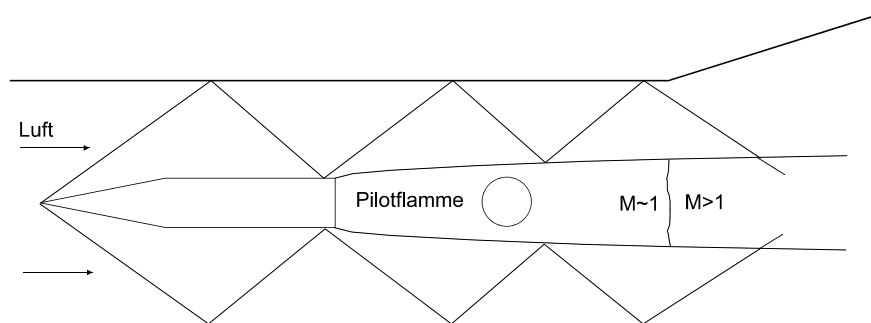


Abb. 5.17: Stoßreflexion an der Unterschallflamme

Beide Strömungen können aber insgesamt nicht als getrennt betrachtet werden. Die Flamme mischt sich stromab in die Überschallsströmung ein. Es findet ein Impulsaustausch zwischen beiden Strömungen statt. Dies resultiert letztendlich in einer höheren Austrittsmachzahl als bei Strömung ohne Verbrennung.

Diese Erklärung der Vorgänge innerhalb der Brennkammer fordert, dass die Strömung durch die Verbrennung in einem begrenzten Querschnitt in den Unterschall fällt und dann thermisch blockiert.

Dies tritt auf, wenn die kritische Wärmemenge überschritten wird. Tabelle 5.2 zeigt hierzu den Anstieg der Totaltemperatur, der erforderlich ist, um in einem Kanal mit konstantem Querschnitt bei gegebener Machzahl ein thermisches Blockieren zu erreichen. Für die gegebene Versuchsbedingung ergibt diese eine Austrittstotaltemperatur von 840K.

M	1,12	1,28	1,40	1,60	2,10	2,60	3,40
$T_{t5}/T_{t4}$	1,04	1,08	1,11	1,18	1,36	1,52	1,72
$T_{t5}$	642	667	685	729	840	939	1062

Tabelle 5.2: Kritischer Totaltemperaturanstieg in Abhängigkeit zur Strömungsmachzahl

Das am Brennkammeraustritt ermittelte Totaltemperaturverhältnis von 1,14 und somit die Wärmefreisetzung innerhalb der Brennkammer ist nicht ausreichend für ein thermisches Blockieren der Strömung. Eine Verzögerung auf Unterschall kann nur lokal erfolgen.

Die Einmischung des Brennstoffes ist im Bereich des Flammhalters noch gering. So verteilt sich der gesamte Wasserstoff auf eine Brennkammerquerschnittsfläche, die 16% der Gesamtquerschnittsfläche entspricht. Dies entspricht einem lokalen Äquivalenzverhältnis von  $\phi=0,8$ . Der Wasserstoffmassenstrom ist somit ausreichend, um die Strömung lokal thermisch zu blockieren.

Eine weitere Bestätigung hierfür liefert die Flammhaltertemperatur. Bei einem Brennstoffdruck von 1,0MPa ist ein starker Temperaturanstieg am Flammhalter beobachtbar. Dieser erreicht einen Wert von über 1600K. In Abbildung 5.18 ist das starke Aufglühen des Flammhalters dargestellt, aufgenommen mit einer konventionellen Digitalkamera.

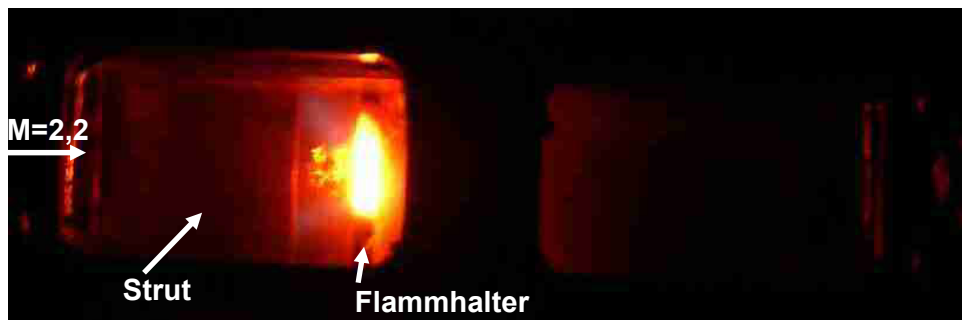


Abb. 5.18: Glühen des Flammhalters bei geringem Brennstoffmassenstrom

Die Flammentemperatur der umgebenden Strömung muss höher liegen als die Flammhaltertemperatur selbst und somit oberhalb von 1600K. Betrachtet man den notwendigen Temperaturanstieg in der Verbrennung, um in der Strömung kritische Verhältnisse zu erreichen, so ist erkennbar, dass für die in der Brennkammer auftretende Machzahl von maximal 2,2 die kritische Wärmemenge am Flammhalter überschritten ist. Dadurch fällt die Strömung lokal in den Unterschall. Da die Pilotflamme selbst eine Unterschallströmung darstellt, verbreitert sich der Unterschallbereich durch die Zündung des Wasserstoffes. Der Querschnitt mit Überschallströmung verkleinert sich.

Das am Austritt gemessene Totaldruckverhältnis sinkt mit Zufuhr des Wasserstoffs in die Überschallströmung ab. Hierbei ist der Anstieg des Totaldruckverlustes höher als bei reiner Brennstoffzufuhr ohne Verbrennung. Dies lässt sich auf die Verbrennung selbst zurückführen. Das auftretende Totaldruckverhältnis am Brennkammeraustritt ist in Abbildung 5.19 dargestellt.

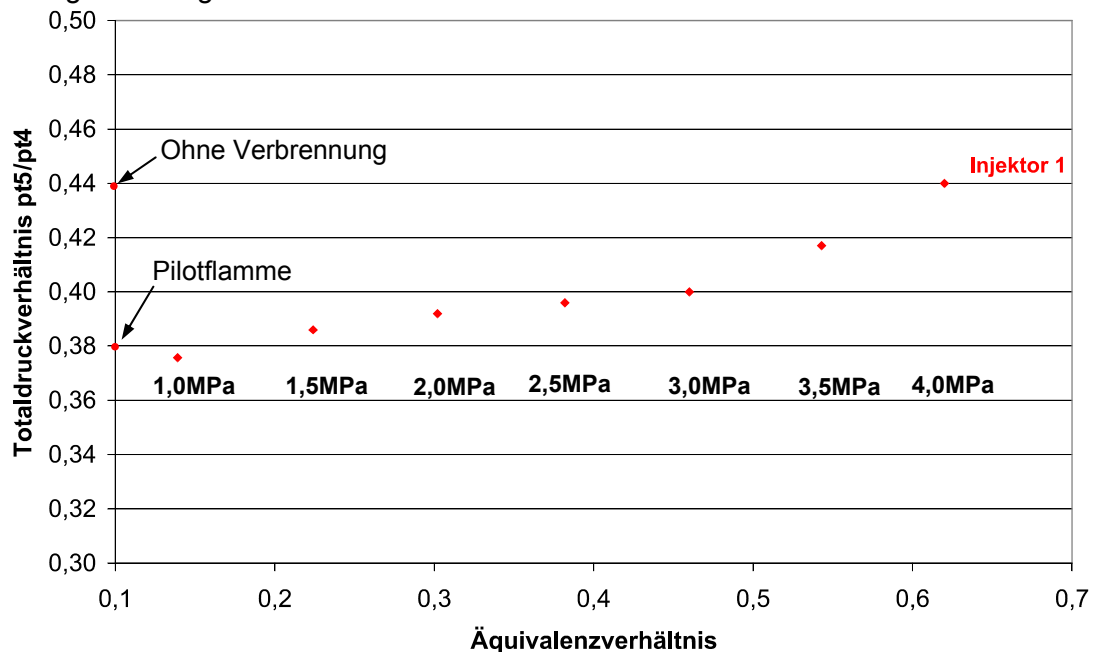


Abb. 5.19: Totaldruckverhältnis des Injektor1

Die hohe Flammhaltertemperatur, der stark steigende Totaldruckverlust und das Vorhandensein eines ausgeprägten Bereiches mit Unterschallströmung im Nachlauf des Injektors schließen eine Überschallverbrennung aus. Vielmehr lassen sich diese Zustände durch das Auftreten einer Reaktionszone mit hoher Reaktionsrate ähnlich einer Detonation erklären. Dieser Reaktionszone ist aufgrund der Wärmefreisetzung ein Verdichtungsstoß vorgelagert. Stromab des vor gelagerten Verdichtungsstoßes befindet sich die Strömung im kritischen Zustand und expandiert im divergenten Bereich auf Überschall.

Da dieser Verdichtungsstoß nicht den Ausgangspunkt der Reaktion darstellt, sondern eine Folge der Reaktion am Flammhalter ist, handelt es sich hierbei jedoch nur bedingt um den klassischen Fall einer Detonation, soll jedoch im weiteren Verlauf der Arbeit als Detonation bezeichnet werden.

Der Ausbrand lässt sich über die Gleichungen 5-1 mittels der Massenströme, dem unteren Heizwert sowie der Totaltemperatur am Brennkammerein- und Austritt bestimmen.

$$\eta_A = \frac{\left(1 + \frac{\dot{m}_{H_2}}{\dot{m}_{Luft}}\right) \cdot h_{t5} - h_{t4}}{\frac{\dot{m}_{H_2}}{\dot{m}_{Luft}} \cdot H_u} \quad (5-1)$$



Bei einem Brennstoffmassenstrom von  $1,0\text{MPa}$  ist ein hoher Ausbrand erkennbar. Dieser liegt bei 40% für Injektor1 und ist in Abbildung 5.20 dargestellt.4

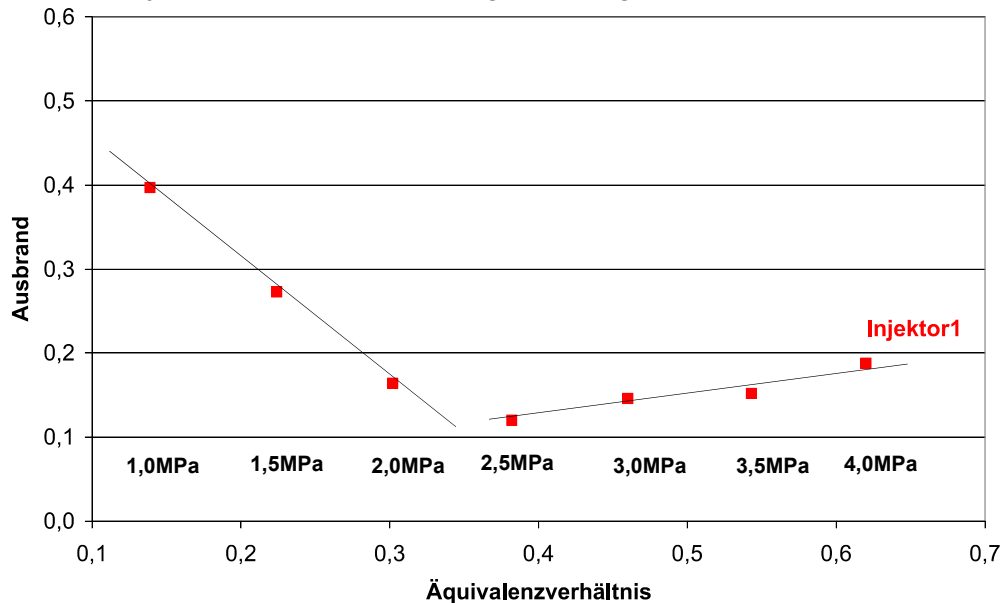


Abb. 5.20: Ausbrand des Injektor1

Aufgrund der niedrigen Brennkammereintrittstemperatur von  $T_i=620\text{K}$  und die damit korrelierenden hohen Zündverzugs- und Reaktionszeiten, lässt sich dieser Ausbrand ebenfalls nur durch das Auftreten einer Detonation erklären. Das nicht vollständige Verbrennen des Wasserstoffs lässt sich mit dem Glühen des Flammhalters begründen. An den Aufnahmen des Flammhalters mit einer konventionellen Videokamera ist erkennbar, dass der Flammhalter nicht über die gesamte Brennkammerbreite glüht, sondern nur im mittleren Bereich. Die normale Brennstoffzufuhr erfolgt über die vier Bohrungen, die über die gesamte Brennkammerbreite eine Verteilung des Brennstoffes ermöglichen. Eine Zündung des Wasserstoff-Luft-Gemisches ist nur dort möglich, wo ausreichend Heißgase und Radikale vorhanden sind und der Wasserstoff in Kontakt zu der heißen Flammhalteroberfläche tritt. Dies ist in dem Bereich, in dem der Flammhalter glüht. Ein Anteil des zugeführten Wasserstoffes kann unverbrannt abströmen. Abbildung 5.21 zeigt schematisch die Verteilung des Wasserstoffs im Vergleich zur glühenden Flammhalteroberfläche.

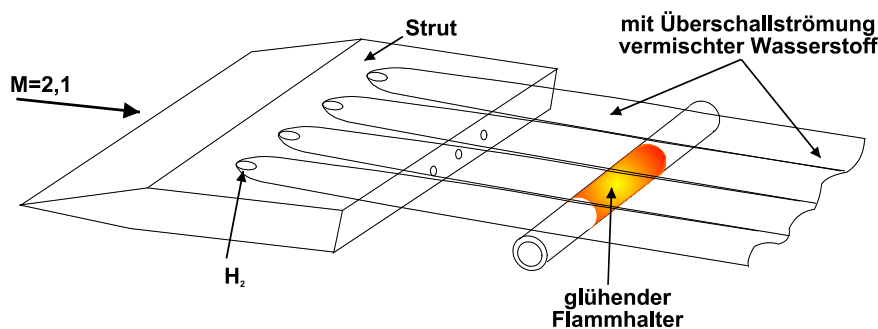


Abb. 5.21: Brennstoffverteilung am Flammhalter

### 5.6.1.2 Brennstoffdruck: 1,5MPa ( $\Phi=0,22$ ) Injektor1

Eine Erhöhung des Brennstoffdruckes auf 1,5MPa führt zu einem weiteren Anstieg der Oberflächentemperatur am Flammhalter. Dies deutet auf eine verstärkte Wärmefreisetzung und höhere Flammentemperatur hin. Dies ist auch in einer Erhöhung der Austrittstemperatur erkennbar. Durch das lokale Äquivalenzverhältnis im Bereich um den Flammhalter von  $\Phi=1,3$  lässt sich der Anstieg der Wärmefreisetzung erklären, da innerhalb der Detonation mehr Wasserstoff verbrannt werden kann.

Die Machzahl am Brennkammeraustritt steigt bei der Erhöhung des Brennstoffdruckes an. Dies deutet darauf hin, dass sich der Bereich mit kritischen Strömungsbedingungen vergrößert. Abbildung 5.22 zeigt die Schlierenaufnahmen bei einem Brennstoffdruck von 1,0MPa und 1,5MPa.

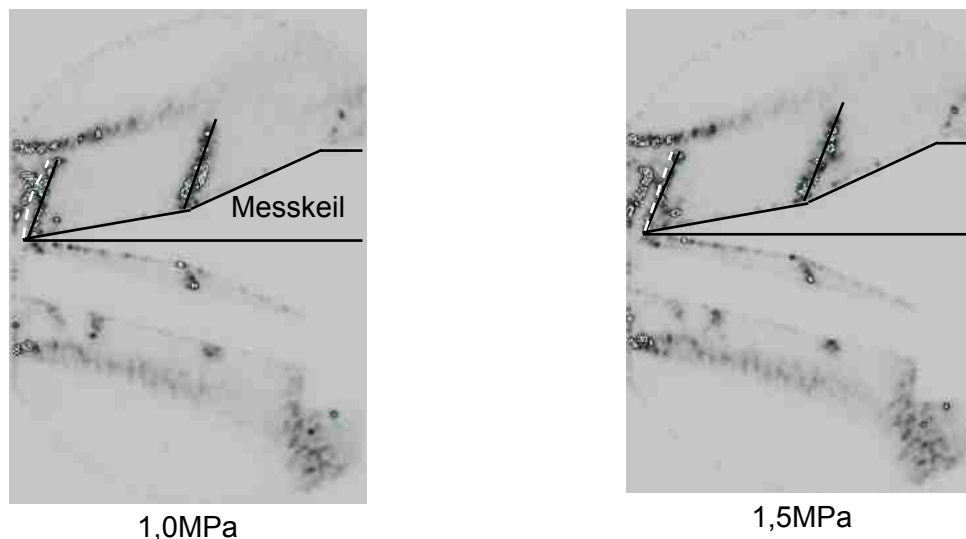


Abb. 5.22: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei  $\Phi=0,14$  und Verbrennung bei  $\Phi=0,22$  im Vergleich

Im Verlauf des statischen Wanddruckes stellt sich ein verändertes Bild ein. Der Druck im Bereich um den Injektor steigt bis zu einem Niveau an, das etwa dem im gesamten Bereich mit konstanter Querschnittsfläche entspricht. Abbildung 5.23 zeigt den Verlauf des statischen Wanddruckes bis 1,5MPa Brennstoffdruck.

Die Strömung wird am Injektor verzögert. Dies erfolgt in der Brennkammer noch vor der eigentlichen Reaktionszone. Die Untersuchungen der normalen Brennstoffzufuhr ohne Verbrennung ergeben jedoch einen niedrigen Einfluss auf den Druckanstieg. Der auftretende Anstieg am Injektor muss mit der Verbrennung gekoppelt sein. Von Huber et al. [25] wird angenommen, dass ein Druckanstieg am Injektor nur durch eine Wärmefreisetzung direkt am Injektor stattfinden kann. Dies ist nur durch eine Verbrennung innerhalb der Grenzschicht möglich, wie auch in den Freistrahlundorschungen beobachtbar.

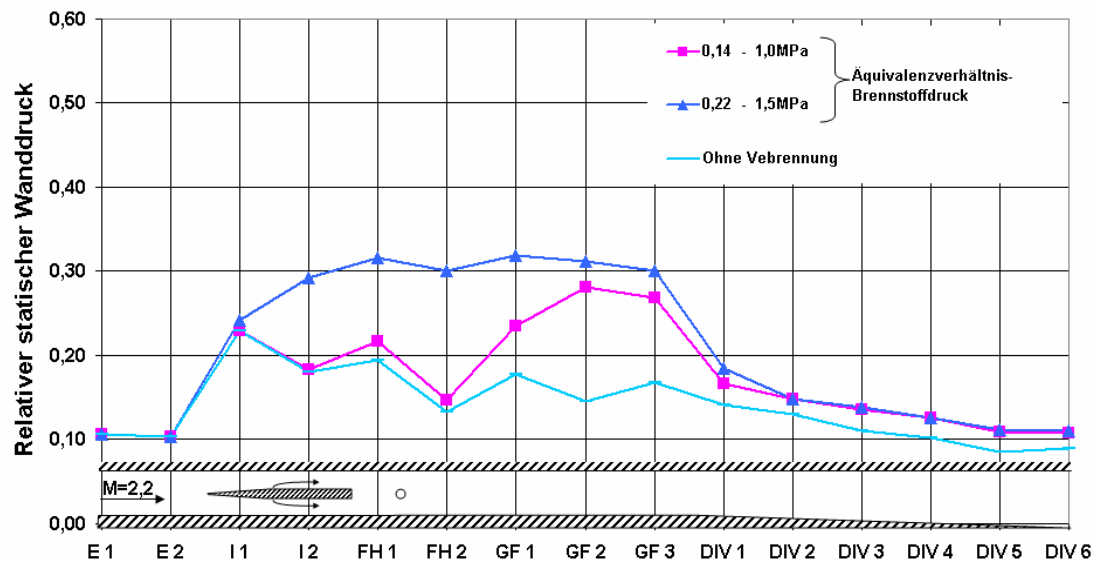


Abb. 5.23: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor1 bei einem Wasserstoffdruck bis  $p_{\text{th}_2}=1,5\text{MPa}$ ;  $\Phi=0,22$

Durch die Einblasung normal zur Überschallströmung ist innerhalb der Grenzschicht am Injektor ebenfalls ein brennbares Wasserstoff-Luft Gemisch vorhanden. Die Strömung nahe dem Injektor trifft stromab auf die Pilotflamme. Diese wird durch den Flammhalter und die dort auftretende Wärmefreisetzung aufgestaut. Da die Geschwindigkeit in der Grenzschicht geringer ist, als die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit von Wasserstoff in Luft, kann sich die Flamme stromauf am Injektor ausbreiten.

Die Verbrennung innerhalb der Grenzschicht ist auch in Videoaufnahmen erkennbar. In Abbildung 5.24 sind zum Vergleich die Aufnahmen des Injektors und der Brennkammer mit reiner Pilotflamme und stark glühendem Flammhalter (links), mit den Aufnahmen bei Wasserstoffzufuhr in die Überschallströmung und gekühltem Flammhalter (rechts) dargestellt.



Abb. 5.24: Flamme im Eigenleuchten; links: Pilotflamme; rechts: Brennen der Grenzschicht

Die horizontalen gezeichneten Linien sind zum Vergleich der Bohrungspositionen eingezeichnet. An der Injektorhinterkante treten direkt stromab der Einspritzbohrungen lokale „hot Spots“ auf, an denen die Flamme der Grenzschicht erkennbar ist. Die Verbrennung innerhalb

der Grenzschicht führt zu einer Aufweitung derer und somit zu einer Drosselung der Überschallströmung. Durch diese Verzögerung steigt der statische Druck um den Injektor an, wie der Verlauf des statischen Wanddruckes widerspiegelt.

Für die Verbrennung lässt sich aufgrund der steigenden Flammhaltertemperatur und der Temperatur am Brennkammeraustritt folgern, dass bei einem Äquivalenzverhältnis von  $\Phi=0,22$  ebenfalls eine Detonation im Bereich um den Flammhalter auftritt. Diese erfolgt aber aufgrund der reduzierten Geschwindigkeit am Injektor von einem geringeren Machzahlniveau aus. Dies bedeutet, dass ein der Reaktionsfront vor gelagerter Verdichtungsstoß schwächer ausfällt. Folglich muss der dadurch auftretende Druckverlust reduziert werden, wie auch die Messungen des Staudruckes am Brennkammeraustritt aufzeigen.

Als Folge davon, dass sich der Wasserstoff nur an der heißen Flammhalteroberfläche entzündet, strömt auch in diesem Fall Wasserstoff unverbrannt ab. Durch die Erhöhung des Brennstoffdruckes steigt der Brennstoffmassenstrom an, der Bereich, in dem der Flammhalter glüht, weitet sich im Gegenteil hierzu nicht aus. Dadurch strömt proportional mehr Wasserstoff unverbrannt ab, wodurch mit steigendem Äquivalenzverhältnis der Ausbrand sinkt.

### 5.6.1.3 Brennstoffdruck: 2,0MPa ( $\Phi=0,30$ ) Injektor1

Wird der Druck der normalen Wasserstoffzufuhr weiter auf 2,0MPa erhöht, wächst das lokale Äquivalenzverhältnis auf  $\Phi=1,66$  an. Es tritt eine grundlegende Veränderung des Verbrennungsvorgangs auf. Durch den damit verbundenen Anstieg des Äquivalenzverhältnisses im Flammhalterbereich wird das kritische Äquivalenzverhältnis für eine Detonation überschritten. Dieses liegt nach Bartlmä [89] bei  $\Phi=1,4$ . Eine Detonation tritt in diesem Fall nicht mehr auf. Durch das Fehlen der hohen Reaktionsrate einer Detonation direkt am Flammhalter sinkt die Oberflächentemperatur dessen auf 700K ab. Die Verbrennung wird in diesem Fall stromab des Flammhalters rein durch die von der Pilotflamme bereitgestellten Radikale initiiert. Die Einmischung von Luft in die mit Heißgasen und Radikalen angereicherte überstöchiometrische Strömung führt zu einer weiteren Reaktion. Dies erklärt auch die Stromabverlängerung der sichtbaren Flamme, wie sie in Abbildung 5.25 dargestellt ist.

Der Verlauf des statischen Wanddruckes (siehe Abbildung 5.28) zeigt auf, dass durch den erhöhten Brennstoffmassenstrom die Reaktionsrate direkt am Injektor ansteigt. Dies führt zu einem weiteren Anstieg der Verzögerung der Strömung in dem Bereich um den Injektor.

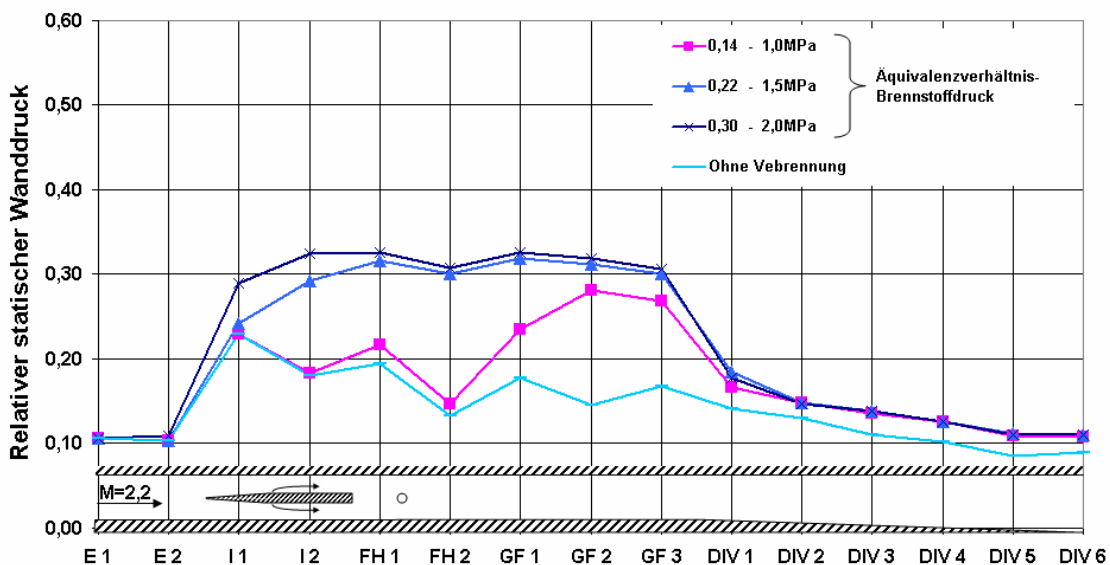


Abb. 5.25: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor1 bei einem Wasserstoffdruck bis  $p_{\text{H}_2}=2,0\text{MPa}$ ;  $\Phi=0,30$

Durch diese Verzögerung verringert sich der Totaldruckverlust in der Brennkammer weiter, bleibt aber noch oberhalb des Niveaus der Kaltströmung. Dies zeigt auf, dass durch die Verzögerung und die Ausbreitung des Injektor-Nachlaufes die Auswirkung der Pilotflamme allmählich kompensiert wird.

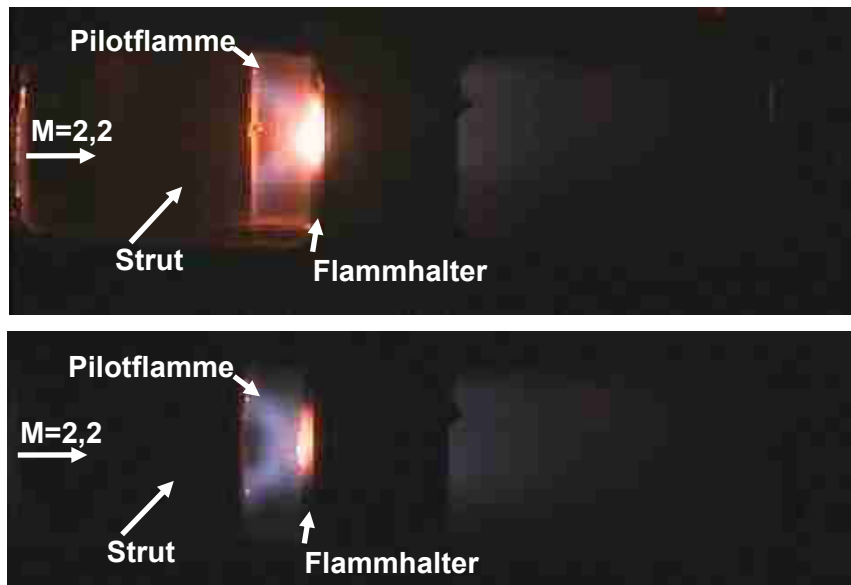


Abb. 5.26: Videoaufnahme der Verbrennung mit Detonation und glühendem Flammhalter (oben); Veränderung des Betriebszustandes (unten)

Die Veränderung der Reaktion um den Flammhalter führt zu einem Absinken der Temperatur am Brennkammeraustritt. Dies spiegelt einen starken Rückgang des Ausbrandes wider (siehe Abbildung 5.20).

Aufgrund der geringen Brennkammereintrittstemperatur ist gleichfalls die Reaktionsrate gering. Hierbei reicht die Wärmezufuhr in die Strömung nicht aus, um diese lokal thermisch zu blockieren. Dadurch wechselt die Verbrennung von einer detonationsgetriebenen in eine Überschallverbrennung. Die Messung der Machzahl am Austritt zeigt, dass diese wieder sinkt, wie in Abbildung 5.27 dargestellt.

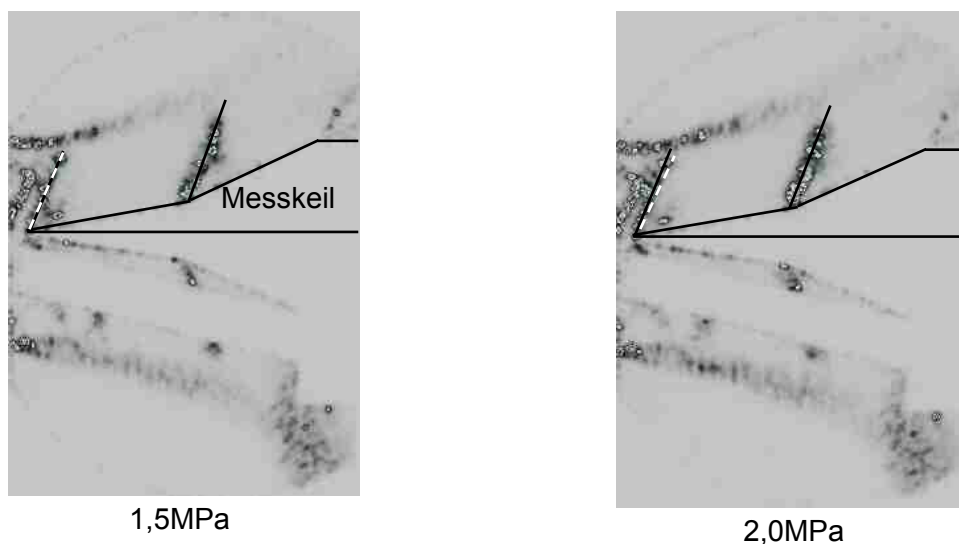


Abb. 5.27: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei  $\Phi=0,22$  und Verbrennung bei  $\Phi=0,30$  im Vergleich

Durch das Fehlen der Detonation verkleinert sich der Bereich mit kritischem Strömungszustand. Der Ausschnitt mit Überschallverbrennung weitet sich wieder aus. Dadurch wirken sich die Verdichtungsstöße innerhalb der Überschallströmung erneut über einen größeren Brennkammerquerschnitt aus und reduzieren die Machzahl am Brennkammeraustritt.

### 5.6.1.4 Brennstoffdruck: 2,5MPa ( $\Phi=0,38$ ) Injektor1

Eine Erhöhung des Äquivalenzverhältnisses auf  $\Phi=0,38$  führt zu einer weiteren Reduktion der Temperatur am Brennkammeraustritt und einer Abnahme des Ausbrandes auf  $\eta_A=0,19$ . Die Rückwirkung in der Injektorgrenzschicht nimmt weiter zu, wodurch der statische Druck um den Injektor weiter steigt, Abbildung 5.28. Das Druckniveau im Brennkammerabschnitt mit konstantem Querschnitt ändert sich bei steigender Brennstoffzufuhr nur geringfügig. Hingegen wird der Schwellenwert des relativen Druckanstiegs von 0,28, der zu einer Grenzschichtablösung führt, überschritten. Dadurch kommt es zu einer Grenzschichtablösung und einem Druckanstieg stromauf des Injektors. Da sich der statische Druck stromab nicht verändert, muss die Wärmefreisetzung innerhalb der Brennkammer mit steigendem Brennstoffmassenstrom sinken. Dies ist auch in den Messungen des Totaltemperaturverhältnisses am Brennkammeraustritt erkennbar (siehe Abbildung 5.15).

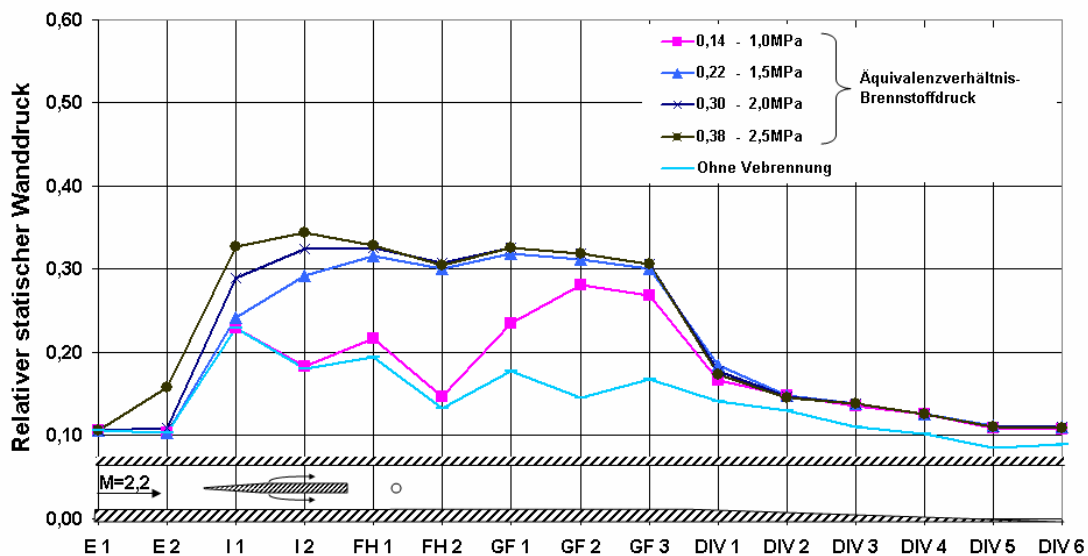


Abb. 5.28: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor1 bei einem Wasserstoffdruck bis  $p_{th2}=2,5\text{MPa}$ ;  $\Phi=0,38$

Die reduzierte Wärmefreisetzung in der Brennkammer und der steigende statische Druck am Injektor zeigen ein weiteres Ansteigen der Drosselwirkung des Injektors auf. Dies lässt sich mit einem verstärkten Grenzschichtbrennen bei steigendem Brennstoffmassenstrom erklären.

Betrachtet man die Schlierenaufnahmen hierzu, so ist eine erneute Erhöhung der Austrittsmachzahl erkennbar, Abbildung 5.29. Dies kann durch eine wiederholte Ausbreitung der Unterschallströmung innerhalb der Brennkammer begründet werden.



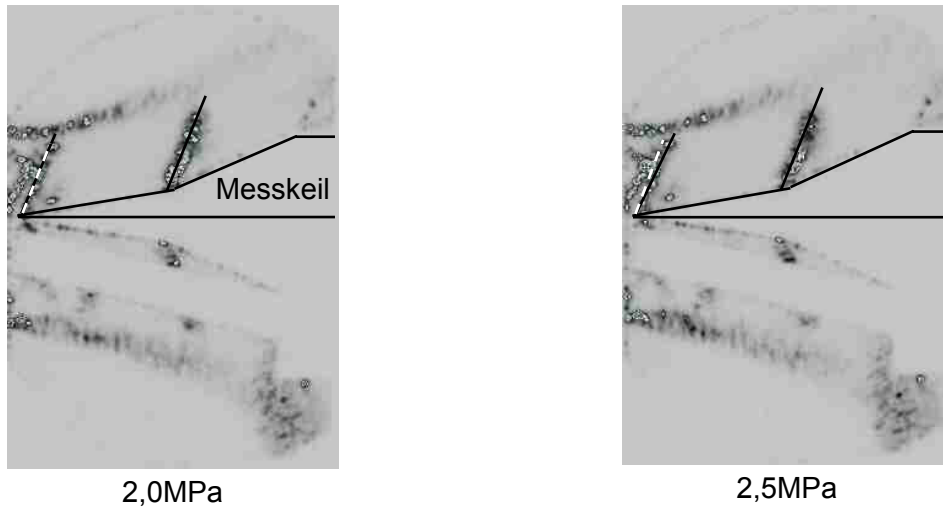


Abb. 5.29: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei  $\Phi=0,30$  und Verbrennung bei  $\Phi=0,38$  im Vergleich

### 5.6.1.5 Brennstoffdruck: 3,0MPa ( $\Phi=0,46$ ) Injektor1

Ab einem Druckniveau von 3,0MPa erhöht sich die Drosselwirkung des Injektors weiter. Dies führt dazu, dass die Strömungsablösung stromauf in die Lavaldüse verschoben wird. Es bildet sich vor dem Injektor ein ausgeprägter Shock-Train aus. Dieser führt zu einer kontinuierlichen Verzögerung der Strömung und einem Druckanstieg vor dem Injektor. Der Verlauf des statischen Wanddruckes zeigt, dass über die gesamte Brennkammerlänge das kritische Druckverhältnis von 0,53 nicht überschritten wird, weshalb kein thermisches Blockieren vorliegt (siehe Abbildung 5.32).

Das kritische Totaltemperaturverhältnis, bei dem eine Strömung bei den vorherrschenden Eintrittsbedingungen thermisch blockiert, kann analytisch bestimmt werden. Dies liegt für die gegebene Eintrittsmachzahl von 2,2 bei  $T_{t5}/T_{t4}=1,36$  und wird bei den gegebenen Brennstoffmassenströmen nicht überschritten. Es herrschen die Bedingungen eines typischen Isolatorbetriebes im SCRamjetmodus vor, wobei die Verbrennung primär im Unterschall stattfindet.

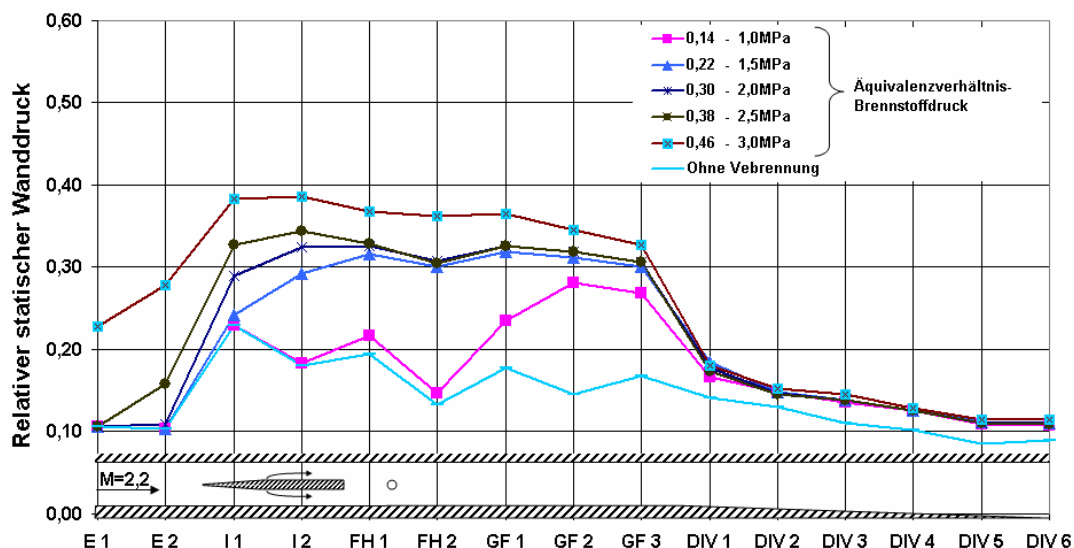


Abb. 5.30: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor1 bei einem Wasserstoffdruck bis  $p_{th2}=3,0\text{MPa}$ ;  $\Phi=0,46$

Obwohl die Flammhaltertemperatur konstant bleibt, steigen die Temperatur am Brennkammeraustritt und der Ausbrand wieder an (siehe Abbildung 5.15 und 5.20). Durch die Verzögerung der Strömung vor dem Injektor vergrößert sich die Aufenthaltsdauer innerhalb der Brennkammer. Zudem verbessert sich die Einmischung der Pilotflamme in die Überschallströmung, was die Zündung des Wasserstoff-Luft-Gemisches und die Verbrennung fördert. Die erhöhte Verzögerung der Strömung und die steigende Wärmefreisetzung führen

zu einer weiteren Ausbreitung der Bereiche mit Unterschallströmung. Dies geht wiederum mit einem Ansteigen der Austrittsmachzahl einher, Abbildung 5.31.

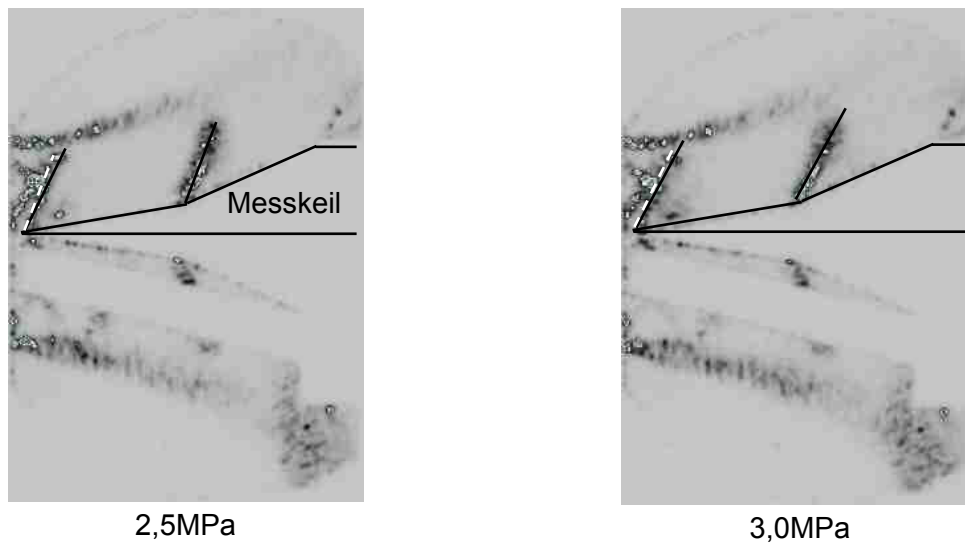


Abb. 5.31: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei  $\Phi=0,38$  und Verbrennung bei  $\Phi=0,46$  im Vergleich

Bei einer Betrachtung der Messungen des Staudruckes am Brennkammeraustritt ist zu erkennen, dass das Totaldruckverhältnis mit weiter steigendem Brennstoffmassenstrom kontinuierlich zunimmt (siehe Abbildung 5.19). Mit der anwachsenden Wärmefreisetzung innerhalb der Brennkammer geht somit ein Absinken des Totaldruckverlustes einher. Dieser scheinbare Widerspruch lässt sich mit der verstärkten Verzögerung der Strömung vor dem Injektor klären. Durch die steigende Zahl schräger Verdichtungsstöße im Shock-Train vor dem Injektor wird die Strömung allmählich verzögert. Dies bedeutet, dass die Anströmmachzahl am Injektor geringer ist als ohne Shock-Train. Analog zu einem Triebwerkseinlauf ist die Verzögerung der Überschallströmung über eine Vielzahl schräger Verdichtungsstöße mit geringeren Totaldruckverlusten verbunden, als bei wenigen starken Stößen. Dies zeigt auch die Vorteile des Dualmodustriebwerkes auf. Aufgrund der Schrägstoßverzögerung innerhalb des Isolators weist dieser geringere Totaldruckverluste auf wie ein reiner Ramjet-Antrieb.

### 5.6.1.6 Brennstoffdruck: 3,5MPa ( $\Phi=0,54$ ) und 4,0MPa ( $\Phi=0,62$ ) Injektor1

Mit kontinuierlich steigendem Brennstoffdruck wird die Strömung um den Injektor weiter verzögert. Dies führt zu einer immer stärkeren Ausprägung des Shock-Trains vor dem Injektor. Durch die sinkende Anströmmachzahl am Injektor und die steigende Aufenthaltsdauer erhöht sich der Ausbrand. Zusätzlich sinkt der Totaldruckverlust weiter ab. Der Bereich mit Unterschallströmung vergrößert sich mit steigendem Brennstoffmassenstrom zunehmend, wobei die Machzahl am Brennkammeraustritt weiter steigt, wie in Abbildung 5.32 dargestellt.

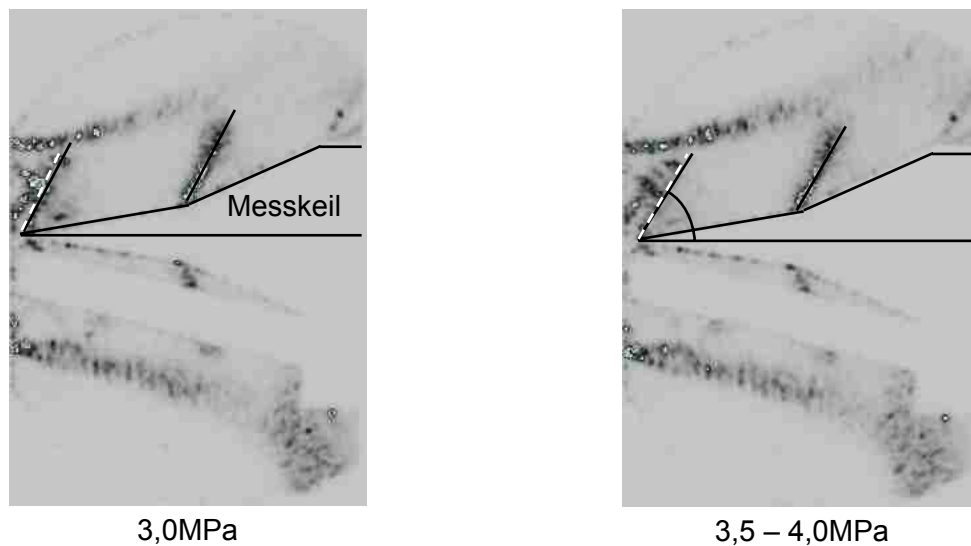


Abb. 5.32: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei  $\Phi=0,46$  und Verbrennung bei  $\Phi=0,54 - 0,62$  im Vergleich

Hierbei erreicht die Austrittsmachzahl allmählich den Wert, der sich analytisch für ein thermisches Blockieren der Brennkammer ermitteln lässt. Der statische Druck innerhalb der gesamten Brennkammer überschreitet das kritische Druckverhältnis nicht. Dies zeigt auf, dass die Strömung auch bei einem Äquivalenzverhältnis von  $\Phi=0,44$  nicht gänzlich subsonisch ist.

An den Verläufen des statischen Wanddruckes ist die zudem ausgeprägte Verbrennung innerhalb der Zonen mit Unterschallströmung erkennbar, die zu einem kontinuierlichen Absinken des statischen Druckes im Brennkammerabschnitt mit konstantem Querschnitt führt (siehe Abbildung 5.33).

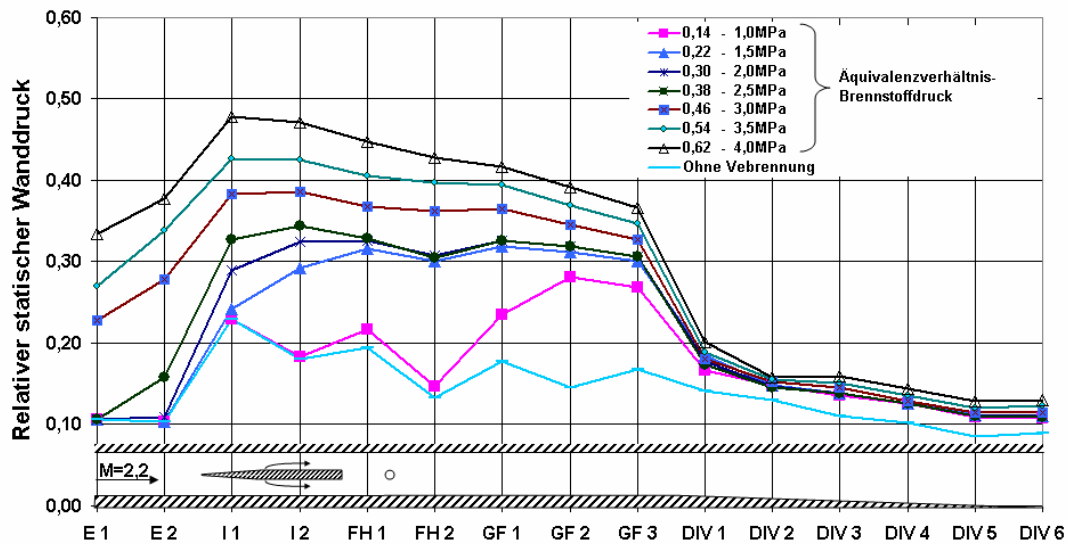


Abb. 5.33: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor1 bei einem Wasserstoffdruck bis  $p_{\text{th}_2}=3,5\text{MPa}$  und  $p_{\text{th}_2}=4,0\text{MPa}$ ;  $\Phi=0,54$  und  $\Phi=0,62$

Dies zeigt sich auch in den Bildern der Flammen, die diese im Eigenleuchten darstellen (siehe Abbildung 5.34).



Abb. 5.34: Verlängerung der im Eigenleuchten sichtbaren Flamme

Mit reduzierter Strömungsmachzahl innerhalb der Brennkammer und steigendem Ausbrand verlängert sich die sichtbare Flamme zunehmend.

### 5.6.1.7 Resümee

An den Untersuchungen mit der Injektorkonfiguration mit dem 3mm-Strut kann erkannt werden, dass dieser mit variierendem Brennstoffmassenstrom unterschiedliche Betriebszustände durchläuft. So tritt bei geringen Brennstoffmassenströmen bei einem Äquivalenzverhältnis bis 0,2 eine Detonation am Flammhalter auf. Diese ist mit einem hohen Ausbrand, aber zusätzlich mit einem hohen Totaldruckverlust verbunden. Mit steigendem Brennstoffdruck steigt die Drosselwirkung des Injektors an und es bildet sich vor diesem ein Shock-Train aus. Die Verbrennungsvorgänge verändern sich und wechseln in eine Überschallverbrennung. Dies führt zu einem starken Absinken des Ausbrandes um mehr als 30%. Wird der Brennstoffmassenstrom auf ein Äquivalenzverhältnis von über 0,3 angehoben, erfolgt ein erneuter Wechsel des Verbrennungsvorganges. So breitet sich der Bereich mit Unterschallverbrennung weiter aus, was zu einem erhöhten Ausbrand und einem sinkenden Totaldruckverlust führt. In einem Vergleich des Ausbrandes über das Äquivalenzverhältnis ist erkennbar, dass dieser bei auftretender Detonation zwischen 50% und 100% höher liegt als bei lokaler Überschallverbrennung. Erst durch die Verbrennung in Bereichen mit Unterschallströmung steigt der Ausbrand wieder an, erreicht aber nicht den bei Detonation.

## 5.6.2 Vergleich des Betriebsverhaltens bei 5mm- und 3mm-Injektor

Zum Vergleich beider Injektoren wurden analoge Verbrennungsuntersuchungen durchgeführt. In den Experimenten wurde die Verbrennung bei äquivalentem Wasserstoffdruck der lateralen Brennstoffzufuhr untersucht. Der Pilotmassenstrom wurde bei beiden Injektoren gleich und über die Versuchserie konstant gehalten. Durch die unterschiedliche Blockadewirkung beider Injektoren stellt sich im Bereich um diese ein unterschiedlicher statischer Druck ein. Dieser liegt bei Injektor2 aufgrund der Strömungsablösung höher als bei Injektor1. Da in den Versuchsserien für beide Injektoren äquivalente Brennstoffdruckniveaus angelegt werden, variieren die Äquivalenzverhältnisse zwischen den Injektoren bei dem jeweiligen Brennstoffdruck. Mit höherem statischen Druck sinkt bei kritischer Einblasung in die Überschallströmung der Wasserstoffmassenstrom ab. Dadurch ist bei gleichem Brennstoffdruck das auftretende Äquivalenzverhältnis von Injektor2 geringer als von Injektor1.

### 5.6.2.1 Brennstoffdruck: 1MPa ( $\Phi=0,12$ ) Injektor2

Die Messungen zeigen, dass auch bei diesem Injektor die normale Brennstoffzufuhr zu einem starken Anstieg der Flammhaltertemperatur führt. Bei einem Vergleich des Ausbrands mit dem des Injektor1 ist erkennbar, dass beide Injektoren bei geringem Brennstoffdruck einen ähnlichen Ausbrand aufweisen, wie in 5.35 dargestellt.

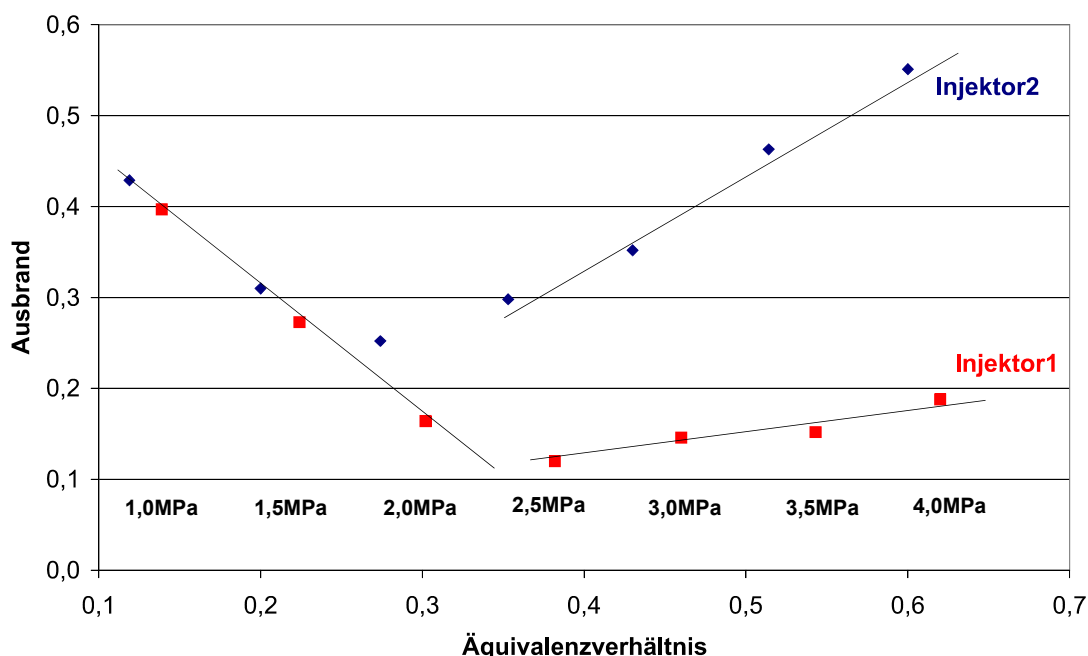


Abb. 5.35: Ausbrand beider Injektoren im Vergleich

Der Ausbrand liegt bei einem Brennstoffdruck von 1,0MPa höher als bei Injektor1. Der auftretende Unterschied lässt sich auf das unterschiedliche Äquivalenzverhältnis zurückführen.

In einem Vergleich des Ausbrands über das Äquivalenzverhältnis lässt sich feststellen, dass der Ausbrand bei beiden Injektoren einem linearen Zusammenhang folgt. Dieses Verhalten lässt sich ebenfalls mit der durch den Flammhalter hervorgerufenen Detonation erklären. Mit linear steigendem Äquivalenzverhältnis steigt der Massenstrom analog an. Da der Flammhalter nicht über den gesamten Brennkammerquerschnitt glüht, sondern nur im zentralen Bereich, kann Wasserstoff an den Seiten unverbrannt passieren. Aufgrund der niedrigen statischen Temperatur innerhalb der Brennkammer erfolgt stromab nur eine geringe Restreaktion. Die Verbrennung findet fast ausschließlich innerhalb der Detonation statt. Wird das Äquivalenzverhältnis erhöht, steigt der Massenstrom an unverbranntem Wasserstoff äquivalent an. Gleichzeitig vergrößert sich auch die Menge an verbranntem Wasserstoff in der Detonation. Dadurch wächst mit linear steigendem Brennstoffmassenstrom die freigesetzte Wärmemenge ebenfalls linear an. Abbildung 5.36 zeigt das Totaltemperaturverhältnis beider Injektoren im Vergleich auf.

Obwohl die Wärmefreisetzung durch die Verbrennung eines höheren Brennstoffmassenstromes steigt, sinkt der Ausbrand. Mit steigendem Brennstoffdruck strömt auch bei diesem Injektor mehr unverbrannter Wasserstoff ab, als in der Detonation im Verhältnis hierzu verbrannt wird. Dies legt den Schluss nahe, dass die Detonation eine begrenzte Ausdehnung aufweist und nur am glühenden Bereich des Flammhalters auftritt. Der lateral zugeführte Wasserstoff ist im Bereich um den Flammhalter nur begrenzt vermischt.

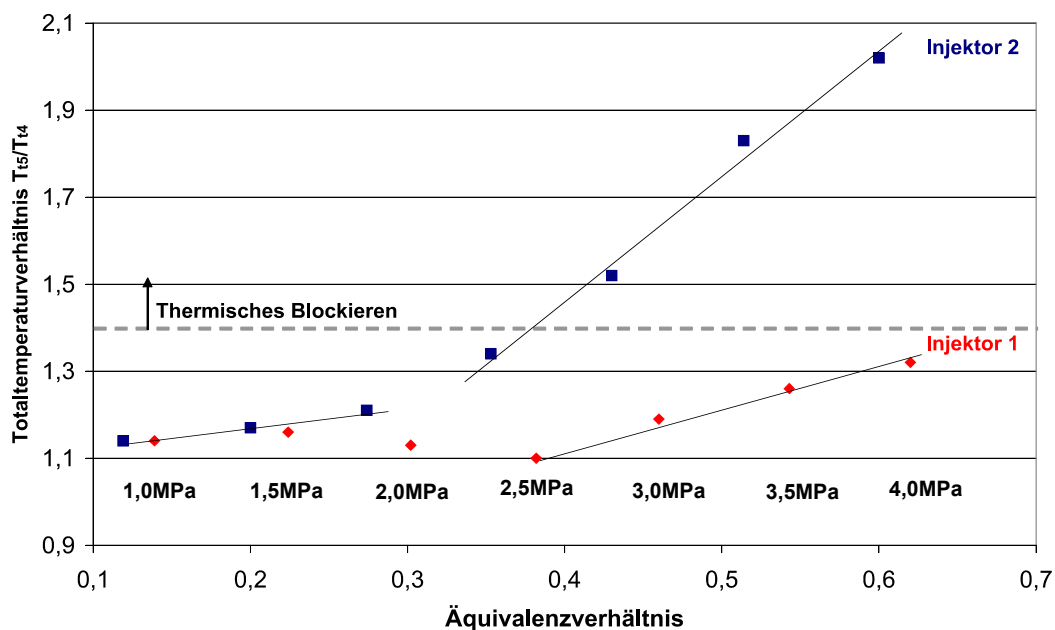


Abb. 5.36: Totaltemperaturverhältnis über der Brennkammer beider Injektoren im Vergleich  
Wie auch bei Injektor1 wird kein thermisches Blockieren über den gesamten Brennkammerquerschnitt erreicht. Die Machzahl am Brennkammeraustritt steigt mit lateraler Brennstoffzufuhr an beiden Injektoren gegenüber dem Zustand sowohl ohne Verbrennung als auch mit Pilotflamme an. Dies ist wie bei Injektor1 nur über eine Verbreiterung des Bereiches mit kritischem Zustand möglich. Abbildung 5.37 zeigt den Anstieg der Machzahl am Brennkammeraustritt mittels Schlierenaufnahmen.



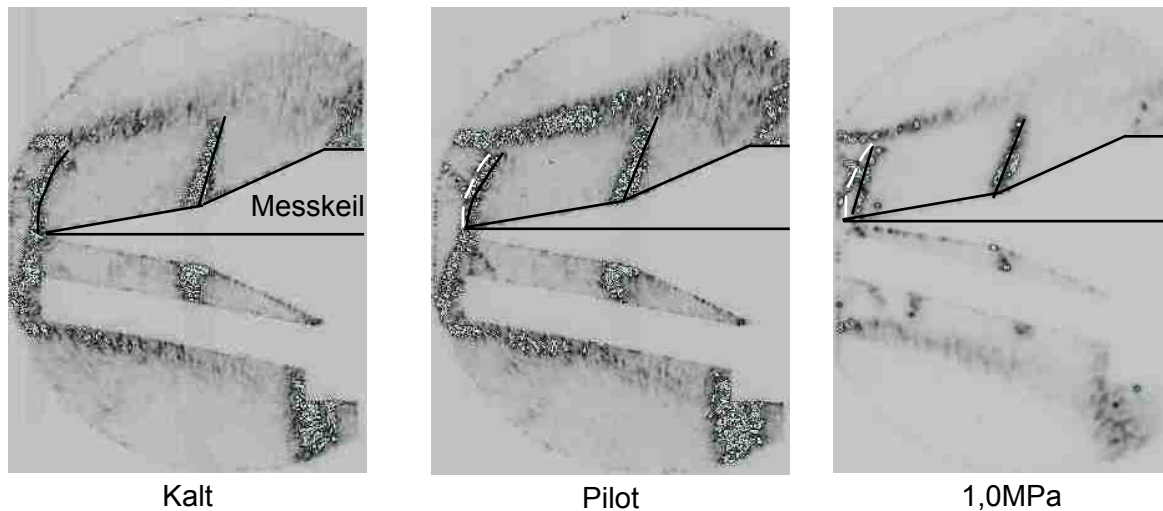


Abb. 5.37: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor2; ohne Verbrennung, Pilotflamme und Verbrennung bei  $\Phi=0,12$  im Vergleich

Durch die Wärmefreisetzung bei der Verbrennung und die Verdichtungsstöße, ausgehend von der Detonation, wächst der statische Druck innerhalb der Brennkammer in dem Bereich mit konstantem Querschnitt. Abbildung 5.38 zeigt den statischen Wanddruckverlauf innerhalb der Brennkammer bei Injektor2 auf. Im Anschluss daran erfolgt die Expansion innerhalb des divergenten Abschnittes. Dadurch, dass die Machzahl am Brennkammeraustritt supersonisch ist, befindet sich die Strömung im Brennkammerbereich mit konstantem Querschnitt lokal im kritischen Zustand. Die durch die Reaktion freigesetzte Wärme und der Druckanstieg stromab des Injektors führt bei einem Brennstoffdruck von 1,0MPa zu keiner erhöhten Drosselwirkung des Injektors.

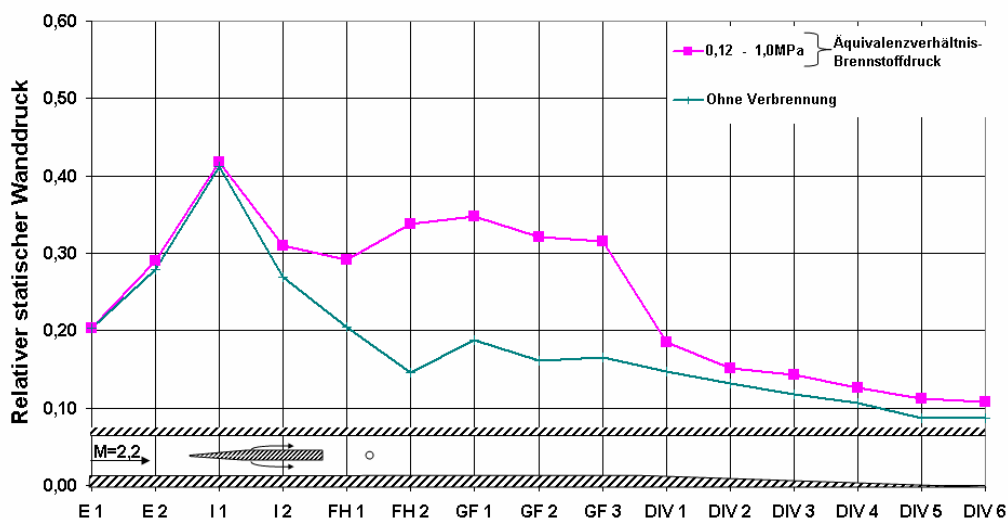


Abb. 5.38: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor2 bei einem Wasserstoffdruck von  $p_{th2}=1,0MPa$ ;  $\Phi=0,12$

### 5.6.2.2 Brennstoffdruck: 1,5MPa ( $\Phi=0,20$ ) Injektor2

Die Erhöhung des Brennstoffmassenstromes führt ebenfalls zu einer stärkeren Drosselwirkung des Injektors, analog zu Injektor1. Äquivalent verhalten sich bei beiden Injektoren der Abfall des Ausbrandes und der Anstieg der Wärmefreisetzung. Zudem erhöht sich auch bei diesem Injektor die Austrittsmachzahl gegenüber den Versuchen bei einem Brennstoffdruck von 1,0MPa, was wiederum auf eine Ausbreitung des Bereiches mit kritischer Strömung hindeutet (siehe Abbildung 5.39).

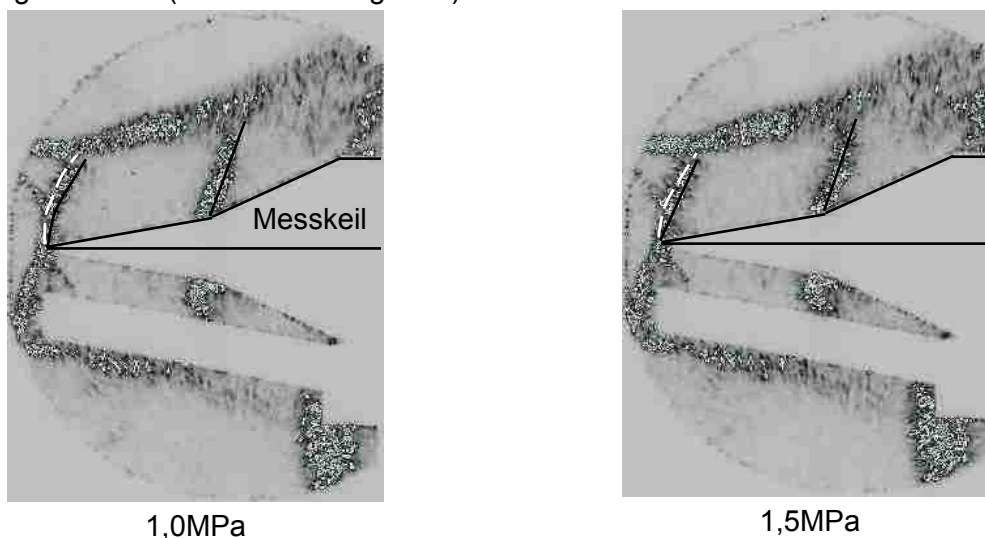


Abb. 5.39: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor2; Verbrennung bei  $\Phi=0,12$  und Verbrennung bei  $\Phi=0,20$  im Vergleich

Ein Vergleich der Untersuchungsergebnisse an beiden Injektoren zeigt auf, dass diese, mit der Ausnahme in ihrer Stromauf-Drosselwirkung, gleiches Betriebsverhalten bei einem Brennstoffdruck unterhalb 2,0MPa aufweisen. Die Reaktion findet primär in einer durch den Flammhalter initiierten und stabilisierten Detonation statt. Dadurch kann auch bei einer Totaltemperatur am Brennkammereintritt von 600K ein hoher Ausbrand erreicht werden.

Der Totaldruckverlust liegt bei beiden Injektoren höher als bei der Strömung ohne Verbrennung. Mit steigendem Brennstoffmassenstrom sinkt der Totaldruckverlust ab. Dies kann bei beiden Injektoren auf eine steigende Drosselwirkung und die damit verbundene Ausbildung eines Schrägstoßsystems vor dem jeweiligen Injektor zurückgeführt werden. In Abbildung 5.40 ist der statische Wanddruck des Injektor2 dargestellt. Ein Anstieg der Stromauf-Drosselwirkung des Injektors ist hier erkennbar.

Der statische Wanddruckverlauf stromab des Injektors verändert sich nur gering. Durch die gesteigerte Wärmefreisetzung, sowie durch den Stromauf-Druckanstieg erfolgt über die gesamte Brennkammerlänge ein Anstieg des statischen Druckniveaus.

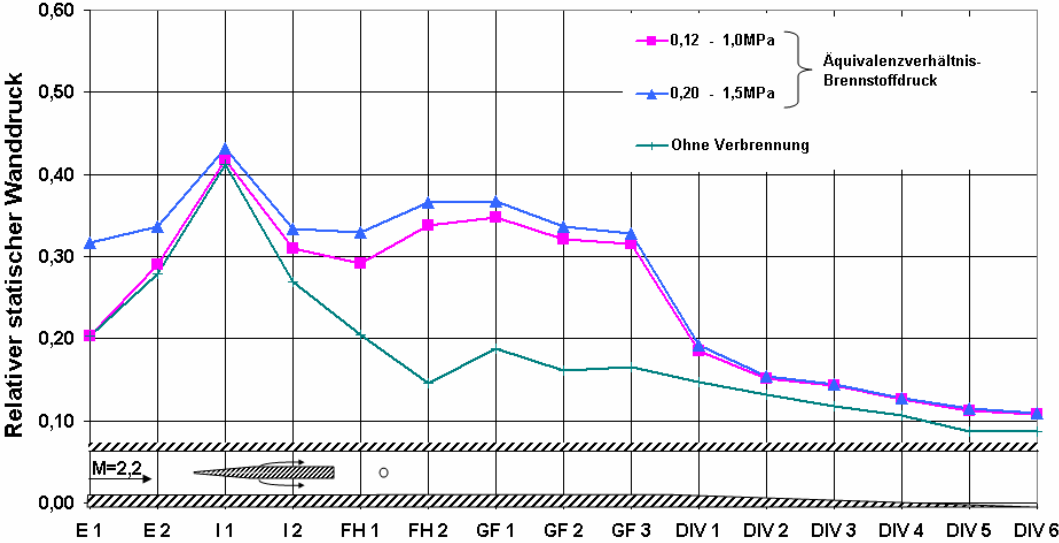


Abb. 5.40: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor2  $p_{th2}=1,5MPa$ ;  $\Phi=0,20$

### 5.6.2.3 Brennstoffdruck: 2,0MPa ( $\Phi=0,27$ ) Injektor2

Mit weiter steigendem Brennstoffdruck sinkt auch bei dem Injektor2 die Flammhaltertemperatur schlagartig ab. Stromab des Flammhalters wird die Flamme sichtbar. Der Anstieg des Eigenleuchtens der Flamme in dem Brennkammerabschnitt mit konstantem Querschnitt zeigt die nun dort stattfindende Verbrennung auf. Die Schlierenaufnahmen am Brennkammeraustritt zeigen, wie in Abbildung 5.41 dargestellt, ein weiteres Ansteigen der Austrittsmachzahl. Dies deutet auf eine Verbreiterung des Bereiches mit kritischer Strömung hin.

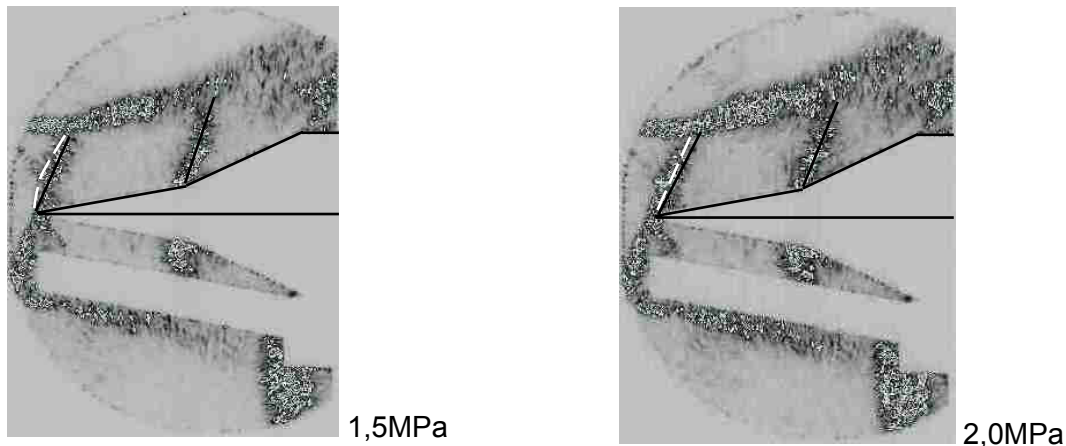


Abb. 5.41: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei  $\Phi=0,20$  und Verbrennung bei  $\Phi=0,27$  im Vergleich

Wie der Verlauf des statischen Wanddruckes dargestellt in Abbildung 5.42 zeigt, nimmt auch bei Injektor2 die Drosselwirkung des Injektors weiter zu.

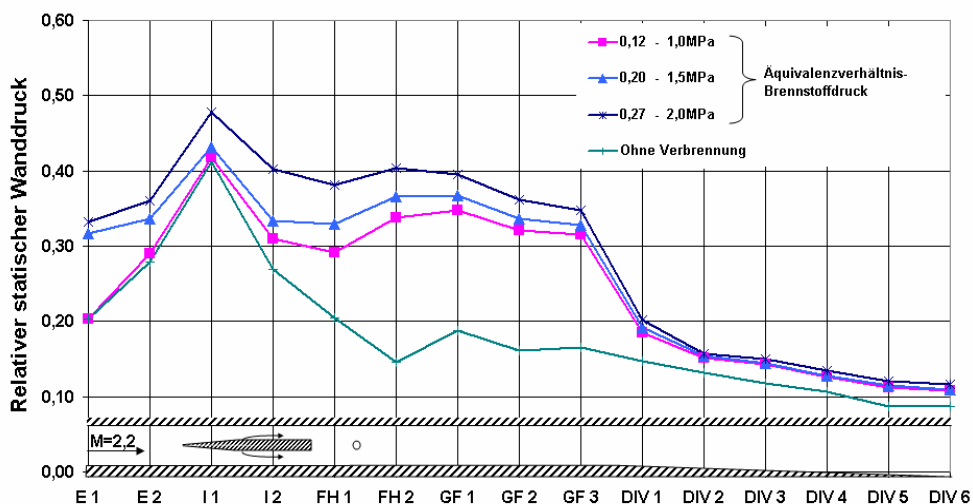


Abb. 5.42: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor2 bei einem Wasserstoffdruck von  $p_{th2}=2,0MPa$ ;  $\Phi=0,27$

Anders als bei Injektor1 führt der Wechsel der Verbrennung zu einem weiteren Anstieg der Wärmefreisetzung und der Totaltemperatur am Brennkammeraustritt. Dies ist auf die von Anfang an stärker reduzierte Geschwindigkeit am Injektor zurückzuführen. Diese ist verbunden mit einer erhöhten statischen Temperatur und vergrößerter Aufenthaltsdauer. Dadurch steigt die Reaktionsrate und mehr Wasserstoff als bei Injektor1 kann verbrennen. Das kritische Druckverhältnis wird hierbei nicht überschritten. Die Strömung bleibt um den Injektor supersonisch, auch wenn sich der Bereich mit Unterschallströmung im Nachlauf vergrößert. Durch die steigende Druckrückwirkung und Verzögerung der Strömung vor dem Injektor nimmt der Totaldruckverlust weiter ab. Dieser erreicht wie bei Injektor1 im Bereich des thermischen Blockierens der Strömung nahezu den gleichen Druckverlust wie ohne Verbrennung.

In Abbildung 5.43 ist der Totaldruckverlust an beiden Injektoren in Abhängigkeit zum Äquivalenzverhältnis dargestellt.

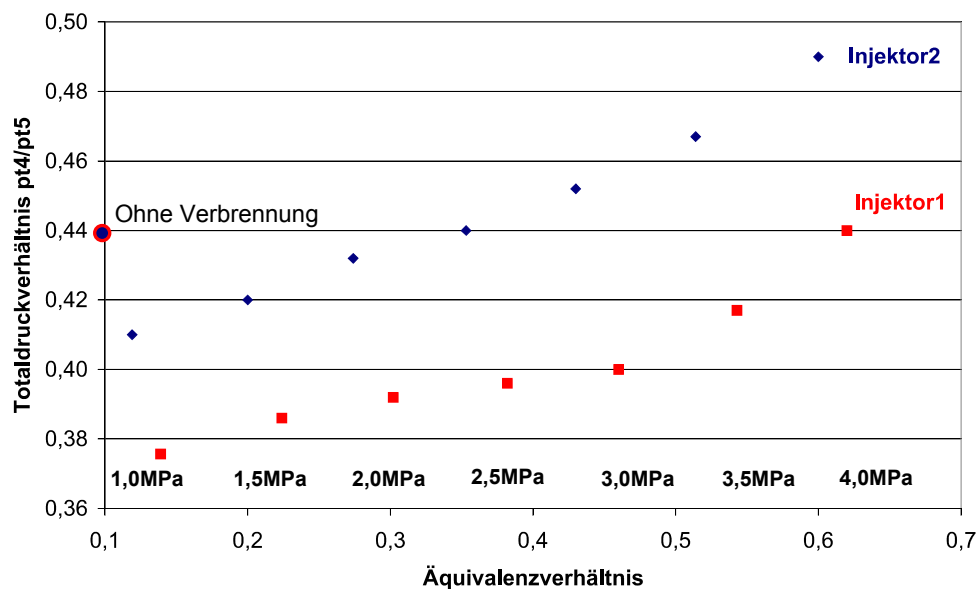


Abb. 5.43: Totaldruckverhältnis über die Brennkammer bei beiden Injektoren im Vergleich

### 5.6.2.4 Brennstoffdruck: 2,5MPa ( $\Phi=0,35$ ) bis 3,5MPa ( $\Phi=0,51$ ) Injektor2

Ein Erhöhen des Brennstoffmassenstroms führt zu einer weiteren Drosselung der Strömung im Bereich des Injektors. Der Verlauf des statischen Wanddruckes zeigt auf, dass das kritische Druckverhältnis in der Strömung am Injektor überschritten wird. Die Strömung ist nach dem Injektor ab  $\Phi=0,35$  subsonisch (s. Abbildung 5.44).

Der statische Druck innerhalb der Strömung ist vor dem Injektor geringer als im Bereich des Blockierens. Der Shock-Train am Lavaldüsenaustritt bleibt erhalten. Dies ist auch am Totaldruckverlust erkennbar, der über dem bei reiner Unterschallströmung bleibt. Es stellt sich somit ein mehrfach kritischer Strömungszustand ein. Die Strömung wird im Düsenhals der Lavaldüse kritisch und wird im Anschluss daran supersonisch. Durch die Verzögerung über Shock-Train erreicht sie wiederum den kritischen Zustand. Dies stellt nach Oswatisch [48] einen stabilen Zustand dar. Bei einer hohen Verzögerung, in der die Strömung in der Lavaldüse nahezu subsonisch bleibt und die Brennkammer den reinen Ramjet-Betrieb des Dualmodusantriebes widerspiegelt, ist der Totaldruckverlust am geringsten.

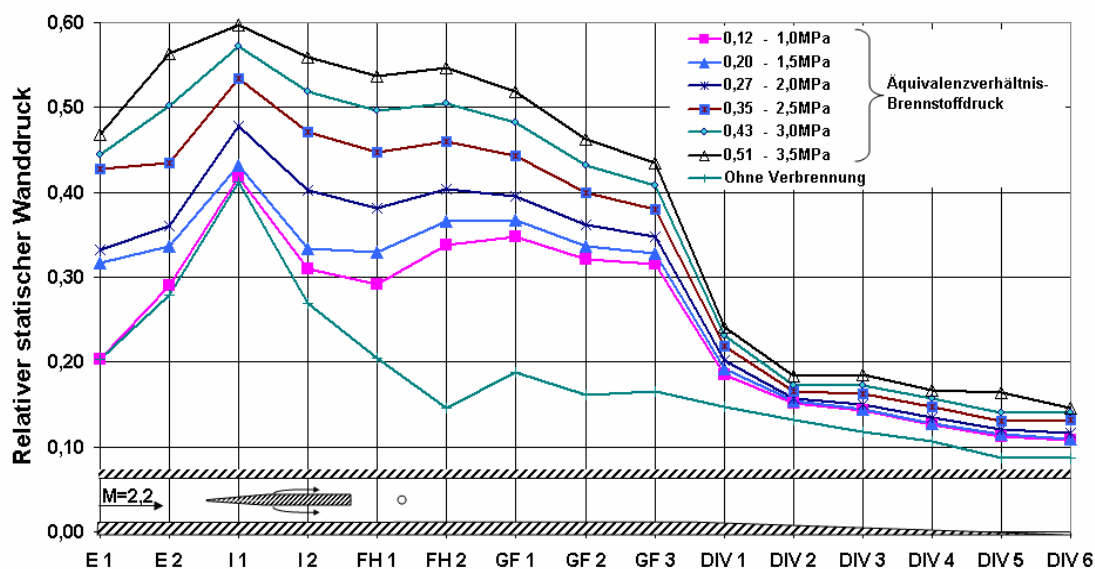


Abb. 5.44: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor2:  $\Phi=0,12$  bis  $\Phi=0,51$

Dies zeigen auch die Schlierenmessungen am Austritt der Brennkammer. Die Machzahl erreicht ihren theoretischen Maximalwert und bleibt ab einem Brennstoffdruck von 2,5MPa konstant, wie in Abbildung 5.45 dargestellt.

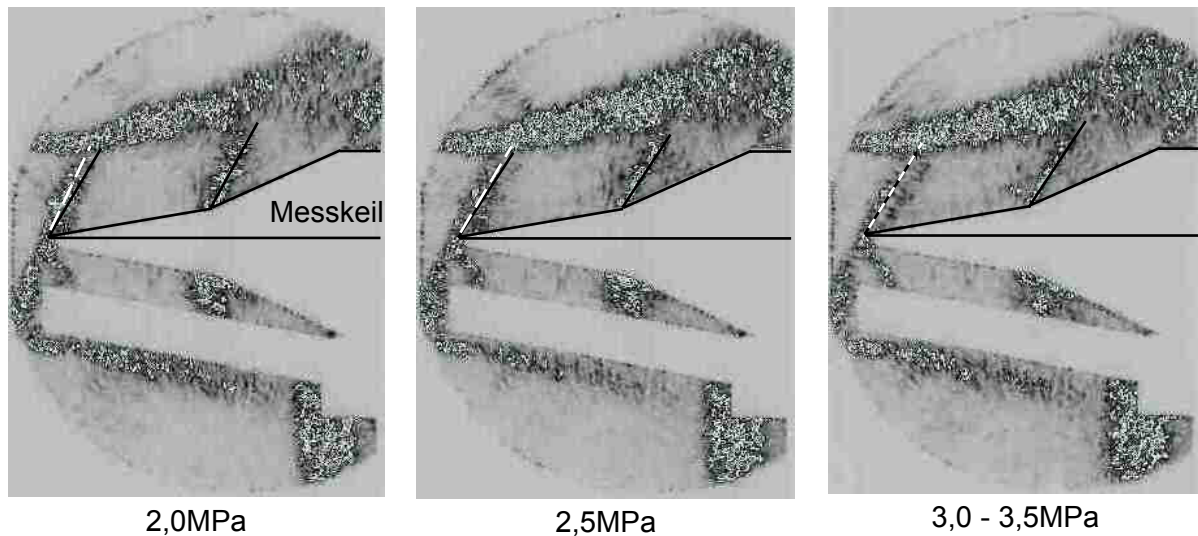


Abb. 5.45: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei  $\Phi=0,27$ , bei  $\Phi=0,35$  und  $\Phi=0,43 - 0,51$  im Vergleich

Die durch die Verbrennung freigesetzte Wärmemenge steigt linear mit dem Äquivalenzverhältnis an. Dies ist auch an einer steigenden Ausbreitung der sichtbaren Flamme bei höheren Brennkammerdrücken, analog zu Injektor1 erkennbar.

Mit linear ansteigendem Äquivalenzverhältnis kann auch ein lineares Ansteigen des Ausbrandes festgestellt werden (siehe Abbildung 5.35). Dies lässt sich auf die weiter steigende Verzögerung der Strömung im Bereich des Injektors zurückführen. Aufgrund der geringen Totaltemperatur innerhalb der Strömung ist die Zündung und Verbrennung abhängig von denen in der Pilot- und Hauptflamme generierten Heißgasen und Radikalen. Die in die Umgebungsströmung eingemischten Heißgase und Radikale zünden dort den Wasserstoff. Da die Zündverzugs- und Reaktionszeiten abhängig von der Temperatur sind bedeutet dies, dass mit steigendem Brennstoffmassenstrom und somit steigender Wärmefreisetzung im Bereich des Flammhalters die effektive Mischtemperatur ansteigt. Dadurch werden die Zünd- und Reaktionszeiten verkürzt und die Reaktion kann sich stärker in Richtung Brennkammerwände ausbreiten und auch weiter stromab stattfinden. Dies ist auch an der steigenden Länge der im Eigenleuchten sichtbaren Flamme erkennbar.

Die Ausbreitung der Flamme zu den Brennkammerwänden kann zudem über Temperaturmessung an den Wänden erkannt werden. Abbildung 5.46 zeigt den Anstieg der Wandtemperatur mit steigendem Brennstoffmassenstrom. Die Messung wurde im Abstand von 30mm stromab des Flammhalters durchgeführt.

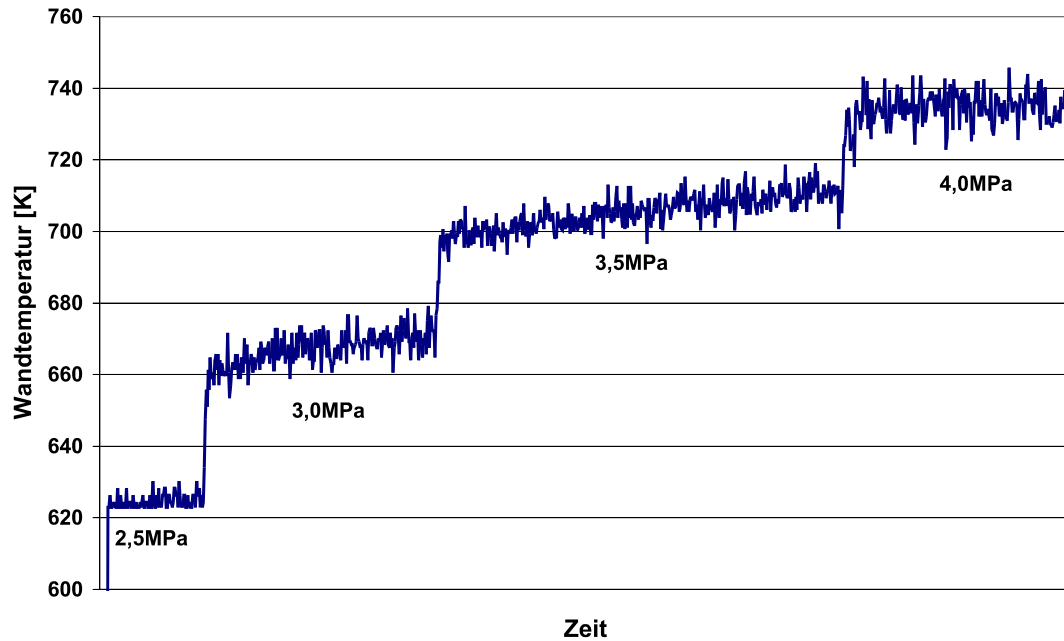


Abb. 5.46: Brennkammerwandtemperatur im Bereich mit konstantem Querschnitt in Abhängigkeit zum Brennstoffdruck

Wird die Strömung innerhalb der Brennkammer subsonisch, so kann die Flamme die Brennkammerwand schon im kurzen Abstand stromab zum Flammhalter erreichen. Dies erklärt auch den Fall, dass bei Injektor1 eine Erhöhung der Wandtemperatur in diesem Brennkammerabschnitt nicht feststellbar ist. Durch die permanent supersonische Strömung ist die Aufenthaltsdauer zu gering, damit die Reaktion die Wand in Flammhalternähe erreichen könnte.



### 5.6.2.5 Resümee

Im Vergleich zeigen beide Injektoren bei Drücken für die normale Brennstoffzufuhr, die unterhalb 2,0MPa liegt, ein äquivalentes Verhalten. Am Flammhalter findet die Verbrennung innerhalb einer Detonation statt. Bei höheren Brennstoffmassenströmen weicht dies voneinander ab. Durch die höhere Drosselwirkung des dickeren Injektor2 tritt an diesem eine Verzögerung der Strömung in den Unterschall auf. Dies führt dazu, dass der Ausbrand nach einem anfänglichen Abfall wieder steigt, was auf den Ramjet-Betrieb zurückzuführen ist. Durch die vergrößerte Wärmefreisetzung im Bereich der Pilotflamme erhöht sich die Mischtemperatur, wodurch die Verbrennung gefördert wird. Injektor1 hingegen bleibt kontinuierlich im SCRamjet-Betrieb. Aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Brennkammer und der damit verbundenen geringeren Einmischung der Pilotflamme in die Umgebungsströmung ist hier auch bei steigendem Brennstoffmassenstrom nur eine geringe Verbesserung des Ausbrandes möglich.

Ein weiterer Unterschied besteht in dem auftretenden Totaldruckverlust. Beide Injektoren zeigen den gleichen tendenziellen Verlauf dessen. Bei Injektor1 ist dieser vom Betrag höher als der von Injektor2. Dies liegt einerseits in der Abmessung des Flammhalters im Verhältnis zur Abmessung des Nachlaufes begründet. Dadurch, dass der Injektor1 die gleiche Dicke wie der Flammhalter aufweist, wird die Strömung von diesem stärker beeinflusst als von Injektor2. Zudem wirkt sich die größere Drosselwirkung des Injektor2 positiv auf den Totaldruckverlust aus, da die Strömung schon vor dem Injektor durch Schrägstöße stärker verzögert wird.

Beide Injektoren weisen in dem Betriebszustand, bei dem die Verbrennung innerhalb einer Detonation stattfindet, einen erhöhten Totaldruckverlust auf. In diesem Betriebszustand ist der Ausbrand beider Injektoren identisch. Er ist abhängig davon, über welche Breite der Flammhalter eine hohe Temperatur aufweist. Nur in dem Bereich mit hoher Temperatur kann die Detonation initiiert und stabilisiert werden. Deshalb wäre eine hohe Temperatur des Flammhalters über die gesamte Brennkammerbreite von Vorteil. Der Totaldruckverlust des Injektor2 liegt auch bei der Verbrennung in der Überschallströmung unterhalb des Verlustes bei Injektor1 nur mit Pilotflamme. Daraus lässt sich schließen, dass zur Verringerung des auftretenden Verlustes die Dicke des Injektors größer als die des Flammhalters sein sollte.

Durch die höhere Drosselwirkung des Injektor2 tritt bei diesem bei geringeren Brennstoffmassenströmen ein Blockieren der Strömung auf. Inwieweit ein thermisches Blockieren mit dem Injektor1 möglich ist, konnte in den Untersuchungen nicht ermittelt werden, da der Brennstoffdruck auf 4,0MPa begrenzt ist.

Die Verbrennung innerhalb der Überschallströmung zeichnet sich durch den niedrigen Ausbrand aus, was sich auf die niedrige statische Temperatur am Brennkammereintritt von 300K zurückführen lässt. Da die Reaktionszeit und Zündverzugszeit exponentiell mit der Temperatur steigen, kann davon ausgegangen werden, dass der Ausbrand durch eine Erhöhung der statischen Temperatur auch bei Verbrennung im Überschall gesteigert werden kann.

Die Reaktion wird primär durch die Pilotflamme initiiert, die Heißgase und Radikale für die Zündung des Wasserstoffes in der Überschallströmung bereitstellt. Mit steigendem Pilotmassenstrom ist somit eine zusätzliche Steigerung des Ausbrandes möglich.

Aus diesem Grund wurden Untersuchungen mit einer Variation der Temperatur und der Pilotmassenströme durchgeführt.

### 5.6.3 Einfluss des Pilotmassenstromes und der statischen Temperatur

Die statische Temperatur am Brennkammereintritt ist von zentraler Bedeutung für die Zünd- und Reaktionszeiten. Da diese unmittelbar im Zusammenhang mit dem Ausbrand stehen wurden Untersuchungen mit variabler Brennkammereintrittstemperatur durchgeführt.

Hierzu wurde ein Betriebszustand ausgewählt und im Anschluss daran die Totaltemperatur am Brennkammereintritt abgesenkt.

Die Abhängigkeit des Ausbrandes von der Temperatur am Brennkammereintritt kann bei jedem Brennstoffmassenstrom beobachtet werden. So führt beispielsweise eine Reduzierung der Totaltemperatur am Brennkammereintritt von 620K auf 500K zu einer Reduktion des Ausbrandes um ca. 30%, wie in Abbildung 5.47 dargestellt ist.

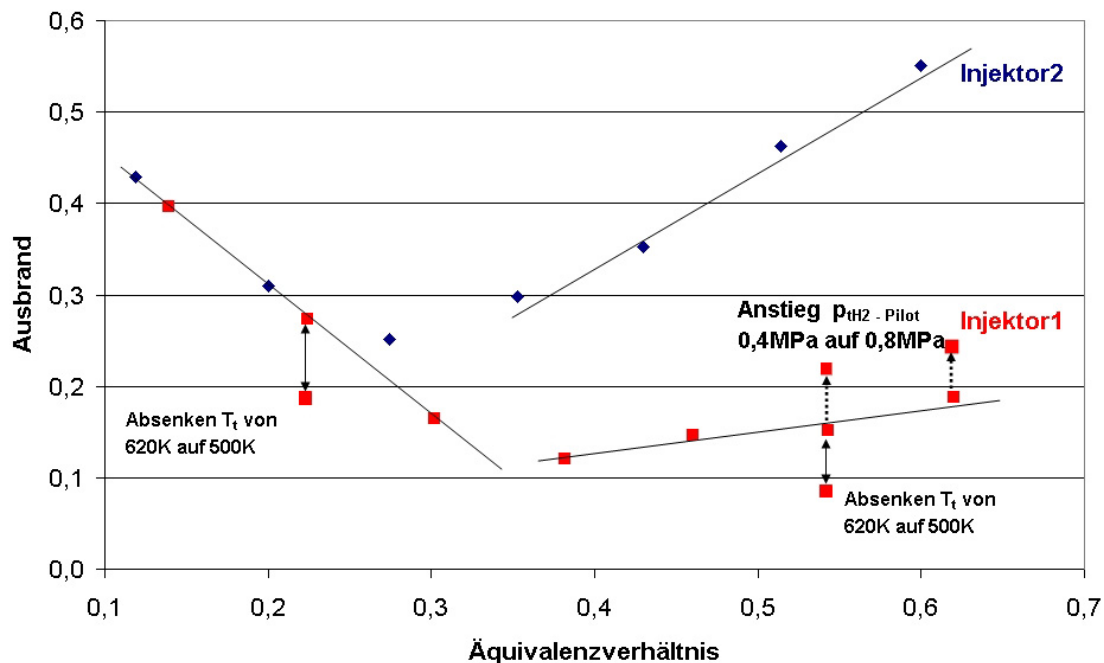


Abb. 5.47: Veränderung des Ausbrandes in Abhängigkeit zur Totaltemperatur am Brennkammereintritt und dem Pilotwasserstoffmassenstrom

In Messungen der Flammhaltertemperatur kann festgestellt werden, dass diese durch die Reduktion der Totaltemperatur sinkt. Dies liegt darin begründet, dass der Flammhalter durch die Brennstoffstrahlen, die aktive Kühlung, aber auch durch die Umgebungsströmung gekühlt wird. Wird die Totaltemperatur der Strömung reduziert, so stellt sich am Flammhalter ein neues Gleichgewicht ein. Durch die kältere Luft, die in den Nachlauf zwischen Injektor und Flammhalter hineinströmt, sinkt einerseits die Mischtemperatur zwischen Pilotflamme und der Luft. Zudem erfährt der Flammhalter nur im zentralen Bereich durch die Pilotflamme eine hohe Wärmezufuhr, die wandnahen Bereiche werden indes durch die Umgebungsströmung

gekühlt, da dort keine Pilotflamme vorhanden ist. Dies führt zu einer zusätzlichen Wärmeabfuhr am Flammhalter.

Durch eine Reduzierung der aktiven Flammhalterkühlung kann ein erneuter Anstieg des Ausbrandes hervorgerufen werden. Dies liegt darin begründet, dass durch die höhere Flammhaltertemperatur der Ausbrand in der Pilotflamme und somit die Bereitstellung von Heißgasen und Radikalen erhöht werden. Dies fördert auch die Verbrennung innerhalb der Umgebungsströmung.

Die Untersuchungen zeigen, dass analog zu den Freistrahlundersuchungen mit den vorhandenen Injektorkonfigurationen eine Absenkung der Totaltemperatur bis 430K möglich ist. Bei geringerer Temperatur sind keine Stabilisierung der Pilotflamme und ein Aufrechterhalten der Verbrennung mit den gegebenen Injektoren möglich.

Einen Einfluss auf die Verbrennung zeigen auch die Brennstoffmassenströme. Insbesondere der Pilotwasserstoffmassenstrom ist von Bedeutung. Durch einen höheren Brennstoffmassenstrom der Pilotflamme können mehr Heißgase und Radikale generiert werden. Diese wirken sich ihrerseits positiv auf die Zündung des Wasserstoffes in der Umgebungsströmung aus. In Abbildung 5.48 ist die Auswirkung der Variation der Pilotmassenströme auf die Verbrennung an dem Beispiel des Injektor2 bei einem Äquivalenzverhältnis von  $\Phi=0,27$  dargestellt.

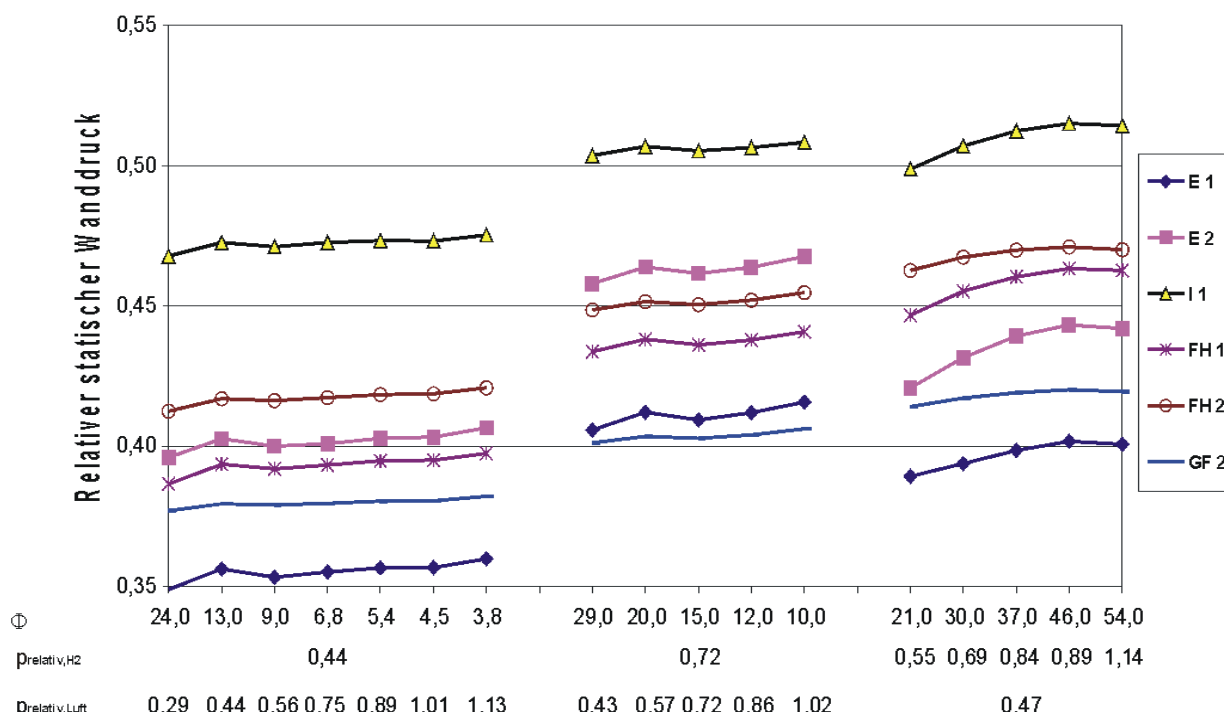


Abb. 5.48: Auswirkung des Pilotwasserstoff- und -luftmassenstromes auf den statischen Wanddruck

Es ist zu erkennen, dass bei festem Wasserstoffmassenstrom nur eine geringe Auswirkung bei einer Pilotluftvariation auftritt. Mit steigendem Wasserstoffrelativdruck nehmen die

Wärmefreisetzung und der resultierende statische Druck innerhalb der Brennkammer zu. Durch den erhöhten Pilotmassenstrom erhöht sich auch die Drosselwirkung des Injektors, wie an dem Druckverlauf vor dem Injektor (E1 und E2) zu erkennen ist. Dies tritt insbesondere bei hohem Pilotbrennstoff in Verbindung mit Pilotluftdruck auf. Ein hoher Wasserstoff- und Luftmassenstrom resultiert in einer hohen Wärmefreisetzung am Flammhalter und einer hohen Flammhaltertemperatur. Dadurch steigt die Drosselwirkung des Flammhalters. Dies führt zu einem verstärkten Brennen in der Injektorgrenzschicht. Hieraus resultiert eine Erhöhung der Drosselwirkung des gesamten Injektors. Einen Anstieg des Pilotwasserstoffmassenstromes und die somit verstärkte Freisetzung von Heißgasen und Radikalen fördert die Verbrennung in der Überschallströmung. So wirkt sich eine Verdoppelung des Pilotluftdruckes von 0,4MPa auf 0,8MPa bei der Verbrennung in der Überschallströmung, wie sie bei Injektor1 bei Brennstoffdrücken über 2,0MPa auftritt, in einer Steigerung des Ausbrandes um 30% aus.

Der Einfluss konnte indes bei der Verbrennung mit Detonation nicht beobachtet werden. Dies lässt sich damit begründen, dass der Ausbrand bei der Verbrennung mit Detonation primär mit der Vorvermischung des Wasserstoffes in der Überschallströmung in Verbindung steht. Da die Pilotflamme keinen Einfluss auf die Vorvermischung des Wasserstoffes hat und sich somit die lokalen kritischen Äquivalenzverhältnisse für eine Detonation nicht ändern, wirkt sich eine Veränderung des Pilotmassenstromes hierbei nicht auf den Ausbrand aus.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Neben den flugmechanischen und aerodynamischen Herausforderungen, die der Flug bei hohen Geschwindigkeiten mit sich bringt, stellt der Antrieb eine zentrale Komponente dar, die eine hohe Komplexität darstellt. Bei Flugmachzahlen über 3.5 können aufgrund der thermischen und mechanischen Belastungen keine konventionellen Turbojet-Triebwerke mehr eingesetzt werden. Ab dieser Fluggeschwindigkeit finden so genannte Staustrahltriebwerke mit Unterschall- oder Überschallverbrennung Einsatz. Da Ramjet und SCRamjet-Triebwerke unterschiedliche Brennkammergeometrien fordern und somit für den Einsatz beider Triebwerke komplexe Verstellmechanismen benötigt werden, wird mittlerweile in zahlreichen Konzepten der Dualmodusantrieb favorisiert.

Bei diesem stellt insbesondere die Zündung und die Flammenstabilisierung über einen variablen Betriebsbereich ein wesentliches Problem dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Untersuchungen zur Zündung und Stabilisierung durchgeführt. Hierbei lag das Augenmerk insbesondere auf einer hohen Eintrittsmachzahl bei niedriger Eintrittstemperatur. So erfolgten die Untersuchungen bei einer Totaltemperatur von 600K und einer Eintrittsmachzahl von 2,2. Dies entspricht einem Dualmodusbetrieb bei einer Flugmachzahl von 3,0. Voruntersuchungen zeigten, dass das durch den Isolator erzeugte Stoßsystem bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen variiert und somit einen wechselnden Einfluss auf die Strömungsverhältnisse in der Brennkammer verursacht. Aus diesem Grund wurden die Stabilisierungsmöglichkeiten der Verbrennung mittels Freistrahlinvestigations, durch die der Einfluss unterschiedlicher Stoßsysteme gut simuliert werden kann, untersucht.

Die Stabilisierung einer Pilotflamme in dem Nachlauf eines Strut-Injektors mit kleiner Dicke erwies sich aufgrund der wenig ausgeprägten Rezirkulationsgebiete als nicht möglich. Aus diesem Grund wurde ein neues Injektorkonzept entwickelt, bei dem ein Flammhalterrohr in den Nachlauf des Strut-Injektors eingebracht wird.

Die Untersuchungen zeigen, dass mittels des Flammhalters die Pilotflamme und die Verbrennung stabilisiert werden können. Hierbei spielen die Flammhaltertemperatur und das auftretende System, bestehend aus Stößen und Expansionsfächern, eine entscheidende Rolle. Sowohl die Expansionsfächer als auch die Brennstoffstrahlen können sich kühlend auf den Flammhalter auswirken, wodurch die Oberflächentemperatur unter einen kritischen Wert von 800K fallen kann. Hierbei tritt ein Erlöschen der Pilotflamme und somit der Verbrennung auf. Mittels zusätzlich in den Nachlauf eingeblasene Luft kann die Flammhaltertemperatur auf ein ausreichend hohes Niveau geregelt und der Brennstoffmassenstrom für die Pilotflamme stark variiert werden. Dies ermöglicht, dass durch die am Flammhalter generierten Heißgase und Radikale die Verbrennung im Freistrahlinvestigationsbereich von 430K bis 600K und der Machzahlbereich von 1,5 bis 2,2 aufrechterhalten werden kann.

Die breiten Möglichkeiten zur Stabilisierung der Verbrennung mit dem neuen Strut-Flammhalter-Injektor zeigen sich auch in den Brennkammeruntersuchungen. So kann hier

die Verbrennung ebenfalls über einen Totaltemperaturbereich von 430K bis 620K stabilisiert werden. Zum Vergleich wurden in den Experimenten zwei Injektoren unterschiedlicher Dicke verwendet. Hierbei zeigt sich, dass die Dicke des Injektors und die damit verbundene Drosselwirkung einen starken Einfluss auf die Strömungsverhältnisse ausübt. So löst sich bei dem Injektor2 mit 5mm Dicke die Grenzschicht stromauf des Injektors ab, wodurch vor dem Injektor ein Schrägstoßsystem entsteht. Diese erhöhte Verzögerung der Strömung vor dem Injektor führt zu einem besseren Ausbrand und geringeren Totaldruckverlust. Zudem ist mit diesem Injektor ein Blockieren der Strömung bei geringerem Brennstoffmassenstrom zu erreichen als mit dem Injektor1 mit 3mm Dicke. Somit erweist sich Injektor2 für den Dualmodusbetrieb als besser geeignet als Injektor1.

Die Untersuchungen zeigen, dass das Blockieren der Strömung weniger eine Auswirkung der Wärmefreisetzung stromab des Injektors ist, sondern an eine Verbrennung von Wasserstoff in der Injektorgrenzschicht gekoppelt ist. Diese Drosselung führt zu einer verstärkten Stromaufdruckrückwirkung und einer Ausweitung des Schrägstoßsystems vor dem Injektor. Dadurch bildet es eine Grundlage für das Blockieren der Strömung, das für den Dualmodusbetrieb notwendig ist.

Wie die Untersuchungen weiter zeigen, ist die Vorvermischung des durch die laterale Brennstoffzufuhr eingeblasenen Wasserstoffes bedeutsam für den Ablauf der Verbrennung in der Strömung. So findet unterhalb eines lokalen Äquivalenzverhältnis von  $\Phi=1,4$  am Flammhalter die Verbrennung in einer Detonation statt, die am Flammhalter stabilisiert wird. Diese zeichnet sich durch einen erhöhten Totaldruckverlust und zugleich hohen Ausbrand aus. Hierbei spielt der glühende Bereich des Flammhalters eine zentrale Rolle, da der Wasserstoff an den nicht glühenden Zonen unverbrannt abströmt. Mit steigendem Brennstoffdruck und Äquivalenzverhältnis am Flammhalter wird die Detonationsgrenze überschritten und die Verbrennung findet in der Überschallströmung statt. Dadurch tritt aufgrund der niedrigen statischen Temperatur ein starker Abfall des Ausbrandes auf. Dieser erholt sich erst mit zunehmender Drosselung der Strömung wieder. Eine Steigerungsmöglichkeit des Ausbrandes stellt hierbei eine Erhöhung der statischen Temperatur und des Pilotmassenstromes dar.

Im Allgemeinen zeigen die Untersuchungen, dass mittels der über den Flammhalter stabilisierten Pilotflamme die Zünd- und Reaktionszeiten innerhalb der Überschallströmung herabgesetzt werden können. Dies ermöglicht eine Stabilisierung und den Ablauf der Verbrennung in einem kurzen Abschnitt der Brennkammer. Es kann davon ausgegangen werden, dass mit steigender Temperatur auch der Ausbrand in jedem Betriebszustand weiter erhöht und die Brennkammerlänge verkürzt werden kann.

Die Möglichkeit zur Steuerung der Reaktion innerhalb der Brennkammer mittels des Flammhalters zeigt sich auch in ersten weiterführenden Untersuchungen. So kann beispielsweise mittels einer Wasserstoff-Luft-Pilotflamme die Verbrennung von lateral in die Überschallströmung zugeführtem Methan durchgeführt werden. Hierbei zeigt auch die Verbrennung mit Methan ein ähnliches Betriebsverhalten bezüglich der Stabilität in Freistrahlinvestigations. Die Untersuchungen deuten somit darauf hin, dass mit dem vorhandenen Injektorsystem neben Wasserstoff auch Methan als Brennstoff verwendet werden kann. Die Möglichkeit zur Stabilisierung der Verbrennung mit Kohlenwasserstoffen als Brennstoff würde den Einsatzbereich des neuen Injektorkonzeptes stark erweitern.

## 7 Literaturverzeichnis

- [1] Bartolotta, P., McNelis, N.: *NASA's Advanced Space Transportation Program - RTA Project Summary*; Glenn Research Center, 2002
- [2] Olds, J., Bradford, J.E., Charania, A., Ledsinger, L., McCormick, D., Sorensen, K.: *Hyperion: An SSTO Vision Vehicle Concept Utilizing Rocket-Based Combined Cycle Propulsion*; AIAA 99-4944, 1999
- [3] Beach, H. L., Blankson, I. M.: *Prospects for Future Hypersonics Air-Breathing Vehicles*; ISABE Paper, 1991
- [4] Jones, R. A., Huber, P. W.: *Toward SCRamjet Aircraft*; Technical Report, AIAA, 1978
- [5] McClinton C. R., Hunt, J. L., Ricketts, R. H., Reukauf, P., Peddie, C. L.: *Airbreathing Hypersonic Technology Vision Vehicles and Development Dreams*; AIAA 99-4978, 1999
- [6] Hueter, U., McClinton, C. R.: *NASA's Advanced Space Transportation Hypersonic Program*; AIAA 2002-5175, 2002
- [7] Kazmar, R. R.: *Hypersonic Propulsion at Pratt & Whitney - Overview*; AIAA 2002-5144, 2002
- [8] Gustafson, M. D., Livingston, J. W.: *An Approach Toward the Realization of Airbreathing Hypersonic Systems*; AIAA 2002-5142, 2002
- [9] Bissinger, N. C.: *Inlet and Propulsion Integration of RAM Propelled Vehicles*; Daimler-Benz Aerospace, München, 1996
- [10] Moses, P. L., Bouchard, K. A., Vause R. F., Pinckney, S. Z., Ferlemann, S. M., Leonard, C. P., Taylor III, L. W., Robinson, J. S., Martin, J. G., Petley, D. H., Hunt, J. L.: *An Airbreathing Launch Vehicle Design with Turbine-Based Low-Speed Propulsion and Dual Mode SCRamjet High-Speed Propulsion*; AIAA 99-4948, 1999
- [11] Esch, T., Hollmeier, S., Rick, H.: *Design and Off-Design Simulation of Highly Integrated Hypersonic Propulsion Systems*; AGARD PEP Symposium on „Advanced Aero-Engine Concepts and Controls”, 1995
- [12] Curran, E. T., Murthy, S.N.B., (Editors) : *SCRamjet Propulsion* ; AIAA Volume 189, Progress in Astronautics and Aeronautics, 2000
- [13] Goyne, C. P., McDaniel, J. C., Quagliaroli, T. M., Krauss, R. H., Day, S. W.: *Dual-Mode Combustion of Hydrogen in a Mach 5, Continuous-Flow Facility*; Journal of Propulsion and Power, Vol 17, No. 6, 2001
- [14] Billig, F. S., Corda, S., Pandolfini, P. P.: *Design Techniques for Dual Mode Ram-SCRamjet Combustors*; The Johns Hopkins University, Applied Physics Laboratory, 1989
- [15] Vinogradov, V., Grachev, V., Petrov, M., Sheechman, J.: *Experimental Investigation of 2-D Dual Mode SCRamjet with Hydrogen Fuel at Mach 4.6*; AIAA 90-5269, 1990



- [16] Cockrell, C. E., Auslender, A. H., Guy, R. W., McClinton, C. R., Welch, S. S.: *Technology Roadmap for Dual-Mode SCRamjet Propulsion to Support Space-Access Vision Vehicle Development*; AIAA 2002-5188, 2002
- [17] Dessornes, O., Scherrer, D.: *Weighing of the JAPHAR dual mode ramjet engine*; AIAA 2002-5187, 2002
- [18] Yang, J., Han, Z., Takayama, K.: *Downstream-facing shock wave/boundary layer interaction*; Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology, Hefei, 2000
- [19] Boston, B., Brove, J. W., Holmes, R., Henderson, L. F., Sharp, D. H., Yang, Y., Zhang, Q.: *Shock Induced Surface Instabilities and Nonlinear Wave Interactions*; Department of Applied Mathematics and Statistics; State University of New York at Stony Brook, 1993
- [20] Waltrup, P. J., Billig, F. S.: *Prediction of Precombustion Wall Pressure Distributions in SCRamjet Engines*; AIAA 72-1181, 1973
- [21] Billig, F. S.: *Research on Supersonic Combustion*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 9, No. 4, 1993
- [22] Reinartz, B. U., Herrmann, C. D., Ballmann, J., Koschel, W. W.: *Analysis of Hypersonic Inlet Flows with Internal Compression*; AIAA 2002-5230, 2002
- [23] Hönig, R., Theisen, D., Fink, R., Lachner, R., Kappler, G., Rist, D., Andersen, P.: *Experimental Investigation of a SCRamjet Model Combustor with Injection Through a Swept Ramp Using Laser-Induced Fluorescence with Tuneable Eximer Lasers*; 26 Symposium (International) on Combustion, Paper 2949-2956, 1996
- [24] Sakima, F., He, F., Arai, T., Kashara, J.: *Interaction Phenomena Between a Supersonic Cross Flow and a Transverse Sonic Jet*; AIAA 2002-5181, 2002
- [25] Huber, P. W., Schexnayder, C. J., McClinton, C. R.: *Criteria for Self-Ignition of Supersonic Hydrogen-Air Mixtures*; NASA Technical Paper 1457, 1979
- [26] Ben-Yakar, A., Hanson, R. K.: *Experimental Investigation of Flame-Holding Capability of Hydrogen Transverse Jet in Supersonic Cross-Flow*; 27 Symposium on Combustion, Paper 2173-2180, 1998
- [27] Seiner, J. M., Dash, S. M., Kenzakowski, D. C.: *Historical Survey on Enhanced Mixing in SCRamjet Engines*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 17, No. 6, 2001
- [28] Dessornes, O., Jourdain, C.: *Mixing enhancement techniques in a SCRamjet*; AIAA 98-1517, 1998
- [29] Cook, D. K.: *A One-Dimensional Integral Model of Turbulent Jet Diffusion*; Combustion and Flame, 85:143-154, 1991
- [30] Luo, K. H.: *Combustion Effects on Turbulence in a Partially Premixed Supersonic Diffusion Flame*; Combustion and Flame, 119:417-435, 1999
- [31] Ben-Yakar, A., Kamel, M., Morris, C., Hanson, R. K.: *Hypersonic Combustion and Mixing Studies using Simultaneous OH-PLIF and Schlieren Imaging*; AIAA 98-0940, 1998
- [32] Yu, K.H., Schadow, K.C.: *Role of Large Coherent Structures in Turbulent Compressible Mixing*; Experimental Thermal and Fluid Science, 14:75-84, 1997

- [33] Dimoktatis, P.E., Catrakis, H.J., Fourquette, D. C.: *Flow structure and optical beam propagation in high-Reynolds-number gas-phase shear layers and jets*; Journal of Fluid Mechanics: 433,105-134, 2001
- [34] Champion, M., Deshaies, B., Editors: *IUTAM Symposium on Combustion in Supersonic Flows*; Poceedings, 1995
- [35] Brummund, U., Scheel, F.: *Characterization of a supersonic flowfield using different Laser based techniques*; 10<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to fluid Mechanics, 2000
- [36] Waidman, W.: *Experimental Investigation of H<sub>2</sub> - air mixing and combustion in a Scramjet combustor model*; DLR Lampoldshausen, Institute of Chemical Propulsion & Engineering, Russian-German-French Scramjet Workshop, 1995
- [37] Zhang, Q., Sohn, S.-I.: *Nonlinear Theory of Unstable Fluid Mixing Driven by Shock Wave*; Department of Applied Mathematics and Statistics; State University of New York at Stony Brook, 1995
- [38] Bagabir, A, Drikakis, D.: *Mach number effects on shock-bubble interaction*; Shock Waves, No. 11:209-218, 2001
- [39] Umemura, A., Takihana, Y.: *Nonlinear Instabilities Leading to Rapid Mixing and Combustion in Confined Supersonic Double Shear Layer Flow*; Department of Aerospace Engineering, Nagoya University, 1998
- [40] Jacobs, J. W., Collins, B. D.: *Experimental Study of the Richtmyer-Meshkov instability of a diffuse interface*; 22 International Symposium on shock Waves, Paper 2590, 1999
- [41] Billig, F. S., Dugger, G. L.: *The Interaction of Shock Waves and Heat Addition in the Design of Supersonic Combustors*; 12. International Symposium on Combustion, 1969
- [42] Mader, B.: *SCRamjet Ignition Technology*; Mechanical Engineering University of Minnesota, 2002
- [43] Colket, M. B., Spadaccini, L. J.: *SCRamjet Fuels Autoignition Study*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 17, No. 2, 2001
- [44] Laster, W. R., Sojka, P. E.: *Autoignition of Nox Addition*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 5, No. 4, 1989
- [45] Sato, Y., Syama, M., Masuya, G., Kumoro, T., Kudou, K., Murakami, A., Tani, K., Chinzei, N.: *Experimental Study on Autoignition in a SCRamjet Combustor* ; ISABE 89-7058, 1989
- [46] Cox, R. A., Cole, J. A.: *Chemical Aspects of the Autoignition of Hydrocarbon-Air Mixtures*; Combustion and Flame 60:109-123, 1985
- [47] Powell, O. A., Edwards, J. T., Norris, R. B., Numbers, K. E., Pearce, J. A.: *Investigation of Hydrocarbon-Fuelled SCRamjet Engines: The Hypersonic Technology (HyTech) Program*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 17, No. 6, 2001
- [48] Oswatitsch, K.: *Grundlagen der Gasdynamik*; Springer Verlag, Wien NewYork, 1976

- [49] Sislian, J.P., Schirmer, H., Dudebout, R., Schumacher, J.: *Propulsive Performance of Hypersonic Oblique Detonation Wave and Shock-Induced Combustion Ramjets*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 17, No. 3, 2001
- [50] Matsuo, A., Fujii, K.: *Numerical Investigation of the One-Dimensional Piston Supported Detonation Waves*; Journal of Energy Conversion and Management, Vol. 38, No. 10-13, pp. 1283-1295, 1997
- [51] Chao, T.W., Wintenberg, E., Shepherd, J.E.: *On the Design of Pulse Detonation Engines*; GALCIT Report FM00-7, California Institute of Technology, 2001
- [52] Lüdäscher, M.: *Auswirkungen von Triebwerksstörungen auf die Flugdynamik eines zweistufigen Hyperschallfluggesetzes*; Dissertation, Lehrstuhl für Flugmechanik und Flugregelung, Technische Universität München, 1996
- [53] Gouskov, O. V., Kopchenov, V. I.: *Investigation of Ignition and Flame Stabilisation Behind the Strut in Supersonic Flow*; AIAA 2002-5226, 2002
- [54] Grünig, C.: *Gemischbildung und Flammenstabilisierung bei Pylon-Einblasung in Überschallbrennkammern*; Dissertation, Lehrstuhl A für Thermodynamik, Technische Universität München, 1999
- [55] Strokin, V., Grachov, V.: *The Peculiarities of Hydrogen Combustion in Model SCRamjet Combustors*; 13. International Symposium on Air-Breathing Engines, 1997
- [56] Algermissen, J., Nötzold, D.: *Der zeitliche Ablauf der Verbrennung von Wasserstoff im Überschall-Luftstrom*; Verein Deutscher Ingenieure - Forsch. Ing. Wis. Band 36, 1970
- [57] Gruber, M. R., Goss, L. P.: *Surface Pressure Measurements in Supersonic Transverse Injection Flowfields*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 15, No. 5 1999
- [58] Owens, M. G., Mullagiri, S., Segal, C., Ortwerth, P. J., Mathur, A. B.: *Thermal Choking Analyses in a Supersonic Combustor*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 17, No. 3, 2001
- [59] Brandstetter A., Rocci Denis, S., Kau, H.-P., Rist, D.: *Flame Stabilisation in Supersonic Combustion*; AIAA 2002-5224, 2002
- [60] Brandstetter A., Rocci Denis, S., Kau, H.-P., Rist, D.: *Experimental Investigation on Supersonic Combustion with Strut Injection*; AIAA 2002-5242, 2002
- [61] Kau, H.P., Rist, D.: *Teillastverhalten einer Überschallmodellbrennkammer mit Wasserstoffverbrennung in Über- und Hyperschallantrieben*; Antrag: Sonderforschungsbereich 255 Transatmosphärische Flugsysteme, Teilprojekt B12, 1998
- [62] Tishkoff, J. M., Philip Drummond, J., Edwards, T.: *Future Directions of Supersonic Combustion Research*; Air Force/NASA Workshop on Supersonic Combustion, 1996
- [63] Brandstetter, A.: *Auslegung und Konstruktion einer Modellbrennkammer zur Untersuchung der Wasserstoffverbrennung in Überschallströmungen*; Diplomarbeit, Lehrstuhl für Flugantriebe, Technische Universität München, 1998
- [64] Raffel, M., Willert, C., Kompenhans, J.: *Particle Image Velocimetry*; Springer Verlag Berlin Heidelberg NewYork, 1998

- [65] Fink, R.: *Untersuchungen zu LPP-Flugtriebwerksbrennkammern unter erhöhtem Druck*; Dissertation, Lehrstuhl für Flugantriebe, Technische Universität München, 2001
- [66] Urban, W. D., Mungal, M. G.: *Planar Velocity Measurements in Compressible Mixing Layers*; AIAA 97-0757, 1997
- [67] Urban, W. D., Watanabe, S., Mungal, M. G.: *Velocity Field of the Planar Shear Layer: Compressibility Effects*; AIAA 98-0697, 1998
- [68] Pauly, H., Engel, F.: *Das Pyrometer-Kompendium*; IMPAC Electronic GmbH, 1999
- [69] Fox, J.S., Gaston, M. J., Houwing, A. F. P., Danehy, P. M., Mudford, N. R., Gai, S. L.: *Instantaneous Mole-Fraction PLIF Imaging of Mixing Layers Behind Hypermixing Injectors*; AIAA 99-0774, 1999
- [70] Bray, K. N. C., Fletcher, R. S.: *Pilot Ignition of Cold Supersonic Flows*; AIAA 70-148, 1972
- [71] Waidmann, W., Alff, F., Böhm, M., Brummund, Clauß, W., Oswald, M.: *Supersonic Combustion of Hydrogen/Air in a SCRamjet Combustion Chamber*; Space Technology; Vol. 15, No. 6, 421-429, 1995
- [72] Diverse Autoren: *Combustor Modeling and Design*; The Johns Hopkins University, Applied Physics Laboratory, 1998
- [73] Douglass, H. W., et al.: *Liquid Rocket Engine Injectors*; NASA Space Vehicle Design Criteria, NASA SP-8089, 1976
- [74] Masuya, G., Komuro, T., Murakami, A., Shinozaki, N., Nakamura, A., Murayama, M., Ohwaki, M.: *Ignition and Combustion Performance of SCRamjet Combustors with Fuel Injection Struts*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 11, No. 2, 1995
- [75] Schetz, J. A., Billig, F. S., Favin, S.: *Analysis of Base Drag Reduction by Base and/or External Burning*; AIAA 80-1258, 1980
- [76] Winterfeld, G.: *On the Stabilization of Hydrogen Diffusion Flames by Flame-Holders in Supersonic Flow at low stagnation Temperatures*; Cranfield International Symposium on Advanced Gas Turbine Combustion, 1968
- [77] Thomas, M. E.: *Dual Pulse Laser Ignition in Propulsion Applications*; CFD Research Corporation; Huntsville, 1998
- [78] Kumar, R. K.: *Ignition of Hydrogen-Oxygen-Diluent Mixtures Adjacted to a Hot, Nonreactive Surface*; Combustion and Flame, 75: 197-215, 1989
- [79] Zuawski, R. L., Green, J. M.: *Catalytic Ignition of Hydrogen and Oxygen Propellants*; NASA Technical Memorandum 100957, AIAA 88-5300, 1988
- [80] Douglas Archer, R., Saarlal, M.: *Introduction of aerospace propulsion*; Prentice Hall Inc., 1996
- [81] Brandstetter, A.: *Auslegung und Konstruktion einer Modellbrennkammer zur Untersuchung der Wasserstoffverbrennung in Überschallströmungen*; DGLR Jahrestagung, DGLT-JT-99-186, 1999
- [82] Chung, K.M., Lu, F. K.: *Hypersonic Turbulent Expansion-Corner Flow with Shock Impingement*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 11, No. 3, 1995
- [83] Brandstetter, A., Rist, D.: *Theoretische Verbrennungsgrenzen und Geschwindigkeitsmessungen im Eintrittsbereich*; Seminar des Sonderforschungsbereiches 255, Technische Universität München, 2000

- [84] Kremer, F. G. J.: *Eindimensionale Brennkammerbetrachtung für ein Staustrahltriebwerk mit Überschallverbrennung*; DLR Forschungsbericht 94-06, 1994
- [85] Kim, J.-H., Huh, H., Yoon, Y., Jeung, I.-S.: *Effects of Shock Waves on a Supersonic Hydrogen-Air Jet Flame in a Model SCRamjet Combustor*; The Second Asia-Pacific Conference on Combustion, 1999
- [86] Mukunada, H. S., Sekar, B., Carpenter, M. H., Philip Drummond, J., Ajay Kumar: *Direct Simulation of High-Speed Mixing Layers*; NASA Technical Paper 3186, 1992
- [87] Philip Drummond, J.: *Enhancement of Mixing and Reaction in High-Speed Combustor Flowfields*; International Colloquium on Advanced Coputation and Analysis of Combustion, 1997
- [88] Philip Drummond, J.: *A Two-Dimensional Numerical Simulation of a Supersonic, Chemically Reacting Mixing Layer*; NASA TM-4055, 1988
- [89] Bartlmä, F.: *Gasdynamik der Verbrennung*; Springer Verlag Wien NewYork, 1975

## 8 Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

Abb. 1.1:	Flugenvelope der luftatmenden HTSM-Unterstufe (Mach 6,8 Beispielmission)	2
Abb. 2.1:	Aufbau eines Turbojettriebwerks anhand des Beispiels EJ200	4
Abb. 2.2:	Integration eines Turbojets in einen Überschallantrieb mit Rampeneinlauf	5
Abb. 2.3:	Schematische Darstellung eines Turbojet-Ramjet-Kombinationstriebwerkes	6
Abb. 2.4:	Prinzipieller Aufbau eines SCRamjet-Triebwerks	6
Abb. 2.5:	Schubmaximierung durch Verwendung eines Dualmodus-SCRamjet [4]	7
Abb. 2.6:	Schematische Darstellung einer zweidimensionalen Stoß-Grenzschicht-Interaktion [12]	8
Abb. 2.7:	Erforderlicher Druckanstieg für zweidimensionale Grenzschichtablösung [12]	9
Abb. 2.8:	Grenzschichtablösung und Stoßsystem im Isolator [20, 21]	10
Abb. 2.9:	Veränderung des Stoßsystems im Isolator aufgrund Androsselung [22]	11
Abb. 2.10:	Schematische Darstellung einer Rampeneinblasung	12
Abb. 2.11:	Prinzipieller Aufbau einer Strut-Einspritzung	12
Abb. 2.12:	Schematische Darstellung der normalen Einspritzung [12, 24]	13
Abb. 2.13:	Prinzipielle Darstellung der axialen Brennstoffzufuhr	15
Abb. 2.14:	Berechnete Eindringtiefe des Brennstoffstrahles in der Brennkammer in Abhängigkeit zum Brennstoffdruck	16
Abb. 2.15:	Veränderung der Eindringtiefe des lateral zugeführten Wasserstoffes bei Verdoppelung des Brennstoffdruckes	17
Abb. 2.16:	Relatives Scherschichtwachstum $\delta/\delta_0$ in Abhängigkeit zur konvektiven Machzahl [35]	19
Abb. 2.17:	Shocklets, ausgehend von einer kompressiblen Scherschicht; schematische Darstellung [12]	19
Abb. 2.18:	Von kompressibler Scherschicht ausgehende Kompressionswellen nach [33]	20
Abb. 2.19:	Schematische Darstellung einer turbulenten Diffusionsflamme	21
Abb. 2.20:	Temperaturerhöhung bei Zündung und Reaktion über die Zeit	22
Abb. 2.21:	Abhängigkeit der Zündverzugs- und Reaktionszeit von der Temperatur und dem Druck [25]	23
Abb. 2.22:	Reduktion der Zündverzugszeit durch Anteile atomaren Wasserstoffs [42]	24
Abb. 2.23:	Darstellung der Rayleigh-Kurve im h-s-Diagramm	26
Abb. 2.24:	Darstellung der Rankine-Hugoniot-Kurve bei Wärmezufuhr	27
Abb. 3.1:	Aufbau des Prüfstandes zur Untersuchung der Verbrennung in Überschallströmungen	30
Abb. 3.2:	Vereinfachtes Schema der Luftversorgung für die Brennkammer	32
Abb. 3.3:	Vereinfachtes Schema der Brennstoffversorgung für die Brennkammer	33
Abb. 3.4:	Schematische Darstellung des Aufbaus der optischen Messeinrichtung	34
Abb. 3.5:	Schematische Darstellung der Funktionsweise des PIV-Messverfahrens	35
Abb. 3.6:	Abbildung des an SiO <sub>2</sub> -Partikeln gestreuten Laserlichtes in einer Mach-2,2-Überschallströmung; aufgenommen mit einer CCD-Kamera	37

Abb. 3.7:	PIV-Messung der Strömung um einen Keil im Freistrah im Vergleich mit einer Schlierenaufnahme	38
Abb. 3.8:	Relative spektrale Intensität in Abhängigkeit zur Wellenlänge und Oberflächentemperatur eines schwarzen Strahlers [68]	39
Abb. 3.9:	Temperaturabweichung der Pyrometermessung bei 10%iger Veränderung des Emissionsgrades in Abhängigkeit zum Wellenlängenbereich der Messung	40
Abb. 3.10:	Emissionsgrad von Stahl in Abhängigkeit zur Wellenlänge und Oberflächenbeschaffenheit	40
Abb. 4.1:	Prinzipielle Darstellung des untersuchten Hypermixer-Pylons	42
Abb. 4.2:	Durch Androsseln entstehendes Stoßsystem am Austritt einer überexpandierten Lavaldüse [21]	43
Abb. 4.3:	Veränderung des Stoßsystems innerhalb der Brennkammer durch Variation des Totaldruckes am Eintritt, bei Verwendung des Hypermixer-Pylons	44
Abb. 4.4:	Veränderung des Stoßsystems innerhalb der Brennkammer durch Variation des Totaldruckes am Eintritt, bei Untersuchungen an der Brennkammer des Teilprojektes B11	44
Abb. 4.5:	Veränderung des Stoßsystems durch Verbrennung, Untersuchungen an der Brennkammer des Teilprojektes B11	45
Abb. 4.6:	Like-(a) und Unlike-Impingement-Einspritzung (b) von Wasserstoff und Luft [73]	47
Abb. 4.7:	Untersuchtes Injektorkonzept, bestehend aus einem Strut und Flammhalter	48
Abb. 4.8:	Freistrahkonfiguration mit axial verschiebbarem Injektor	49
Abb. 4.9:	Stoßkonfiguration im Freistrah am Injektor bei unterschiedlichem Totaldruck; Position direkt am Düsenaustritt	50
Abb. 4.10:	Stoßkonfiguration im Freistrah bei konstantem Totaldruck (0,8MPa) und im variablem Abstand x zum Lavaldüsenaustritt	50
Abb. 4.11:	Aufnahme des durch den fokussierten Laserstrahl entstehenden Zündfunkens, mittels einer CCD-Kamera und vor geschalteten 532nm-Filter	52
Abb. 4.12:	Durch PIV-Messung über zehn Messungen gemittelte kalkulierte Strömungsvektoren im Nachlauf des Struts	53
Abb. 4.13:	Pyrometrische Messung der Oberflächentemperatur des Flammhalters während der Zündung durch permanente Laserpulse	55
Abb. 4.14:	Im Freistrah stabilisierte Pilotflamme im Eigenleuchten	56
Abb. 4.15:	Zündbereich der Pilotflamme in Abhängigkeit von den Brennstoffdrücken	57
Abb. 4.16:	Glühen des Flammhalters an den Seitenbereichen; Flammhalterposition direkt im Impingement-Punkt der Pilotbrennstoffstrahlen	58
Abb. 4.17:	Oberflächentemperatur im Zentralbereich des im Impingement-Punktes positionierten Flammhalters	59
Abb. 4.18:	Instabiler Zündvorgang bei permanentem Laserbetrieb, hervorgerufen durch starke Kühlwirkung der Brennstoffstrahlen und die Umgebungsströmung	60
Abb. 4.19:	Ausbreitung der Pilotflamme im Eigenleuchten bei unterschiedlichen Brennstoffdrücken	62

Abb. 4.20: Oberflächentemperatur des Flammhalters bei der Verschiebung des Injektors im Freistrah; Vergleichende Darstellung der Strömung um den Injektor mittels Schlierenbilder im Abstand $x$ zum Lavaldüsenaustritt; Pilotbrennstoffdruck 0,5MPa - Pilotluftdruck 0,6MPa - $\Phi=12$	63
Abb. 4.21: Interaktion von Expansionsfächern mit der Pilotflamme; Aufnahme des Eigenleuchtens mittels einer CCD-Kamera	64
Abb. 4.22: Strömung um den Injektor, mit und ohne Brennstoffzufuhr	65
Abb. 4.23: Verlauf der Brennstoffzentralinie; Vergleich Berechnung und Experiment bei 3,0MPa Wasserstoffdruck	65
Abb. 4.24: Brennen der Grenzschicht; Eigenleuchten einer H <sub>2</sub> -Flamme (links) und einer Methan-Flamme (rechts)	66
Abb. 4.25: Oberflächentemperatur des Flammhalters bei Bewegen des Injektors mit Pilotflamme und Hauptverbrennung, Brennstoffdruck 3,0MPa; Vergleichende Darstellung der Strömung um den Injektor mittels Schlierenbilder im Abstand $x$ zum Lavaldüsenaustritt	67
Abb. 5.1: Aufbau der Brennkammer und Verteilung der Druckmessstellen	70
Abb. 5.2: Statischer Wanddruckverlauf in der Brennkammer ohne Injektoren	71
Abb. 5.3: Vergleich des statischen Wanddruckverlaufs in der Brennkammer ohne und mit Injektoren; ohne Verbrennung	73
Abb. 5.4: Schlieraufnahme des Shock-Train stromab des Injektors	74
Abb. 5.5: Stoßsystem um zwei Injektoren mit unterschiedlichem Radius an der Spitze und identischer Geometrie im Rest (unten: größerer Radius) [41]	76
Abb. 5.6: Pilotflamme im Eigenleuchten; Flammhalter glüht auf 60% der ganzen Länge	79
Abb. 5.7: Niederschlag des Flammhaltermaterials an einem Quarzglas der Brennkammer	80
Abb. 5.8: Oberflächentemperatur des Flammhalters nach Zündung, Selbststabilisierung der Pilotflamme erfolgt bei geringem Pilotbrennstoffmassenstrom auf einem hohen Temperaturniveau	82
Abb. 5.9: Oberflächentemperatur des Flammhalters in Abhängigkeit zum Pilotbrennstoffmassenstrom	83
Abb. 5.10: Äquivalenzverhältnis in der Pilotflamme in Abhängigkeit zu den Brennstoffdrücken, ohne Berücksichtigung der Überschallströmung	84
Abb. 5.11: Abhängigkeit der Oberflächentemperatur des Flammhalters von den Pilotbrennstoffdrücken	85
Abb. 5.12: Verlauf des relativen statischen Wanddruckes bei Injektor1 in Abhängigkeit zum relativen Pilotwasserstoffdruck, $p_{tLuft}=0,2MPa$	88
Abb. 5.13: Verlauf des relativen statischen Wanddruckes bei Injektor2 in Abhängigkeit zum relativen Pilotwasserstoffdruck, $p_{tLuft}=0,2MPa$	89
Abb. 5.14: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor1 bei einem Wasserstoffdruck von $p_{tH_2}=1,0MPa$ ; $\Phi=0,14$	92
Abb. 5.15: Totaltemperaturverhältnis über die Brennkammer bei Injektor1	93
Abb. 5.16: Schlieraufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; ohne Verbrennung, Pilotflamme und Verbrennung bei $\Phi=0,14$ im Vergleich	93
Abb. 5.17: Stoßreflexion an der Unterschallflamme	94



Abb. 5.18: Glühen des Flammhalters bei geringem Brennstoffmassenstrom	95
Abb. 5.19: Totaldruckverhältnis des Injektor1	96
Abb. 5.20: Ausbrand des Injektor1	97
Abb. 5.21: Brennstoffverteilung am Flammhalter	97
Abb. 5.22: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei $\Phi=0,14$ und Verbrennung bei $\Phi=0,22$ im Vergleich	98
Abb. 5.23: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor1 bei einem Wasserstoffdruck bis $p_{tH_2}=1,5\text{MPa}$ ; $\Phi=0,22$	99
Abb. 5.24: Flamme im Eigenleuchten; links: Pilotflamme; rechts: Brennen der Grenzschicht	99
Abb. 5.25: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor1 bei einem Wasserstoffdruck bis $p_{tH_2}=2,0\text{MPa}$ ; $\Phi=0,30$	101
Abb. 5.26: Videoaufnahme der Verbrennung mit Detonation und glühendem Flammhalter (oben); Veränderung des Betriebszustandes (unten)	102
Abb. 5.27: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei $\Phi=0,22$ und Verbrennung bei $\Phi=0,30$ im Vergleich	102
Abb. 5.28: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor1 bei einem Wasserstoffdruck bis $p_{tH_2}=2,5\text{MPa}$ ; $\Phi=0,38$	104
Abb. 5.29: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei $\Phi=0,30$ und Verbrennung bei $\Phi=0,38$ im Vergleich	105
Abb. 5.30: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor1 bei einem Wasserstoffdruck bis $p_{tH_2}=3,0\text{MPa}$ ; $\Phi=0,46$	106
Abb. 5.31: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei $\Phi=0,38$ und Verbrennung bei $\Phi=0,46$ im Vergleich	107
Abb. 5.32: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei $\Phi=0,46$ und Verbrennung bei $\Phi=0,54 - 0,62$ im Vergleich	108
Abb. 5.33: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor1 bei einem Wasserstoffdruck bis $p_{tH_2}=3,5\text{MPa}$ und $p_{tH_2}=4,0\text{MPa}$ ; $\Phi=0,54$ und $\Phi=0,62$	109
Abb. 5.34: Verlängerung der im Eigenleuchten sichtbaren Flamme	109
Abb. 5.35: Ausbrand beider Injektoren im Vergleich	111
Abb. 5.36: Totaltemperaturverhältnis über der Brennkammer beider Injektoren im Vergleich	112
Abb. 5.37: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor2; ohne Verbrennung, Pilotflamme und Verbrennung bei $\Phi=0,12$ im Vergleich	113
Abb. 5.38: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor2 bei einem Wasserstoffdruck von $p_{tH_2}=1,0\text{MPa}$ ; $\Phi=0,12$	113
Abb. 5.39: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor2; Verbrennung bei $\Phi=0,12$ und Verbrennung bei $\Phi=0,20$ im Vergleich	114
Abb. 5.40: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor2 $p_{tH_2}=1,5\text{MPa}$ ; $\Phi=0,20$	115
Abb. 5.41: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei $\Phi=0,20$ und Verbrennung bei $\Phi=0,27$ im Vergleich	116
Abb. 5.42: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor2 bei einem Wasserstoffdruck von $p_{tH_2}=2,0\text{MPa}$ ; $\Phi=0,27$	116

Abb. 5.43: Totaldruckverhältnis über die Brennkammer bei beiden Injektoren im Vergleich	117
Abb. 5.44: Statischer Wanddruckverlauf bei Injektor2: $\Phi=0,12$ bis $\Phi=0,51$	118
Abb. 5.45: Schlierenaufnahmen der Strömung am Brennkammeraustritt bei Injektor1; Verbrennung bei $\Phi=0,27$ , bei $\Phi=0,35$ und $\Phi=0,43 - 0,51$ im Vergleich	119
Abb. 5.46: Brennkammerwandtemperatur im Bereich mit konstantem Querschnitt in Abhängigkeit zum Brennstoffdruck	120
Abb. 5.47: Veränderung des Ausbrandes in Abhängigkeit zur Totaltemperatur am Brennkammereintritt und dem Pilotwasserstoffmassenstrom	123
Abb. 5.48: Auswirkung des Pilotwasserstoff- und -luftmassenstromes auf den statischen Wanddruck	124
Tabelle 2.1: Umgebungsbedingungen an ausgewählten Missionspunkten	4
Tabelle 2.2: Temperatur, Brennkammereintrittsmachzahl und -geschwindigkeit in Abhängigkeit zur Flugmachzahl [21]	18
Tabelle 2.3: Kritische Totaltemperaturerhöhung in Abhängigkeit zur Strömungsmachzahl	28
Tabelle 5.1: Qualitative Veränderung von Messgrößen bei Erhöhung des Brennstoffdruckes	90
Tabelle 5.2: Kritischer Totaltemperaturanstieg in Abhängigkeit zur Strömungsmachzahl	95