

Lehrstuhl A für Thermodynamik  
Technische Universität München

# **Gemischbildung und Flammenstabilisierung bei Pylon- Einblasung in Überschallbrennkammern**

**Carolus Grünig**

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. G. Sachs  
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. E.h. F. Mayinger  
2. apl. Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. H. Rick

Die Dissertation wurde am 25.11.98  
bei der Technischen Universität München eingereicht und durch  
die Fakultät für Maschinenwesen am 02.02.99 angenommen.



## VORWORT

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. F. Mayinger, danke ich für das rege Interesse am Fortgang der Arbeiten, seine wertvollen Anregungen sowie nicht zuletzt für das entgegengebrachte Vertrauen, wodurch mir ein selbständiges Bearbeiten der Thematik ermöglicht wurde.

Dank gebührt auch Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. H. Rick für die freundliche Übernahme des Koreferates sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Sachs für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Weiterhin bedanke ich mich bei allen Kollegen, Lehrstuhlmitarbeitern und studentischen Hilfskräften, die in irgendeiner Form zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Die Arbeit entstand am Lehrstuhl A für Thermodynamik der Technischen Universität München und wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 255 „Transatmosphärische Flugsysteme“ von der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert.

Baldham, im Februar 1999

Carolus Grünig



---

# INHALTSVERZEICHNIS

|          |   |             |
|----------|---|-------------|
| <b>1</b> | <b>EINFÜHRUNG UND ZIELSETZUNG</b>                                 | <b>1-1</b>  |
| 1.1      | <b>Aufbau und Wirkungsweise des Staustrahlantriebes</b> .....     | 1-1         |
| 1.2      | <b>Arten der Überschallverbrennung</b> .....                      | 1-4         |
| 1.2.1    | Scramjet mit Diffusionsverbrennung .....                          | 1-4         |
| 1.2.2    | Oblique-Detonation-Wave-Antrieb .....                             | 1-4         |
| 1.2.3    | Scramjet mit vorgemischter, stoß-induzierter Verbrennung .....    | 1-5         |
| 1.3      | <b>Konzepte zur Gestaltung von Scramjetbrennkammern</b> .....     | 1-5         |
| 1.3.1    | Konzepte zur Brennstoffeinblasung .....                           | 1-5         |
| 1.3.2    | Methoden zur Unterstützung der Gemischbildung .....               | 1-7         |
| 1.3.3    | Konzepte zur Flammenstabilisierung .....                          | 1-9         |
| 1.4      | <b>Gütekriterien zur Brennkammergestaltung</b> .....              | 1-10        |
| 1.5      | <b>Zielsetzung für die eigenen Arbeiten</b> .....                 | 1-10        |
| 1.5.1    | Brennstoffeinblasung durch Pylone .....                           | 1-10        |
| 1.5.2    | Flammenstabilisierung und Reaktion .....                          | 1-11        |
| 1.5.3    | Einsatz von Kerosin als Brennstoff .....                          | 1-12        |
| <b>2</b> | <b>VERSUCHSANLAGE</b>   | <b>2-15</b> |
| 2.1      | <b>Aufbau des Überschallwindkanales</b> .....                     | 2-15        |
| 2.2      | <b>Testbrennkammer</b> .....                                      | 2-17        |
| 2.3      | <b>Messdatenerfassung / Bestimmung der Massendurchsätze</b> ..... | 2-18        |
| 2.4      | <b>Reproduzierbarkeit der Testbedingungen</b> .....               | 2-19        |
| <b>3</b> | <b>MESSVERFAHREN</b>  | <b>3-21</b> |
| 3.1      | <b>Schlierenverfahren</b> .....                                   | 3-21        |
| 3.2      | <b>Verfahren der Rayleigh-Streuung</b> .....                      | 3-22        |

---

|            |  |             |
|------------|--|-------------|
| <b>3.3</b> | <b>Verfahren der Mie-Streuung</b> .....                            | 3-24        |
| <b>3.4</b> | <b>Fluoreszenz-Verfahren</b> .....                                 | 3-25        |
| 3.4.1      | OH-Eigenfluoreszenz .....  | 3-26        |
| 3.4.2      | CH-Eigenfluoreszenz .....  | 3-28        |
| <b>3.5</b> | <b>Messung des statischen Wanddruckes</b> .....                    | 3-29        |
| <b>3.6</b> | <b>Betrachtung der Messfehler der optischen Messmethoden</b> ..... | 3-30        |
| 3.6.1      | Rayleigh- und Mie-Streuung .....                                   | 3-30        |
| 3.6.2      | Fluoreszenz-Verfahren .....  | 3-31        |
| <b>4</b>   | <b>ERGEBNISSE</b>  | <b>4-33</b> |
| <b>4.1</b> | <b>Brennstoffeinblasung durch Pylone</b> .....                     | 4-33        |
| 4.1.1      | Anforderungen .....  | 4-33        |
| 4.1.2      | Auswahl der zu untersuchenden Pylonkonfigurationen .....           | 4-33        |
| 4.1.3      | Mischungseffizienz der Pylone .....                                | 4-35        |
| 4.1.4      | Brennverhalten der Pylone .....                                    | 4-41        |
| 4.1.5      | Vergleich Mischungseffizienz – Brennverhalten .....                | 4-44        |
| 4.1.6      | Entwurf und Test einer Optimalkonfiguration .....                  | 4-45        |
| 4.1.7      | Schlußfolgerungen .....  | 4-46        |
| 4.1.8      | Vergleich mit alternativen Konzepten zur Brennstoffeinblasung      | 4-47        |
| <b>4.2</b> | <b>Flammenstabilisierung und Reaktion</b> .....                    | 4-50        |
| 4.2.1      | Anforderungen und Ausgangsfragestellungen .....                    | 4-50        |
| 4.2.2      | Flammenstabilisierung durch Selbstzündung.....                     | 4-51        |
| 4.2.3      | Zündverzugsreduzierung durch Verdichtungsstöße .....               | 4-55        |
| 4.2.4      | Zusammenhang Strömungsstruktur – Reaktionskinetik .....            | 4-59        |
| 4.2.5      | Einfluß der Anströmtemperatur .....                                | 4-67        |
| 4.2.6      | Einfluß des Äquivalenzverhältnisses .....                          | 4-71        |
| 4.2.7      | Ausbildung eines Stoßzuges durch die Verbrennung .....             | 4-72        |
| 4.2.8      | Einfluß von Stromab-Störungen .....                                | 4-75        |
| 4.2.9      | Maximale Wärmezufuhr – Thermisches Blockieren .....                | 4-77        |
| 4.2.10     | Bestimmung der Brennkammer-Zündgrenzen .....                       | 4-82        |

---

|            |   |              |
|------------|---|--------------|
| 4.2.11     | Einsatzgrenzen H <sub>2</sub> -betriebener Brennkammern .....           | 4-85         |
| 4.2.12     | Schlußfolgerungen .....   | 4-87         |
| 4.2.13     | Vergleich mit der Literatur .....                                       | 4-88         |
| <b>4.3</b> | <b>Einsatz von Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemischen als Brennstoff .....</b> | <b>4-93</b>  |
| 4.3.1      | Anforderungen .....   | 4-94         |
| 4.3.2      | Zerstäubung des Brennstoffstrahles .....                                | 4-94         |
| 4.3.3      | Gemischbildung und Verdampfung .....                                    | 4-99         |
| 4.3.4      | Bestimmung der Brennkammer-Zündgrenzen .....                            | 4-104        |
| 4.3.5      | Gasdynamische Stabilisierung der Reaktion .....                         | 4-107        |
| 4.3.6      | Auswirkung der zusätzlichen Zerstäubung .....                           | 4-111        |
| 4.3.7      | Einsatzgrenzen Kerosin-betriebener Brennkammern .....                   | 4-112        |
| 4.3.8      | Schlußfolgerungen .....   | 4-114        |
| 4.3.9      | Vergleich mit der Literatur .....                                       | 4-115        |
| <b>5</b>   | <b>ZUSAMMENFASSUNG .....</b>  | <b>5-119</b> |
| <b>6</b>   | <b>LITERATUR .....</b>  | <b>6-123</b> |
| <b>7</b>   | <b>ANHANG A .....</b>   | <b>7-139</b> |
| <b>A.1</b> | <b>Korrektur des Messwertes von <math>T_{0,Luft}</math> .....</b>       | <b>7-139</b> |
| <b>A.2</b> | <b>Massendurchsatz durch kritisch durchströmte Querschnitte ..</b>      | <b>7-141</b> |
| <b>A.3</b> | <b>Anwendung des Äquivalenzverhältnisses <math>\Phi</math> .....</b>    | <b>7-143</b> |
| <b>A.4</b> | <b>Vergleich Wärmeübergang – Wärmezufuhr .....</b>                      | <b>7-145</b> |



---

**NOMENKLATUR**
**LATEINISCHE FORMELZEICHEN**

|              |                                     |   |
|--------------|-------------------------------------|---|
| $A$          | [m <sup>2</sup> ]                   | Fläche                                      |
| $A_r$        | [-]                                 | relative Atommasse                          |
| $B$          | [m]                                 | Kanalbreite                                 |
| $c_p$        | [J/kg K]                            | spezifische Wärmekapazität bei konst. Druck |
| $C_S$        | [W/m <sup>2</sup> K <sup>4</sup> ]  | Strahlungskonstante                         |
| $d$          | [mm]                                | Durchmesser                                 |
| $E$          | [J]                                 | Energie                                     |
| $E_a$        | [J/mol]                             | Globale Aktivierungsenergie                 |
| $ER$         | [cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> ] | spezifische Emissionsrate                   |
| $g_0$        | [m/s <sup>2</sup> ]                 | Erdbeschleunigung                           |
| $G$          | [mm <sup>2</sup> s/g]               | Mischungsparameter                          |
| $h$          | [J/kg]                              | spezifische Enthalpie                       |
| $h_0$        | [J/kg]                              | spezifische Totalenthalpie                  |
| $h$          | [m]                                 | Flughöhe                                    |
| $h$          | [m]                                 | Kanalhöhe                                   |
| $\Delta H_u$ | [J/kg]                              | unterer Heizwert                            |
| $I$          | [W/m <sup>2</sup> ]                 | Irradianz                                   |
| $I$          | [W/sr]                              | Streuintensität                             |
| $I_{sp}$     | [s]                                 | spezifischer Impuls                         |
| $k$          | [J/K]                               | Boltzmann-Konstante                         |
| $k_{ch}$     | [cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> ] | Proportionalitätsfaktor                     |
| $K$          | [m <sup>2</sup> /s]                 | Verdampfungskonstante                       |
| $l$          | [m]                                 | Länge                                       |
| $L$          | [-]                                 | Faktor                                      |
| $m$          | [-]                                 | Konstante                                   |
| $\dot{m}$    | [kg/s]                              | Massenstrom                                 |
| $M$          | [-]                                 | Mach-Zahl                                   |
| $M_r$        | [-]                                 | relative Molekülmasse                       |

---

|           |                        |                               |
|-----------|------------------------|-------------------------------|
| $n$       | [-]                    | Anzahl                        |
| $N$       | [cm <sup>-3</sup> ]    | Teilchendichte                |
| $N_L$     | [cm <sup>-3</sup> ]    | Loschmidt-Zahl                |
| $Nu$      | [-]                    | Nusselt-Zahl                  |
| $p$       | [bar]                  | statischer Druck              |
| $p_0$     | [bar]                  | Totaldruck                    |
| $P_t$     | [-]                    | Übergangswahrscheinlichkeit   |
| $Pr$      | [-]                    | Prandtl-Zahl                  |
| $q$       | [kg/m s <sup>2</sup> ] | Impuls                        |
| $q$       | [J/kg]                 | massenspezifische Wärmezufuhr |
| $Q$       | [J]                    | Wärme                         |
| $\dot{Q}$ | [W]                    | Wärmestrom                    |
| $R$       | [J/kg K]               | Gaskonstante                  |
| $R$       | [-]                    | Impulsverhältnis              |
| $Re$      | [-]                    | Reynolds-Zahl                 |
| $s$       | [J/kg K]               | spezifische Entropie          |
| $S$       | [N]                    | Schub                         |
| $S$       | [a.u.]                 | Meßsignal                     |
| $t$       | [s]                    | Zeit                          |
| $T$       | [-]                    | Transmission                  |
| $T$       | [K]                    | statische Temperatur          |
| $T_0$     | [K]                    | Totaltemperatur               |
| $u$       | [m/s]                  | Geschwindigkeit               |
| $U$       | [m]                    | Umfang                        |
| $V$       | [m <sup>3</sup> ]      | Volumen                       |
| $w$       | [-]                    | Massenbruch                   |
| $x$       | [mm]                   | axiale Koordinate             |
| $x$       | [-]                    | Molbruch                      |

---

**GRIECHISCHE FORMELZEICHEN**

|               |                      |  |
|---------------|----------------------|--|
| $\alpha$      | [W/m <sup>2</sup> K] | Wärmeübergangskoeffizient              |
| $\alpha$      | [°]                  | Einblaswinkel                          |
| $\beta$       | [°]                  | Stoßwinkel                             |
| $\gamma$      | [%]                  | Massenanteil des Gases im Kerosin      |
| $\delta$      | [m]                  | Dicke                                  |
| $\varepsilon$ | [-]                  | Emissionsverhältnis                    |
| $\Phi$        | [-]                  | Brennstoff/Luft-Äquivalenzverhältnis   |
| $\kappa$      | [-]                  | Isentropenexponent                     |
| $\lambda$     | [nm]                 | Wellenlänge                            |
| $\lambda$     | [W/m K]              | Wärmeleitfähigkeit                     |
| $\Omega$      | [sr]                 | Raumwinkel                             |
| $\rho$        | [kg/m <sup>3</sup> ] | Dichte                                 |
| $\sigma$      | [m <sup>2</sup> ]    | Streuquerschnitt                       |
| $\Theta$      | [°]                  | Zerstäubungswinkel des Kerosinstrahles |
| $\xi$         | [-]                  | Variable                               |



## 1 EINFÜHRUNG UND ZIELSETZUNG

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit Mechanismen der Thermodynamik, Gasdynamik und Reaktionskinetik in reagierenden Überschallströmungen. Solche Art von Strömungen finden sich z.B. in Staustrahlantrieben mit Überschallverbrennung (Supersonic Combustion Ramjet – Scramjet), welche zur Schuberzeugung für hypersonische Flugsysteme eingesetzt werden können. Die durchzuführenden experimentellen Arbeiten richten sich an dieser Anwendung aus. Ziel ist es, ein technisch tragfähiges Brennraumkonzept zu entwickeln und die sich ergebenden Strömungs- und Reaktionsvorgänge zu untersuchen.

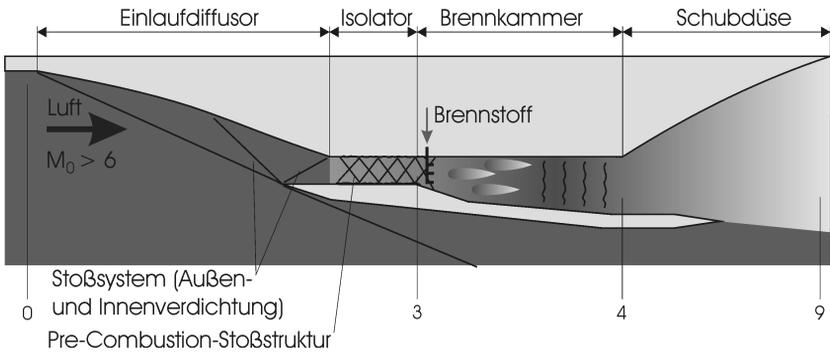
Insbesondere sollen drei Schwerpunkte bearbeitet werden, zu denen sich in der Literatur nur Arbeiten im begrenztem Umfang bzw. keine Arbeiten finden:

- die Brennstoffeinblasung mittels Pylonen,
- die Flammenstabilisierung durch Selbstzündung des Brennstoffes sowie
- der Einsatz von Kerosin bzw. Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemischen als Brennstoff.

Dieser erste Abschnitt versteht sich als Einführung in die Problematik des Staustrahlantriebes (insbesondere der Brennkammgestaltung) sowie als Hinführung zu den eigenen Arbeiten. Zuerst werden Aufbau und Wirkungsweise des Scramjetantriebes beschrieben. Anschließend wird auf die Gestaltung von Überschallbrennkammern eingegangen; verschiedene Brennkonzepte und Gestaltungsmöglichkeiten werden kurz beschrieben sowie zu beachtende Gütekriterien dargelegt. Zielsetzungen für die eigenen Arbeiten werden abgeleitet und begründet.

### 1.1 AUFBAU UND WIRKUNGSWEISE DES STAUSTRAHLANTRIEBES

Wie alle Luft- und Raumfahrtantriebe benutzt auch der Staustrahlantrieb das Reaktionsprinzip zur Schuberzeugung. Wie bei der Fluggasturbine wird ein Heißgasstrahl erzeugt. Als Energiequelle wird die Freisetzung chemisch gebundener Energie von Brennstoffen benutzt. Auch der Staustrahlantrieb bedient sich der Umgebungsluft als Stützmasse. Im Gegensatz zur Fluggasturbine erfolgt die Verdichtung des Luftstromes jedoch allein durch den Aufstau-Effekt im Einlaufdiffusor, so daß auf sämtliche rotierende Komponenten verzichtet werden kann. Damit ergibt sich der in Abb. 1-1 skizzierte Aufbau eines Staustrahlantriebes mit Überschallverbrennung.



*Abb. 1-1: Prinzipieller Aufbau eines Staustrahlantriebes mit Überschallverbrennung*

Umgebungsluft wird durch den Einlaufdiffusor aufgenommen und verdichtet. Dargestellt ist eine kombinierte Innen- und Außenverdichtung. Der Isolator soll verhindern, daß ein sich im Triebwerk ausbildendes Verdichtungsstoßsystem zu Störungen im Einlaufdiffusor führt. Die Querschnittserweiterung der Brennkammer dient der Kompensation der Massenzufuhr durch Brennstoffeinblasung sowie der Expansion des Luftstromes, um der Verzögerung durch Wärmezufuhr durch Verbrennung entgegenzuwirken. In der Brennkammer wird die innere Energie des Luftstromes durch die Umsetzung von Brennstoff erhöht, welche in der Schubdüse wiederum größtenteils in kinetische Energie umgewandelt wird, was zur Erzeugung eines Schubes (Angriff einer Druckkraft auf die Düsenkontur) führt.

Der Kreisprozeß eines Staustrahlantriebes ist in Form eines  $h$ - $s$ -Diagrammes in Abb. 1-2 dargestellt. Der Luftstrom wird ausgehend vom Umgebungsdruck  $p_0$  (Strömungsebene 0) adiabat auf  $p_3$  komprimiert. Da die Verdichtung erfolgt durch schräge Stöße. Die Überschallströmung erleidet also einen Totaldruckverlust ( $p_{0,0} - p_{0,3}$ ). Die Totaltemperatur bleibt erhalten;  $T_{0,0} = T_{0,3}$ . Durch die Verbrennung wird dem Luftstrom die Wärme  $Q_{BK}$  zugeführt; die statische und die Totaltemperatur steigen auf  $T_4$  bzw.  $T_{0,4}$  in der Brennkammeraustrittsebene 4. Die Wärmezufuhr verursacht einen weiteren Totaldruckverlust ( $p_{0,3} - p_{0,4}$ ). In der Schubdüse erfolgt eine adiabate Entspannung auf den statischen Umgebungsdruck  $p_9 = p_0$ . Die kinetische Energie des Luftstromes wurde indes erhöht;  $u_9^2 / 2 > u_0^2 / 2$ .



## 1.2 ARTEN DER ÜBERSCHALLVERBRENNUNG

Im Gegensatz zu konventionellen Verbrennungskonzepten tritt bei der Verbrennung im Überschallregime das Phänomen der Verdichtungsstöße auf. Die Stärke der Kopplung von Stoß- und Reaktionsfront bestimmt den Charakter des Verbrennungsprozesses. Die resultierenden Arten der Überschallverbrennung werden im folgenden aufgelistet. Eine umfangreichere Diskussion findet sich in /Erd (97)/.

### 1.2.1 Scramjet mit Diffusionsverbrennung

Es liegt ein starker Verdichtungsprozeß vor;  $p$  und  $T$  werden signifikant erhöht. Der Brennstoff wird direkt in den Brennraum eingebracht. Auf Grund des relativ hohen Temperaturniveaus verläuft die chemische Umsetzung des Brennstoffes wesentlich schneller als die Bildung des Brennstoff/Luft-Gemisches, d.h. die Mischungsrate bestimmt den Reaktionsablauf. Dies entspricht der klassischen Diffusionsflamme. Auftretende Verdichtungsstöße und Reaktion sind entkoppelt. Die Verbrennung hat einen deflagrativen Charakter.

Dieses Konzept wurde in /Fer (60)/ und /Fer (64)/ vorgeschlagen und findet heute breite Anwendung in der Gestaltung von Überschallbrennkammern. Das Hauptproblem liegt hierbei in der Realisierung einer effizienten Gemischbildung innerhalb einer hinreichend kurzen Brennkammer bei gleichzeitiger Minimierung der Totaldruckverluste.

### 1.2.2 Oblique-Detonation-Wave-Antrieb

Das andere Extrem der möglichen Verbrennungsabläufe stellt der Oblique-Detonation-Wave-Antrieb dar. Hierbei wird der Brennstoff schon im Triebwerkeinlauf eingebracht, so daß am Brennkammereintritt bereits ein homogenes Brennstoff/Luft-Gemisch vorliegt. Der Verdichtungsprozeß im Einlaufdiffusor ist schwach, so daß  $p$  und  $T$  unterhalb der Selbstzündgrenze des Brennstoffes bleiben. Erst in der Brennkammer wird der Strömung ein starker Verdichtungsstoß aufgeprägt, wodurch die Strömungstemperatur schlagartig über die Selbstzündgrenze erhöht wird, so daß die Reaktion einsetzt. Verdichtungsstoß und Reaktion sind im Idealfall eng gekoppelt. Die Verbrennung hat einen detonativen Charakter, d.h. die Brennstoffumsetzung erfolgt über eine stehende Detonationswelle.

Auf diese Weise läßt sich die Brennkammerlänge auf die Dicke der stehenden Detonationswelle reduzieren. Darüber hinaus werden Wandreibungs- und Wärmeübergangsverluste minimiert. Bei höheren Flugmachzahlen ( $M_0 > 10$ ) arbei-

ten Oblique Detonation Wave Antriebe effizienter als Scramjets mit diffusiver Verbrennung /Men (93)/, /Chi (96)/. Für geringere Flugmachzahlen – und damit Brennkammermachzahlen – dürfte sich die Ausbildung einer stehenden Detonationswelle als schwierig erweisen. Ein weiteres Problem liegt in der Vermeidung einer zu frühen Zündung des Brennstoffes.

### **1.2.3 Scramjet mit vorgemischter, stoß-induzierter Verbrennung**

Zwischen den beiden oben genannten Konzepten liegt die vorgemischte, stoß-induzierte Verbrennung. In /Mor (86)/ wurde gezeigt, daß eine leichte Vormischung stromauf der Brennkammer verbunden mit der Aufprägung eines schrägen Verdichtungsstoßes auf dieses Gemisch zu einer beschleunigten Selbstzündung und Reaktion führt. Bei diesem Verbrennungskonzept liegt in der Regel nur eine schwache Kopplung zwischen Verdichtungsstoß und Reaktion vor. Die Stärke der Kopplung wird von einem komplizierten Wechselspiel der Gasdynamik mit der Reaktionskinetik beeinflusst.

## **1.3 KONZEPTE ZUR GESTALTUNG VON SCRAMJETBRENNKAMMERN**

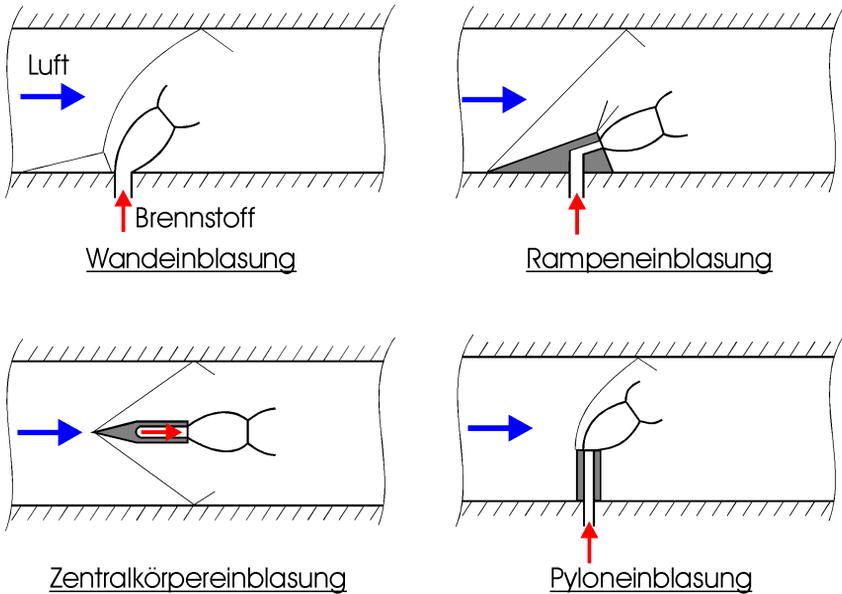
In der Literatur finden sich vielfältige Brennraumkonzepte, um eine gewünschte Verbrennungsführung zu erzielen. In diesem Abschnitt sollen die Aspekte zur Brennraumgestaltung strukturiert dargelegt werden. Dies dient zur Einordnung des in der eigenen Arbeit untersuchten Brennraumkonzeptes.

### **1.3.1 Konzepte zur Brennstoffeinblasung**

Zur Einblasung des Brennstoffes in die Überschallströmung finden werden eine Vielzahl unterschiedlicher Methoden vorgeschlagen. Alle lassen sich jedoch auf vier Grundtypen zurückführen bzw. sind eine Kombination dieser. In Abb. 1-3 sind die vier Grundkonzepte zur Brennstoffeinblasung skizziert.

Am einfachsten ist die Wandeinblasung. Vorteilhaft hierbei ist, daß keine Injektoren den hohen Stautemperaturen des realen Überschallluftstromes ausgesetzt sind. Allerdings ist die Eindringtiefe des Brennstoffes in den Luftstrom nur begrenzt, so daß die resultierenden Reaktionszonen in Wandnähe liegen. Einerseits führt dies zu exzessiven thermischen Strukturbelastungen. Andererseits kann nicht der gesamte zu Verfügung stehende Sauerstoff zur Reaktion herangezogen werden, da ein Großteil der Luft die Brennkammer weitgehend passiv durchströmt /Gab 1 (94)/, /Gab 2 (94)/, /Gab (96)/. In der Literatur finden sich eine Vielzahl von sowohl experimentellen als auch numerischen Arbeiten, die

sich mit Eindringtiefe, Strahl- und Strömungsstruktur unterschiedlichster Geometrien, Anordnungen und Winkeln der Einblasöffnungen beschäftigen /Abb (91)/, /Hai 1 (93)/, /Hai 2 (93)/, /Hai 1 (94)/, /Hai 2 (94)/, /Yok (95)/, /Gra (95)/, /Kar (96)/, /Bar (97)/.



*Abb. 1-3: Konzepte zur Brennstoffeinblasung*

Größere Eindringtiefen lassen sich erreichen, wenn der Brennstoff von Rampen aus eingeblasen wird; siehe /Kap (95)/, /Don (94)/. Damit lassen sich aber die oben genannten Nachteile der Wandeinblasung nur begrenzt ausräumen.

Wird der Brennstoff dagegen von einem Zentralkörper aus in die Überschallströmung eingebracht, ergeben sich günstigere Brennstoff- und somit auch Reaktionszonenverteilungen über den Strömungsquerschnitt /Pay (75)/, /Mas (95)/, /Nii (95)/, /And (87)/, /Gue (91)/, /Ger (94)/. Auch die Brennstoffeinblasung aus einer gewellten Düse, welche in neueren Arbeiten beschrieben wird /Nar (97)/, /Sri (96)/, /Raj (96)/ stellt im Prinzip eine Zentralkörpereinblasung dar. Hier wurde lediglich die Düse selbst konturiert, um die Lufteinmischung zu verstärken.

Bei größeren Strömungsquerschnitten der Brennkammer – und damit größeren notwendigen Eindringtiefen – bietet sich die Brennstoffeinblasung mittels Pylonen an. Hierbei denkt man sich den Strömungsquerschnitt in mehrere Einzelflä-

chen unterteilt und bringt in jede dieser den Brennstoff mit einem Pylon ein; vgl. /Avr (90)/, /Avr (92)/, /Rom (93)/, /Pes (95)/. Dadurch soll der Brennstoff gleichmäßig über den gesamten Kanal verteilt werden.

Die Brennstoffeinblasung über Pylone läßt eine relativ effiziente Gemischbildung erwarten. Im Vergleich zur Wand-, Rampen- bzw. Zentralkörpereinblasung finden sich in der Literatur jedoch nur sehr wenige Arbeiten, die sich mit dieser Einblasmethode beschäftigen. Aus diesem Grund soll das Pylonkonzept in der hier vorgestellten Arbeit eingehend untersucht werden.

### 1.3.2 Methoden zur Unterstützung der Gemischbildung

Im Vergleich zu subsonischen Scherschichten weisen Überschallscherschichten geringe laterale Mischungsraten auf. Mit steigender Kompressibilität des Fluids sinkt die Wachstumsrate der Scherschicht /Bog (83)/, /Chi (86)/, /Pap (88)/, /Gut (91)/. Mit steigender konvektiver Machzahl werden die turbulenten Schwankungsgrößen geringer /Sam (88)/. Davon ist insbesondere die transverse Fluktuation betroffen /Goe (91)/. In /Ell (90)/ wird geschlußfolgert, daß diese reduzierten turbulenten Schwankungsgrößen für die schwächere Durchmischung (geringere Wachstumsraten der Scherschicht) und damit größeren Mischungsweglängen verantwortlich sind.

Zur Minimierung der Mischungsweglänge werden in Literatur eine Reihe von Verfahren zur Erhöhung der Mischungsrate vorgeschlagen bzw. untersucht, welche sich in vier Grundtypen einteilen lassen. In Abb. 1-4 ist eine entsprechende Übersicht gegeben.

Durch Anregung von Instabilitäten der Scherschicht werden großskalige kohärente Strukturen erzeugt und damit der turbulente Stofftransport in lateraler Richtung erhöht. Instabilitäten können erzeugt werden, indem man Einblasstrahlen bzw. Scherschichten an Wand-Hohlräumen (Cavities) vorbei führt und ihnen somit periodische Strukturen aufprägt /Yu (94)/. Eine weitere Möglichkeit ergibt sich durch die Anpassung der Abmaße von Körpern, die einen Nachlauf erzeugen. In /Pay (75)/ wird der Zentralkörper zur Brennstoffeinblasung entsprechend dimensioniert; in /Gut (93)/ die Wand bzw. Lippenstärke der axial ausgerichteten Brennstoffdüse.



*Abb. 1-4: Überblick über Methoden zur Erhöhung der Mischungsrate von Überschallscherschichten*

Benutzt man 3-dimensionale Brennstoffstrahlen, d.h. Düsen mit schlitzförmigem bzw. konturiertem Querschnitt ergeben sich ebenfalls großskalige Turbulenzstrukturen /Gut (90)/, /Gla (96)/.

Eine weitere Möglichkeit der Verstärkung des lateralen Stoffaustausch ist die Erzeugung von axialen Wirbeln /Wai (97)/. Durch sogenannte „lobed-mixer“, d.h. gewellte Strömungsteiler, werden kräftige Wirbelpaare erzeugt, die einen intensiven Stoffaustausch bewerkstelligen /Til (92)/. Auch die in Abschnitt 1.3.1 erwähnte „petal nozzle“, siehe z.B. /Nar (97)/, bewirkt durch ihre gewellte Düsenform eine starke Wirbelbildung und fällt damit unter diese Kategorie. Gegenläufige Wirbelpaare entstehen ebenfalls im Nachlauf von Rampen, siehe z.B. /Don (94)/, /Hön (96)/.

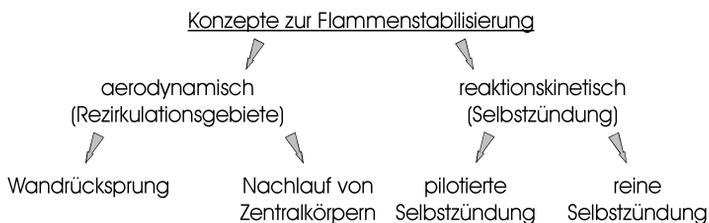
Zur Verbesserung der Mischungsrate werden auch Stoß-Scherschicht-Wechselwirkungen ausgenutzt. In /Men (89)/ und /Gab (96)/ wird z.B. gezeigt, daß ein Verdichtungsstoß, der auf eine Mischungsschicht trifft, diese aufweitet. Außerdem kann man sich den Effekt der baroklinen Wirbelbildung zu Nutze machen /Yan (93)/, /Mar (94)/.

Alle diesen Methoden zur Erhöhung der Mischrate haben jedoch den Nachteil, daß sie die notwendige Turbulenz- bzw. Wirbelenergie der Überschallströmung entziehen. Dies äußert sich in einem Totaldruckverlust der Strömung und damit in einer Reduzierung der Arbeitsfähigkeit des Luftstromes. Hier liegt ein weiterer Grund für die Brennstoffeinblasung durch Pylone, da mit diesen der Brennstoff direkt über den Strömungsquerschnitt verteilt werden kann und so jegliche weitere Anstrengungen zur Erhöhung der lateralen Mischrate auf ein Minimum

beschränkt werden können. Die Beeinflussung der Brennstoff/Luft-Mischung kann auf ein optimales Pylondesign beschränkt werden.

### 1.3.3 Konzepte zur Flammenstabilisierung

Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der Brennkammergestaltung ist die Zündung des Brennstoff/Luft-Gemisches. Die Flamme muß trotz der hohen Strömungsgeschwindigkeiten in der Brennkammer verankert bleiben. Aus der Vielzahl der in der Literatur berichteten Möglichkeiten zur Flammenstabilisierung kristallisiert sich das in Abb. 1-5 dargestellte Schema heraus.



*Abb. 1-5: Konzepte zur Flammenstabilisierung*

Es läßt sich grundsätzlich zwischen aerodynamischer und reaktionskinetischer Flammenstabilisierung unterscheiden. Aerodynamische Flammenstabilisierung bedeutet die Ausbildung von Rezirkulationsgebieten, in denen die lokale Strömungsgeschwindigkeit unterhalb der lokalen Brenngeschwindigkeit liegt und in die ausreichend Wärme und Reaktionszwischenprodukte eingetragen werden. Im Falle der Wandeinblasung von Wasserstoff in einen kalten Überschallluftstrom läßt die Flamme sich z.B. nur auf diese Weise verankern /Gab (96)/. In dieser Arbeit wurde die Flamme durch Rückstromgebiete hinter Wandrücksprünge stabilisiert. Bei Zentralkörpern ausreichend großer Abmessung ergibt sich in dessen Nachlauf ebenfalls ein Rezirkulationsgebiet, welches zur Flammenstabilisierung dienen kann /Gue (91)/.

Liegt die statische Temperatur des Luftstromes oberhalb der Selbstzündtemperatur des Brennstoff/Luft-Gemisches, kann auf Rezirkulationsgebieten verzichtet werden. Bei kritischen Anströmtemperaturen kann mit einer Pilotflamme die Selbstzündung des Hauptbrennstoffes ausreichend beschleunigt werden. In /Owe (97)/ wird z.B. eine Pilotflamme (Wasserstoff) im Rückströmgebiet eines Wandrücksprunges benötigt, um einen stromab eingeblasenen Kerosinstrahl zu zünden. Es werden aber auch gezielt Verdichtungsstöße erzeugt, um lokal statische Strömungsbedingungen zu erhalten, welche zur Selbstzündung des Gemisches

ausreichen. Dies können keilartige Einbauten sein /Gue (91)/, /Hön (95)/; aber auch eingblasene Gasstrahlen /Avr (92)/, /Abb (93)/.

Ist die statische Temperatur ausreichend hoch, wie dies bei höheren Flugmachzahlen der Fall ist, kann auf eine Zündhilfe verzichtet werden. Hierbei beruht die Flammenstabilisierung allein auf der Selbstzündung des Brennstoffes. Diese Methode der Flammenstabilisierung scheint hervorragend für die Pyloneinblasung des Brennstoffes geeignet zu sein, da hier auf Grund der kleinen Abmessungen der Pylone keine großflächigen Rückströmgebiete vorhanden sind, die zur Flammenstabilisierung dienen könnten. Daher soll diese Stabilisierungsmethode realisiert und auf ihre realtechnische Einsatztauglichkeit hin untersucht werden.

#### **1.4 GÜTEKRITERIEN ZUR BRENNKAMMERGESTALTUNG**

Im allgemeinen müssen die genannten Konzepte zur Gemischbildung und Flammenstabilisierung derart gewählt bzw. kombiniert werden, daß folgende Kriterien erfüllt sind:

- kurze Flammenlänge: zur Minimierung der Brennkammerlänge und damit des Gewichtes des Antriebssystems,
- hoher Ausbrand: zur maximalen Nutzung der chemisch gebundenen Energie und damit zur Reduzierung des Treibstoffbedarfes,
- geringer Totaldruckverlust  $\Delta p_0$ : zur Maximierung der Schuberzeugung,
- homogenes  $u$ - und  $T$ -Profil am Austritt: zur Optimierung der Schuberzeugung in der Schubdüse,
- kein thermisches Blockieren: die Überschallströmung muß erhalten bleiben.

Alle Kriterien haben eine Maximierung des pro Brennstoffeinheit produzierten Schubes und damit letztendlich einen Nutzlastgewinn zum Ziel. Diese Bedingungen stellen die Grundanforderungen an die eigenen Arbeiten dar.

#### **1.5 ZIELSETZUNG FÜR DIE EIGENEN ARBEITEN**

In der hier vorgestellten Arbeit soll ein Brennkammerkonzept entwickelt und untersucht werden, welches sich an oben genannten Kriterien orientiert. Es werden insbesondere drei Schwerpunkte behandelt.

##### **1.5.1 Brennstoffeinblasung durch Pylone**

Wie in Abschnitt 1.3.1 dargestellt, läßt eine Brennstoffeinblasung mit Hilfe von Pylonen eine vergleichsweise effiziente Durchmischung des Brennstoffes mit dem Luftstrom erwarten, da der Brennstoff von vorn herein über den gesamten

Strömungsquerschnitt verteilt werden kann. Daher soll dieses Konzept realisiert und anschließend experimentell untersucht werden.

Verschiedene Pylone sollen an Hand ihrer Mischeffizienz und ihres Brennverhaltens miteinander verglichen werden. Dabei werden der Einblaswinkel sowie die Strahlform variiert. Für die Wandeinblasung finden sich in der Literatur bereits Arbeiten zum Einfluß dieser Parameter; siehe z.B. /Str (93)/, /Har (96)/ bzw. /Gut (89)/, /Gut (90)/, /Gla (96)/. Da sich in den angegebenen Arbeiten der Einblasvorgang jedoch in Wandnähe abspielt, können die Ergebnisse nicht ohne weiteres auf die Einblasung in die Zentralströmung übertragen werden. Daher sollen entsprechende Testreihen zur Untersuchung des Einflusses beider Parameter bei der Pyloneinblasung durchgeführt werden.

Anschließend soll das Pylonedesign entsprechend der Ergebnisse überarbeitet und getestet werden. Schließlich wird das so realisierte Pylonkonzept alternativen Methoden zur Brennstoffeinbringung (siehe Abschnitt 1.3.1) vergleichend gegenübergestellt.

### **1.5.2 Flammenstabilisierung und Reaktion**

Bei der Brennstoffeinbringung über Pylone wird nur ein geringer Teil des Strömungsquerschnittes (ca. 3-5 %) verblockt. Auf Grund der geringen Dimensionen der Pylone werden keine signifikanten Rezirkulationsgebiete erzeugt, welche zur Flammenstabilisierung dienen könnten. Die einzige Möglichkeit, die Flamme in der Überschallströmung zu verankern, liegt in einer stetigen Selbstzündung des Brennstoffes.

Trotz ihre geringen Abmessungen stellen die Pylone jedoch ein Strömungshindernis dar, so daß Verdichtungsstöße erzeugt werden. Es ist zu erwarten, daß auch die erzeugten Verdichtungsstöße den Zündvorgang beeinflussen.

Diese Art der Flammenstabilisierung sowie die resultierenden Reaktionsmechanismen sollen experimentell untersucht und charakterisiert werden. Folgende Punkte werden dabei Gegenstand der Untersuchungen sein:

- grundlegende Mechanismen dieser Art von Flammenstabilisierung,
- Möglichkeiten, den Stabilisierungspunkt zu optimieren,
- Wechselwirkungen Strömungsstruktur – Reaktionskinetik,
- Einfluß von Anströmtemperatur und Äquivalenzverhältnis auf Zündung und Reaktion,
- Verhalten der Überschallströmung bei Energiezufuhr durch Verbrennung,
- maximale Wärmezufuhr und thermisches Blockieren,
- Bestimmung der Brennkammer-Zündgrenzen,

- Diskussion des Einsatzpotentials  $H_2$ -betriebener Scramjets.

Die experimentell ermittelten Ergebnisse werden mit Daten aus der Literatur verglichen.

### 1.5.3 Einsatz von Kerosin als Brennstoff

Ein Großteil derzeit untersuchter Konzepte hypersonischer Flugsysteme zieht Wasserstoff als Treibstoff in Betracht, siehe z.B. /Kuc (96)/, /Mai (98)/, /Hun (98)/, /Gra (98)/. Für den Einsatz von Wasserstoff sprechen folgende Stoffeigenschaften:

- hoher Heizwert  $\Delta H_u$ ,
- geringe Dichte  $\rho \rightarrow$  Reduzierung der Gesamtmasse des Flugsystemes,
- hohe spezifische Wärmekapazität  $c_p \rightarrow$  Kühlvermögen thermisch hochbelasteter Teile des Flugkörpers sowie des Antriebssystemes,
- hohe Diffusionsgeschwindigkeit  $u_{diff}$  in Luft  $\rightarrow$  wirkt sich positiv auf die Gemischbildung und das Brennvermögen bei geringen Brennkammerdrücken aus,
- weite Zündgrenzen,
- geringe minimale Zündenergie  $E_{Zind,min}$  sowie
- hohe laminare Brenngeschwindigkeit  $u_{brenn}$ .

Kerosin hingegen wartet mit folgenden Eigenschaften auf, welche für das Gesamtkonzept des Flugsystemes von wesentlichem Vorteil sind:

- hohe volumenspezifische Energiedichte  $\rightarrow$  geringes Tankvolumen  $\rightarrow$  schlanker Flugkörper  $\rightarrow$  geringer Widerstandsbeiwert  $c_w$ ,
- einfache Betankung und Speicherung,
- vergleichsweise geringer Preis.

Eine weitere wesentliche Motivation, einen Staustrahlantrieb mit Kerosin zu betreiben, ergibt sich aus folgender Überlegung. Sofern für den unteren Flugeschwindigkeitsbereich ein (Kerosin-betriebener) Turbojetantrieb vorgesehen ist, kann auf die zusätzliche Wasserstoffinfrastruktur (Tank, Leitungen, Pumpen, etc.) verzichtet werden. Dies ergibt ein Einsparpotential hinsichtlich der Leermasse des Flugkörpers.

Allerdings ist das Kühlpotential von Kerosin nur begrenzt (geringe spezifische Wärmekapazität  $c_p$ ), so daß ein reiner Kerosinbetrieb nur bis etwa  $M_0 = 8$  möglich ist /Hun (98)/. Es finden sich aber auch Dual-Fuel-Antriebe in Systemstudien hypersonischer Flugkörper /Scu (98)/. Dabei wird der Einsatz von Kerosin und Wasserstoff kombiniert.

Eine umfangreichere Diskussion der Vor- und Nachteile von Wasserstoff bzw. Kerosin als Brennstoff findet sich in /Bre (91)/. Zur Übersicht sind in Tab. 1-1 die wichtigsten Stoffeigenschaften beider Brennstoffe aufgelistet.

|  |                      | Wasserstoff    | Kerosin<br>(Jet A-1) |
|--|----------------------|----------------|----------------------|
| chemische Zusammensetzung                      |                      | H <sub>2</sub> | CH <sub>1,93</sub>   |
| Heizwert $\Delta H_u$                          | [kJ/g]               | 120,0          | 42,8                 |
| Dichte in Flüssigphase $\rho_{flüssig}$        | [g/cm <sup>3</sup> ] | 0,071*         | 0,811**              |
| Siedepunkt $T_{siede}$ ( $p = 1$ bar)          | [K]                  | 20,27          | 440-539              |
| spezifische Wärmekapazität* $c_p$              | [kJ/kgK]             | 9,69           | 1,98                 |
| Diffusionsgeschwindigkeit in Luft** $u_{diff}$ | [cm/s]               | 2,0            | < 0,17               |
| Zündgrenzen in Luft                            | [Vol %]              | 4,0-75,0       | 0,6-4,7              |
| minimale Zündenergie in Luft $E_{Zünd,min}$    | [mJ]                 | 0,02           | 0,25                 |
| Selbstzündtemperatur $T_{selbstzünd}$          | [K]                  | 858            | > 500                |
| Brenngeschwindigkeit in Luft** $u_{brenn}$     | [cm/s]               | 265-325        | 18                   |
| adiabate Flammentemperatur in Luft (stöch.)    | [K]                  | 2318           | 2200                 |

\* am Siedepunkt

\*\* bei Standardbedingungen

Tab. 1-1: Ausgewählte Stoffwerte von Wasserstoff und Kerosin Jet A-1

Nachdem die Arbeiten zur Brennstoffeinblasung und Flammenstabilisierung mit Wasserstoff als Brennstoff ausgeführt wurden, soll als nächster Schritt dieses Konzept mit Kerosin realisiert werden. Die eigenen Arbeiten werden auf die in /Avr (90)/, /Avr (92)/ berichteten Ergebnisse und Erfahrungen aufsetzen. Es soll insbesondere auf die zusätzlichen bzw. Kerosin-spezifischen Aspekte bei der Überschallverbrennung eingegangen werden:

- die Zerstäubung des flüssigen Brennstoffstrahles (hier soll ein Verfahren zum benutzt, welches ebenfalls in /Avr (90)/, /Avr (92)/ eingesetzt wurde),
- die Verdampfung des flüssigen Brennstoffes,
- der Einfluß der zusätzlichen Strahlerstäubung auf Gemischbildung und Verdampfung,
- Bestimmung der Brennkammer-Zündgrenzen,
- Vergleich des Zünd- und Brennverhaltens mit dem von Wasserstoff,
- Diskussion des Einsatzpotentials Kerosin-betriebener Scramjets.

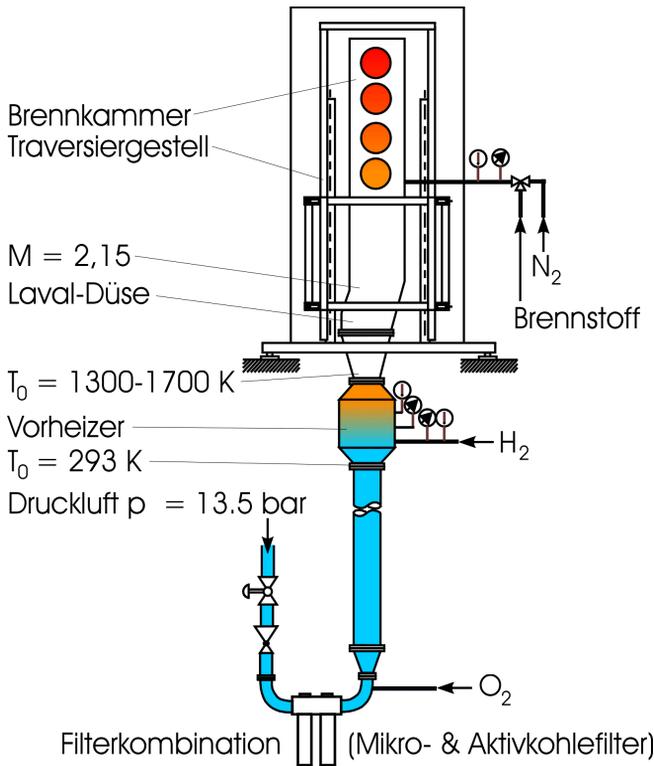
Auch hier werden die experimentell ermittelten Daten mit denen aus der Literatur verglichen.

## 2 VERSUCHSANLAGE

Die experimentellen Arbeiten wurden am Überschallwindkanal des Lehrstuhles A für Thermodynamik der Technischen Universität München durchgeführt. Die Versuchsanlage wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

### 2.1 AUFBAU DES ÜBERSCHALLWINDKANALES

Der Aufbau des Überschallwindkanales ist in Abb. 2-1 skizziert.



*Abb. 2-1: Schema der Versuchsanlage Überschallwindkanal*

Der Überschallwindkanal wird von einer stationären Druckluftanlage versorgt ( $p_0 = 13,5 \text{ bar}$ ,  $T_0 = 293 \text{ K}$ ,  $\dot{m}_{\max} = 1,5 \text{ kg/s}$ ). Die Totaltemperatur des Luftstromes wird im Vorheizer durch Vorverbrennung von Wasserstoff auf  $T_0 = 1300-1700 \text{ K}$  gebracht. Die dem Vorheizer zugeführte Luft wird mit zusätzlichem Sauerstoff angereichert (ca. 100 hydraulische Durchmesser vor dem Eintritt in

den Vorheizer), um den Sauerstoffverbrauch im Vorheizer auszugleichen. In der Laval-Düse wird der Luftstrom auf  $M = 2,15$  beschleunigt. Typische Zustandsbedingungen in der Brennkammereintrittsebene für die Versuche zur Überschallverbrennung von Wasserstoff bzw. Kerosin/ $H_2$ -Gemischen sind in Tab. 2-1 aufgeführt. Die dort genannten Reynolds-Zahlen basieren auf dem hydraulischen Durchmesser des Brennkammereintrittes.

| Brennstoff     | $M$  | $T_0$ | $T$  | $\dot{m}$ | $p$   | $u$   | $Re$              | $w_{N_2}$ | $w_{O_2}$ | $w_{H_2O}$ |
|----------------|------|-------|------|-----------|-------|-------|-------------------|-----------|-----------|------------|
|                | [-]  | [K]   | [K]  | [kg/s]    | [bar] | [m/s] | [-]               | [-]       | [-]       | [-]        |
| $H_2$          | 2,15 | 1350  | 760  | 0,33      | 1,0   | 1160  | $4,65 \cdot 10^5$ | 0,73      | 0,19      | 0,08       |
| Kerosin/ $H_2$ | 2,15 | 1700  | 1000 | 0,33      | 1,0   | 1310  | $3,46 \cdot 10^5$ | 0,70      | 0,19      | 0,11       |

*Tab. 2-1: Zustandsbedingungen in der Eintrittsebene der Überschallbrennkammer*

Die Vorverbrennung von Wasserstoff im Vorheizer resultiert in einem zum Teil erheblichen Dampfgehalt des Überschallluftstromes. Dies ist beim Vergleich mit Ergebnissen anderer Arbeiten zu beachten. Der Ausbrand des Wasserstoffes im Vorheizer wurde durch Detektion von OH-Radikalen im Überschallluftstrom am Brennkammereintritt überprüft. Dazu wurden Spektalaufnahmen im Bereich der dominierenden Bande der OH-Eigenfluoreszenz bei  $\lambda = 306$  nm gemacht. Dabei wurden bei Totaltemperaturen des Überschallluftstromes  $T_0 > 1700$  K Spuren von OH-Radikalen festgestellt, welche jedoch mit dem benutzten Verfahren nicht quantifiziert werden konnten. Unterhalb dieses Temperaturwertes ließen sich keine OH-Radikale detektieren, was jedoch geringe Restkonzentrationen nicht ausschließt. Es ist bekannt, daß selbst geringe Radikalkonzentrationen die Reaktionsraten bei der Selbstzündung erhöhen /Sut (72)/, /Sut (74)/. Dennoch können die erzielten Meßergebnisse mit anderen Arbeiten verglichen werden. So wurde in /Mit (95)/ festgestellt, daß ein Scramjetantrieb bezüglich des Zünd- und Brennverhaltens auf eine Verunreinigung der Testluft durch Radikale genauso reagiert wie auf eine radikalfreie Anströmung mit entsprechend höherer Temperatur. In der Testluft vorliegende Radikalkonzentrationen sind in ihrer Auswirkung auf die Reaktionskinetik also einer Temperaturdifferenz gleichbedeutend.

## 2.2 TESTBRENNKAMMER

Ein Längsschnitt durch die Überschallbrennkammer ist in Abb. 2-2 gezeigt. Die Brennkammer weist einen rechteckigen Querschnitt (Breite 25 mm, Höhe am Eintritt 27,5 mm) auf. Die Kanalunterseite besteht aus einzelnen Modulen unterschiedlichen Aufweitungswinkels. Damit läßt sich die Kanalgeometrie bzw. das Brennkammerflächenverhältnis  $A_{\text{Austritt}}/A_{\text{Eintritt}}$  der Massenzufuhr durch Brennstoffeinblasung und der Wärmezufuhr durch die Reaktion anpassen.

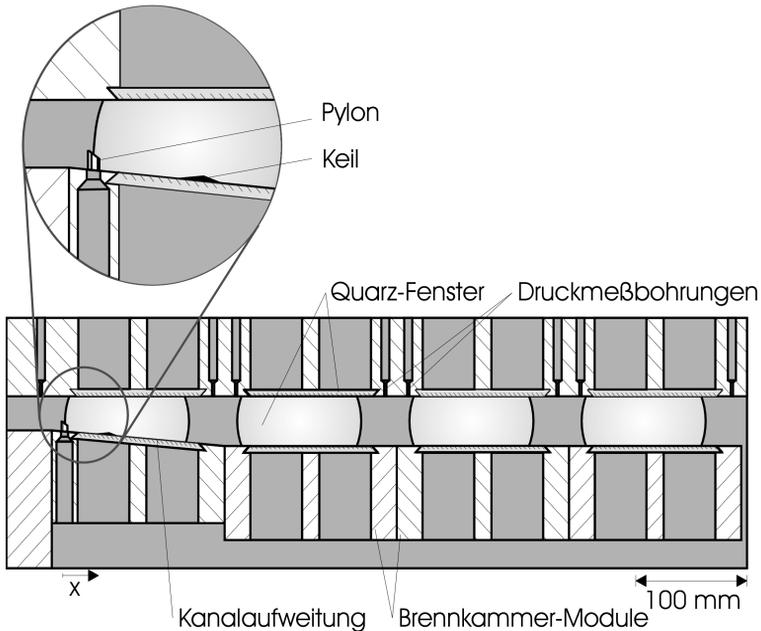


Abb. 2-2: Längsschnitt durch die Überschallbrennkammer

Die Brennstoffeinblasung erfolgt 75 mm stromab des Brennkammereintrittes. Die Brennkammer ist mit Quarz-Fenstern ausgestattet, welche allseitigen optischen Zugang erlauben.

In einer Reihe von Experimenten wird ein Keil in die Brennkammer montiert, um den Einfluß der erzeugten Stöße auf die Strömung und die Reaktionskinetik zu untersuchen. Dieser Keil ist in Abb. 2-2 bei  $x = 26$  mm montiert gezeigt. Zur Erfassung des statischen Wanddruckes sind entlang der Brennkammer Druckmeßbohrungen angebracht.

### 2.3 MESSDATENERFASSUNG / BESTIMMUNG DER MASSEN-DURCHSÄTZE

Sämtliche zu erfassende Drücke werden mit piezoresistiven Druckaufnehmern gemessen; die Temperaturen mit Thermoelementen.

Die Temperatur des Luftstromes in der Austrittsebene des Vorheizers wird mit einem Pt/PtRh-Thermoelement erfaßt. Der auftretende Wärmeverlust durch Strahlung wird korrigiert; vergleiche Anhang A, Abschnitt A.1.

Insgesamt werden während der Versuche folgende Parameter aufgezeichnet:

- statischer Wanddruck  $p_w$  in der Brennkammer an 7 Stellen
- $p \approx p_0$  und  $T \approx T_0$  des Luftstromes am Eintritt der Laval-Düse
- $p_0$  und  $T_0$  des Vorheiz-Wasserstoffes vor dem Flammenhalter
- $p_0$  und  $T_0$  des Sauerstoffes zur Anreicherung des Luftstromes
- $\dot{m}$  des Kerosines
- Einblasdruck  $p_{\text{einblas}}$  und Temperatur  $T$  des Brennstoffes vor dem Pylon
- Blendenvordruck und Blendennachdruck des Wasserstoffes zur Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemischbildung

Die Gasmassenströme werden als kritische Blendenströmung über die Formel

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \cdot \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \cdot \frac{p_0 \cdot A^*}{\sqrt{T_0}} \quad (2-1)$$

bestimmt (vergleiche Anhang A, Abschnitt A.2).

Bei bekannten Totaltemperaturen des Mediums werden also die Massendurchsätze allein vom jeweiligen Blendenvordruck und der kritisch durchströmten Fläche  $A^*$  bestimmt. Folgende Querschnitte  $A^*$  werden betrachtet:

- Hals der Laval-Düse → Gesamtluftmassenstrom
- Einblasöffnungen des Flammenhalters im Vorheizer → Massenstrom des Vorheiz-H<sub>2</sub>
- Einblasöffnung für Sauerstoffanreicherung → O<sub>2</sub>-Massenstrom
- Einblasöffnung des Pylones → Brennstoffmassenstromes beim Einsatz von H<sub>2</sub>
- Meßblende zur Dosierung des H<sub>2</sub> zur Bildung des Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemisches.

Als Maß der in die Brennkammer eingebrachten Brennstoffmenge wird das Äquivalenzverhältnis  $\Phi$  herangezogen, welches wie folgt definiert ist /Kuo (86)/

$$\Phi = \frac{\left( \dot{m}_{\text{Brennstoff}} / \dot{m}_{\text{Luft}} \right)}{\left( \dot{m}_{\text{Brennstoff}} / \dot{m}_{\text{Luft}} \right)_{\text{stöchiometrisch}}} \quad (2-2)$$

Die Anwendung auf die Brennstoffe  $\text{H}_2$  bzw. Kerosin ist in Anhang A, Abschnitt A.3 gegeben.

## 2.4 REPRODUZIERBARKEIT DER TESTBEDINGUNGEN

Die Genauigkeit bei der Erfassung der Massendurchsätze hängt von der Meßgenauigkeit der Druckaufnehmer und Thermoelemente ab; die Reproduzierbarkeit der gewünschten Massendurchsätze wiederum von der Genauigkeit der Einstellung der entsprechenden Blendenvordrücke.

Die Einstellgenauigkeit der Totaltemperatur des Luftstromes  $T_{0,\text{Luft}}$  hängt von der Reproduzierbarkeit von  $\dot{m}_{\text{Luft}}$ ,  $\dot{m}_{\text{H}_2, \text{Vorheizung}}$  und  $\dot{m}_{\text{O}_2}$  ab. Der Kerosinmassenstrom wurde über den Tankdruck eingestellt und mit einem Flügelrad-Meßwertaufnehmer gemessen.

Zur Bestimmung der Reproduzierbarkeit der Testbedingungen wurde sämtliche Meßprotokolle ausgewertet. Hinsichtlich der jeweils gewählten Versuchparameter (Massendurchsätze bzw. Totaltemperatur des Luftstromes) ergaben sich die in Tab. 2-2 aufgeführten Einstelltoleranzen.

| Meßgröße   | Toleranz<br>[%] |
|--|-----------------|
| $\dot{m}_{\text{Luft}}$                            | 2               |
| $\dot{m}_{\text{H}_2, \text{Vorheizung}}$          | 2               |
| $\dot{m}_{\text{O}_2}$                             | 2               |
| $\dot{m}_{\text{H}_2, \text{Brennkammer}}$         | 2               |
| $\dot{m}_{\text{Kerosin}}$                         | 3               |
| $\dot{m}_{\text{H}_2, \text{Kerosinaufbereitung}}$ | 2               |
| $T_{0,\text{Luft}}$                                | 3               |

Tab. 2-2: Reproduzierbarkeit der Testbedingungen: Einstelltoleranzen der einzelnen Meßgrößen



### 3 MESSVERFAHREN

Zur Erfassung der gasdynamischen und reaktionskinetischen Vorgänge in der Brennkammer werden berührungslose, optische Meßverfahren eingesetzt. Damit wird sichergestellt, daß die Überschallströmung, die sensibel auf äußere Störungen reagiert, nicht beeinflußt wird. In diesem Abschnitt werden die eingesetzten Diagnosemethoden vorgestellt. Auf eine grundlegende Beschreibung der Meßverfahren wird verzichtet, da sich in der Literatur eine Vielzahl entsprechender Abhandlungen finden; siehe z.B. /May (94)/, /Hau (91)/, /Eck (88)/. Für ein tiefgreifendes Verständnis der laseroptischen Verfahren sowie der Fluoreszenzmechanismen ist die Kenntnis um die Strukturen und Energieniveaus von Molekülen sowie der Übergangsmöglichkeiten bzw. -wahrscheinlichkeiten nötig. Hier sei ebenfalls auf die einschlägige Fachliteratur verwiesen; z.B. /Her (66)/, /Alo (74)/, /Fad (89)/.

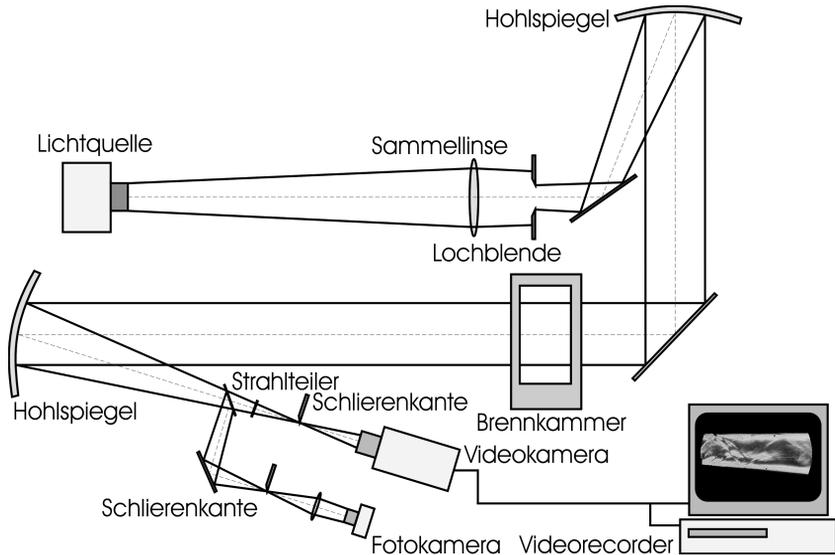
#### 3.1 SCHLIENVERFAHREN

Die in der Überschallströmung vorhandenen Verdichtungsstöße werden mit Hilfe des Schlierenverfahrens sichtbar gemacht. Das Schlierenverfahren beruht auf dem Prinzip, daß parallele Strahlenbündel beim Durchgang durch ein inhomogenes Dichtefeld unterschiedlich stark abgelenkt werden. Je nach Anordnung und Form der Schlierenkante im Fokus des gesammelten Strahlenbündels werden Anteile des gebrochenen Lichtes ausgeblendet, so daß richtungsabhängige Brechzahl- bzw. Dichtegradienten auf dem Projektionsschirm sichtbar werden. Eine eingehende Beschreibung kann /Sch (34)/, /Sch (44)/ entnommen werden. Dichtegradienten werden in der vorliegenden Überschallströmung durch Temperaturunterschiede auf Grund der Verbrennung und auch durch Verdichtungsstöße (Druckgradienten) erzeugt.

Die Visualisierung der Stöße dient der Lokalisierung und Strukturbestimmung des Stoßsystems zur Analyse und Interpretation der Ergebnisse der Mischungs- und Verbrennungsexperimente.

Der benutzte optische Aufbau ist in Abb. 3-1 dargestellt. Eine Quecksilberdampfampe dient als Lichtquelle. Das Strahlenbündel wird mit einem sphärischen Hohlspiegel kollimiert und anschließend durch die Brennkammer geleitet. Durch einen zweiten Hohlspiegel wird das Strahlenbündel wieder fokussiert. An einem Strahlteiler wird der Strahl aufgeteilt. Die beiden Schlierenkanten befinden sich hinter dem Strahlteiler. Die erzeugten Schlierenaufnahmen werden zum

einen per Video aufgezeichnet. Gleichzeitig wird für Aufnahmen mit höherer Auflösung eine Fotokamera benutzt.



*Abb. 3-1: Optischer Aufbau für das Schlierenverfahren*

Bei der Analyse der Schlierenaufnahmen müssen folgende Aspekte beachtet werden. Das Schlierenverfahren ist nur ein qualitatives Verfahren. Dichtegradienten können nur sichtbar gemacht, jedoch nicht vermessen werden. Des Weiteren hat das Schlierenverfahren einen integrierenden Charakter, d.h. es existiert keine scharf fokussierte Meßebeene. Für Meßobjekte, die wie die vorliegende reagierende Kanalströmung dreidimensionaler Natur sind, ist das Verfahren daher nur beschränkt einsetzbar. Dennoch gelingt es, mit dem Schlierenverfahren wichtige Einblicke in die Strömungsstruktur und die damit verknüpften Mechanismen zu erzielen.

### 3.2 VERFAHREN DER RAYLEIGH-STREUUNG

Die Erfassung der räumlichen Struktur gasförmiger Brennstoffstrahlen erfolgt mit dem Rayleigh-Verfahren. Dieses Verfahren basiert auf einem elastischen Streuprozess, bei dem Atome und Moleküle im Meßquerschnitt durch energiereiches Laserlicht auf ein höheres, virtuelles Energieniveau angeregt werden, von dem sie unmittelbar nach der Einstrahlung des Laserlichtes wieder in den energetischen Ausgangszustand zurückkehren. Dabei senden die Atome und Mole-

küle Licht aus, das dieselbe Wellenlänge aufweist wie das eingestrahlte Licht. Für eine detaillierte Erläuterung der Vorgänge sei auf die einschlägige Fachliteratur verwiesen, z.B. /Eck (88)/, /May (94)/, /Gab (96)/.

Die Intensität des Rayleigh-Streusignales hängt von folgenden Faktoren ab /Koc (92)/

$$I_{\text{Streu}} \sim I_{\text{Laser}} \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{eff}} \cdot \Omega \cdot N \cdot V \quad (3-1)$$

wobei der effektive Streuquerschnitt  $(d\sigma/d\Omega)_{\text{eff}}$  wiederum der Zusammensetzung des angeregten Mediums proportional ist

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{eff}} \sim \sum_i x_i \cdot \sigma_i \quad (3-2)$$

Auf Grund der Vielzahl der Gase im Mischungsgebiet bzw. im Meßvolumen kann das Rayleigh-Streusignal nicht für quantitative Aussagen über die lokale Konzentration einer bestimmten Spezies herangezogen werden.

Wählt man jedoch zur Einblasung in den Überschallluftstrom ein Gas mit einem Streuquerschnitt deutlich größer oder deutlich kleiner als der von Luft, ergeben sich bei der Emission der Rayleigh-Streuung derart signifikante Unterschiede, daß die räumliche Verteilung des Einblasstrahles deutlich sichtbar wird.

Der Streuquerschnitt von Helium ist um etwa zwei Größenordnungen kleiner als der von Luft /Lan (68)/. Außerdem ist die Größenordnung der Schallgeschwindigkeit von Helium der von Wasserstoff vergleichbar. Daher wird Helium zur Simulation der Wasserstoff-Brennstoffstrahlen eingesetzt. Darüber hinaus erweist es sich als vorteilhaft, das Helium in eine kalte Überschallströmung einzublase, da eine niedrige Temperatur  $T$  eine relativ hohe Teilchendichte  $N$  und damit eine hohe Streuintensität der Luft  $I_{\text{Streu}}$  verursacht.

Der Meßaufbau für die Rayleigh-Messungen ist in Abb. 3-2 gezeigt. Zur Anregung wird ein Excimer-Pulslaser ( $t_{\text{puls}} = 17 \text{ ns}$ ,  $\lambda = 308 \text{ nm}$ ) eingesetzt. Durch eine Kombination von Zylinderlinse und sphärischer Sammellinse wird ein Lichtschnitt (Dicke = 0,1 mm, Höhe = 25 mm) geformt. Dieses wird durch die Brennkammer geführt. Die zweidimensionale Verteilung des Rayleigh-Streusignales wird mit einer UV-empfindlichen, intensivierten CCD-Kamera (dynamischer Bereich 14 bit) aufgezeichnet und der Bildverarbeitung zugeführt.

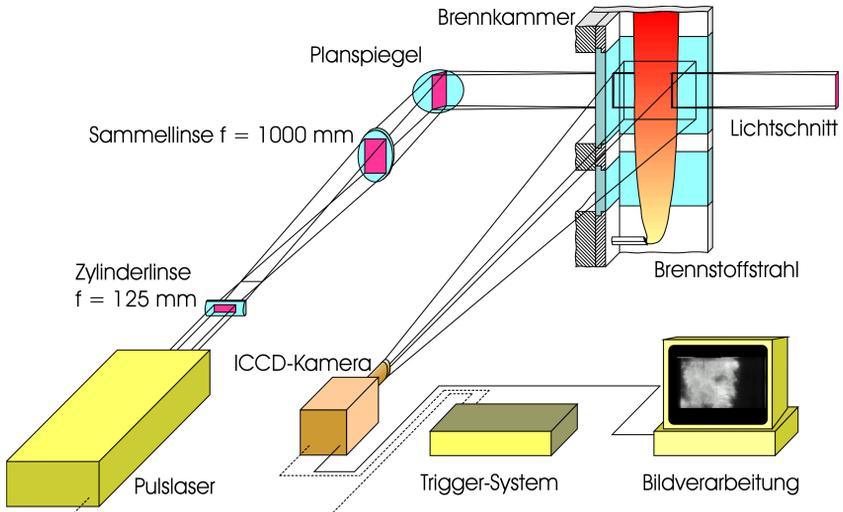


Abb. 3-2: Meßaufbau für das Verfahren der Rayleigh-Streuung

Mit dieser Anordnung gelingt es, 2-dimensionale Aufnahmen der eingeblasenen Heliumstrahlen in hoher zeitlicher Auflösung zu erhalten.

### 3.3 VERFAHREN DER MIE-STREUUNG

Während die Rayleigh-Streuung auf Partikeln mit  $d \ll \lambda$  basiert – also typischerweise auf Molekülen, sind bei der Mie-Streuung Partikel mit  $d > \lambda$  am Streuprozeß beteiligt /May (94)/. Die Mie-Streuung an sphärischen Partikeln wird auf klassische Weise mit der Lorenz-Mie-Theorie beschrieben /Kel (70)/, /Hul (81)/. Eine generalisierte Lorenz-Mie-Theorie wird in /Gou (91)/ hergeleitet. Grundsätzlich zeigt sich eine komplexe Abhängigkeit der Mie-Streuintensität  $I_{\text{streu}}$  von der Partikelgröße, der Polarisationsrichtung und dem Beobachtungswinkel. Durch die irregulären Formen der einzelnen Tropfen und ihres breiten Größenspektrums verwischen sich diese scharfen Abhängigkeiten jedoch bei der Anwendung auf Sprays /Sel (76)/. Daher kann in erster Näherung von einer Proportionalität zwischen dem empfangenen Streusignal und der angeregten Fluidmenge ausgegangen werden.

Da die Intensität der Mie-Streuung um Größenordnungen über der Rayleigh-Streuung liegt, läßt sich bei der Untersuchung des Verdampfungsprozesses des Kerosines die Flüssigphase von der Dampfphase unterscheiden. Daher eignet

sich dieses Verfahren zur Visualisierung der Kerosintröpfchen und damit zur Untersuchung der Einblasung flüssiger Brennstoffe in die Überschallströmung. Der optische Aufbau ist dem des Rayleigh-Verfahrens identisch; vergleiche Abb. 3-2. Auch hier werden Laserpulse zu einem Lichtschnitt geformt, um zweidimensionale Aufnahmen des Einblasstrahles mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung zu erhalten.

### 3.4 FLUORESZENZ-VERFAHREN

Unter Fluoreszenz versteht man die spontane Aussendung von Photonen beim Übergang eines Moleküls von einem angeregten elektronischen Energieniveau in das energieärmere Grundniveau. Fluoreszenz tritt insbesondere bei Radikalen, also Reaktionszwischenprodukten, auf. Je nach Anregung werden verschiedene Fluoreszenzarten unterschieden:

- thermische Fluoreszenz (thermische Anregung durch Molekülkollisionen),
- Chemolumineszenz (Erzeugung angeregter Moleküle durch chemische Reaktionen).

Beide Fluoreszenzarten treten bei Verbrennungsprozessen auf.

Für die spezifische Emissionsrate der thermischen Eigenfluoreszenz  $ER_{th}$  gilt folgende Proportionalität /Str (93)/

$$ER_{th} \sim N \cdot x_i \cdot P_i(\lambda) \cdot \exp\left(\frac{-E}{k \cdot T}\right) \quad (3-3)$$

wobei  $x_i$  der Molanteil der fluoreszierenden Molekülart,  $P_i(\lambda)$  die Übergangswahrscheinlichkeit aller Übergänge im betrachteten Spektralbereich und  $E$  die Energie des Ausgangsniveaus ist. Die Teilchendichte  $N$  im Meßvolumen ist abhängig von der lokalen Temperatur

$$N = N_L \cdot \frac{273}{T} \quad (3-4)$$

Die temperaturabhängige Besetzung der einzelnen Energieniveaus wird mit der Boltzmann-Verteilung beschrieben

$$N(E(e, v, J)) \sim \exp\left(\frac{E(e, v, J)}{k \cdot T}\right) \quad (3-5)$$

Mit steigender Temperatur werden also zunehmend die oberen elektronischen Energieniveaus besetzt; d.h. Moleküle angeregt, welche wiederum innerhalb ca.

$10^{-8}$  s /Ren (87)/ unter Aussendung von Photonen in den Ausgangszustand zurückkehren.

Bei der Chemolumineszenz unterliegt die Besetzungsdichte der elektronisch angeregten Niveaus nicht mehr einer Temperaturabhängigkeit. Der Exponentialterm in Gl. (3-3) entfällt. Auch ist die spezifische Fluoreszenzrate  $ER_{ch}$  nicht länger proportional des vorliegenden Molanteiles  $x_i$  des betrachteten Moleküls, sondern vielmehr der im Beobachtungszeitraum durch chemische Reaktionen gebildeten Menge angeregter Moleküle. Eine detaillierte Betrachtung von Reaktionsabläufen zeigt, daß Radikale deutlich schneller produziert werden als sie abreagieren /Alg (70)/, /Che (92)/, /Daf (92)/. Die Entstehungsrate ist demnach der maximalen Radikalkonzentration  $x_{i,max}$  näherungsweise proportional. Unter Einführung eines Proportionalitätsfaktors  $k_{ch}$  läßt sich für die Emissionsrate der Chemolumineszenz  $ER_{ch}$  folgende Beziehung aufstellen

$$ER_{ch} = k_{ch} \cdot x_{i,max} \quad (3-6)$$

In /Str (93)/ wird an Hand der OH-Fluoreszenz eine Abschätzung hinsichtlich der dominierenden Fluoreszenzart unternommen. Es wurde geschlußfolgert, daß die Chemolumineszenz im allgemeinen den wesentlichen Mechanismus der Fluoreszenzemission darstellt. Durch die Auswahl eines geeigneten Moleküls bzw. Radikales und mit dem Wissen um deren Rolle im reaktionskinetischen Ablauf gelingt es also, sich ein Bild von den reaktionskinetischen Vorgängen im zu untersuchenden Medium zu machen.

Eine Aufzeichnung der räumlichen Verteilung der gewählten Spezies gibt Aufschluß über die Lage und Größe der betreffenden Reaktionszonen; die gemessene lokale Fluoreszenzintensität läßt auf die Reaktionsrate am betreffenden Ort schließen.

Ein Nachteil des Fluoreszenzverfahrens ist der integrierende Charakter, d.h. es liegt keine fokussierte Meßebene vor. Dennoch läßt sich mit dieser Methode die Reaktionsintensität in einzelnen Strömungsquerschnitten und damit die Entwicklung der Strömungsparameter abschätzen, was wertvolle Information zur Untersuchung und Optimierung der Pylon- und Brennkammerkonzeption liefert.

### 3.4.1 OH-Eigenfluoreszenz

Das Emissionsspektrum der Reaktion von Wasserstoff ist durch die OH-Eigenfluoreszenz gekennzeichnet; siehe Abb. 3-3. Im oberen Bereich des sichtbaren Spektrums treten zusätzlich noch schwache Emissionen des Reaktionsproduktes Wasser auf.

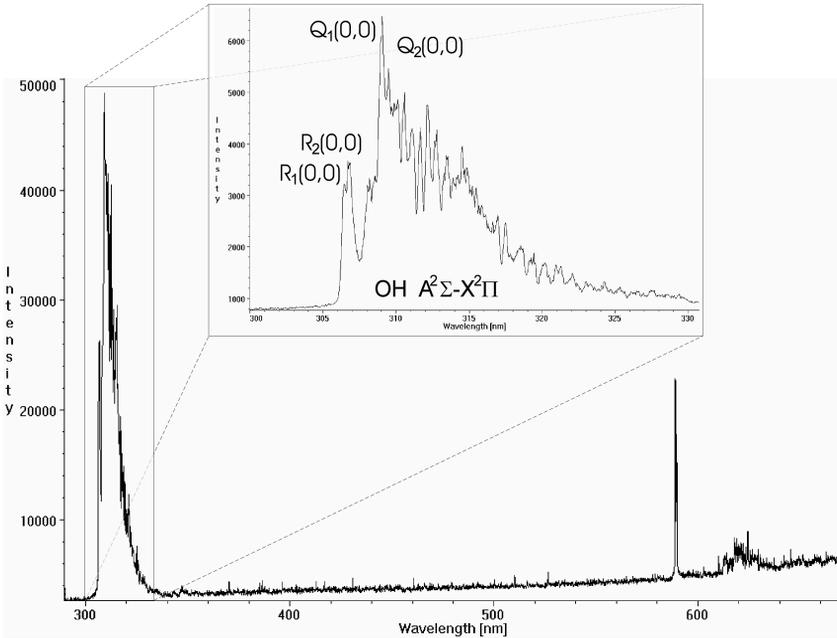


Abb. 3-3: Emissionsspektrum der  $H_2$ -Überschallverbrennung

Die Eigenfluoreszenz der OH-Radikale ist von der (0,0)-Bande des  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$  Systems dominiert. Der zugehörige Bandenkopf liegt bei  $\lambda = 306$  nm. Ein Vergleich der Übergangswahrscheinlichkeiten und Intensitäten aller Übergangslinien zeigt, daß die übrigen Linien selbst bei hohen Temperaturen weniger als 15% zur Gesamtintensität beitragen /Die (62)/, /Gay (74)/.

Im Bereich der (0,0)-Bande treten keine weiteren Emissionen auf, welche die Messungen verfälschen könnten. Die Rolle der OH-Radikale in der Kinetik des Wasserstoff/Luft-Systemes ist sehr genau bekannt, siehe u.a. /Alg (70)/, /Wes (84)/. Sie werden durch die Start- und Kettenverzweigungsreaktionen erzeugt, dienen der Brennstoffumsetzung und werden durch die Kettenabbruchsreaktionen wieder aufgebraucht.

Das Fluoreszenzsignal der (0,0)-Bande wird mit einem Interferenzfilter ( $\lambda_{\text{zentral}} = 308$  nm, FWHM = 10 nm,  $T_{\text{max}} = 20$  %) von den übrigen Emissionen spektral separiert und mit einer ICCD-Kamera aufgezeichnet. Auf Grund der kurzen Relaxationszeit von ca.  $10^{-8}$  s entspricht der Ort des detektierten Fluoreszenzsignals auch dem tatsächlichen Aufenthaltsort der angeregten Moleküle.

### 3.4.2 CH-Eigenfluoreszenz

Das Emissionsspektrum der Kerosin-Überschallverbrennung ist in Abb. 3-4 gezeigt. Es ist nur Bandenstrahlung der Fluoreszenz verschiedener Radikale zu verzeichnen; es liegt keine thermische Kontinuumsstrahlung vor.

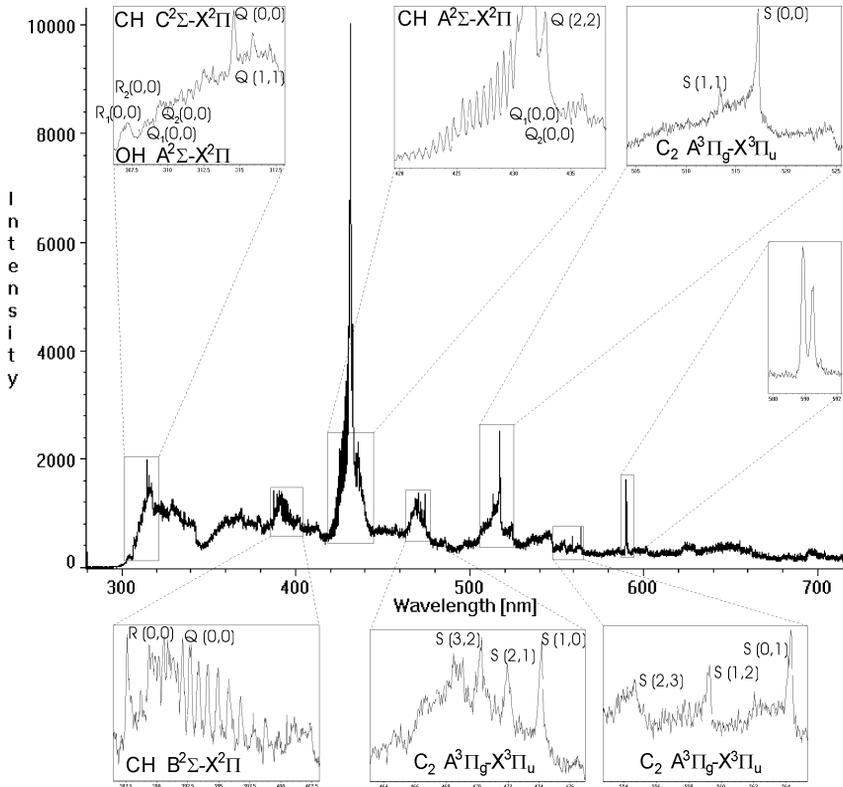


Abb. 3-4: Emissionsspektrum der Kerosin-Überschallverbrennung

Auch für die Untersuchung der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen läßt sich die (0,0)-Bande des  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$  Systems von OH nutzen. Allerdings muß man hier das detektierte Signal spektral ausreichend schmalbandig filtern, da bei  $\lambda = 314$  nm ein relativ starker Bandenkopf der Emission von CH-Radikalen liegt. Es ist daher vorteilhaft, die markante (0,0)-Bande des  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$  Systems des CH-Radikals bei  $\lambda = 431$  nm spektral von den anderen Emissionsanteilen zu trennen und die CH-Fluoreszenz zur Interpretation der Verbrennungsabläufe zu nutzen.

Auch die Rolle der CH-Radikale im Ablauf der Kohlenwasserstoffkinetik ist bekannt /Wes (84)/, /Tur (96)/. Zuerst werden die relativ langen Molekülketten der Kohlenwasserstoffe aufgespalten (Pyrolyse). Dabei wird der Radikalenpool gebildet. Die gebildeten Radikale werden vornehmlich zur Umsetzung des aufgespaltenen Brennstoffes zu CO verbraucht. Erst wenn kein Brennstoff mehr vorhanden ist, steht der Radikalenpool für die Oxidation des CO zu CO<sub>2</sub> zur Verfügung. Durch Kettenabbruchsreaktionen werden die Radikale schließlich wieder aufgebraucht.

Wie bei der H<sub>2</sub>-Kinetik stellen die Radikale also maßgebliche Reaktionszwischenprodukte dar. Die Detektion von CH-Radikalen ist demnach eine geeignete Methode zur Bestimmung der Lage und Intensität der Reaktionszonen.

Der Meßaufbau ist dem des OH-Fluoreszenzverfahrens ähnlich. Zur spektralen Filterung der CH-Bande bei  $\lambda = 314$  nm wird hier jedoch eine Kombination von vier dielektrischen Reflexionsfiltern ( $\lambda_{\text{central}} = 431$  nm, FWHM = 20 nm,  $T_{\text{max}} = 100$  %) eingesetzt.

### 3.5 MESSUNG DES STATISCHEN WANDDRUCKES

Die Theorie der kompressiblen, quasi-eindimensionalen Strömung mit Energiezufuhr in einem Kanal veränderlichen Querschnitts führt zu folgender Beziehung der axialen Änderungen  $dp/dx$ ,  $dA/dx$  und  $dq/dx$  /Sha (53)/, /Zie (75)/

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = \frac{\kappa \cdot M^2}{1 - M^2} \cdot \left( \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} - \frac{1}{c_p \cdot T} \frac{dq}{dx} \right) \quad (3-7)$$

In dieser Beziehung kommt zum Ausdruck, daß bei  $M > 1$  eine Wärmezufuhr ( $dq/dx > 0$ ) einer Querschnittverengung ( $dA/dx < 0$ ) entspricht. Darüber hinaus kann bei einer gegebenen bzw. konstant gehaltenen Kanalgeometrie auf die axiale Wärmezu- bzw. -abfuhr  $dq/dx$  geschlossen werden, wenn man den Druckverlauf  $p(x)$  kennt. Als Wärmezufuhr  $dq/dx > 0$  kommt in der Brennkammer die Freisetzung von Verbrennungswärme in Betracht; als Wärmeabfuhr  $dq/dx < 0$  der konvektive Wärmeübergang an den Brennkammerwänden.

Eine Abschätzung des konvektiven Wärmeüberganges zeigt, daß selbst bei unvollständigem Ausbrand die Wärmezufuhr durch Verbrennung deutlich größer ist als die Wärmeabfuhr durch den Wärmeübergang, d.h.  $\dot{q}_{\text{Verbrennung}} \gg \dot{q}_{\text{Wärmeübergang}}$ ; siehe Anhang A, Abschnitt A.4. Mit dieser Annahme kann die Verteilung des Wanddruckes  $p_w$  entlang der Brennkammer als Indikator für die Lage der Wärmefreisetzungszone und somit für die Intensität der Reaktion her-

angezogen werden, da der statische Druck in der Grenzschicht von der Strömung aufgeprägt wird. Über den Ausbrandgrad können an Hand des Wanddruckverlaufes jedoch nur grobe Aussagen getroffen werden.

In /Mit (98)/ wird darauf hingewiesen, daß der statische Wanddruck weniger empfindlich auf die Verbrennung reagiert als der mit einem Pitot-Rohr gemessene Totaldruck. Pitot-Messungen werden im Rahmen der eigenen Arbeiten nicht durchgeführt.

Zur Erfassung des Wanddruckes sind entlang der oberen Brennkammerwand Druckmeßbohrungen verteilt; vergleiche Abb. 2-2.

### 3.6 BETRACHTUNG DER MESSFEHLER DER OPTISCHEN MESSMETHODEN

#### 3.6.1 Verfahren der Rayleigh- und Mie-Streuung

Für die Intensität des Streusignales von sowohl der Rayleigh- als auch der Mie-Streuung gilt, vgl. Gl. (3-1)

$$I_{streu} = C_{detekt} \cdot I_{Laser} \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{eff} \cdot \Omega \cdot N \cdot V \quad (3-8)$$

wobei hier noch eine Proportionalitätskonstante  $C_{detekt}$  eingeführt wird, welche die detektionsseitigen Verluste bei der Erfassung des emittierten Streusignales beschreibt. Da das Meßsignal mit einer bildverstärkenden CCD-Kamera aufgezeichnet bzw. gemessen wird, ist in  $C_{detekt}$  auch der Verstärkungsfaktor des Bildverstärkers enthalten.

Sowohl das Meßvolumen  $V$  als auch der erfaßte Raumwinkel  $\Omega$  sind durch den optischen Aufbau festgelegt und somit nicht fehlerbehaftet. Dem hingegen unterliegt die anregende Laserintensität  $I_{Laser}$  gewissen Schwankungen. Ebenso liegt auch die Konstante  $C_{detekt}$  nicht fest, da sowohl der Bildverstärker als auch das CCD-Feld bzw. dessen einzelne Pixel nicht exakt gleichmäßig arbeiten.

Sowohl für den Streuquerschnitt  $(d\sigma/d\Omega)_{eff}$  als auch für die Teilchendichte  $N$  gilt eine gesonderte Betrachtungsweise. So hängt die Größe des Streuquerschnittes von der lokalen Gaszusammensetzung und die Teilchendichte von der lokalen Temperatur im Meßvolumen ab. Da die Messungen jedoch in einem turbulenten Strömungsfeld stattfinden, ändern sich sowohl die Gaszusammensetzung als auch die Temperatur von Meßzeitpunkt zu Meßzeitpunkt. D.h. Streuquerschnitt und Teilchendichte in Gl. (3-8) sind eigentlich auch keine konstanten Größen.

Deren Schwankungen sind dennoch nicht als Fehler zu betrachten, da sie in der Natur der zu messenden Phänomene liegen.

In die Fehlerbetrachtung müssen also nur die Laserintensität  $I_{Laser}$  und die Proportionalitätskonstante  $C_{detekt}$  einbezogen werden. Damit gilt für den relativen Maximalfehler

$$\frac{\Delta I_{Streu\_max}}{I_{Streu}} = \left| \frac{\Delta I_{Laser\_max}}{\bar{I}_{Laser}} \right| + \left| \frac{\Delta C_{detekt\_max}}{\bar{C}_{detekt}} \right| \quad (3-9)$$

Die Schwankung der Laserintensität  $I_{Laser}$  läßt sich anhand der gemessenen Pulsenergie  $E_{Puls}$  bestimmen. Die Gesamtschwankung  $\Delta C_{detekt}$  läßt sich vom gemessenen Signal  $S$  bei konstanter Beleuchtung herleiten. Typische Schwankungswerte sowie der resultierende relative Maximalfehler sind in Tab. 3-1 aufgeführt:

|                        | Mittelwert                        | max. Fehler                                     | $\Delta I_{streu\_max}/I_{streu}$ |
|------------------------|-----------------------------------|---|-----------------------------------|
| Pulsenergie $E_{Puls}$ | $\bar{E}_{Puls} = 400 \text{ mJ}$ | $\Delta E_{Puls\_max} = \text{†} 10 \text{ mJ}$ | 4,5 %                             |
| Meßsignal $S$          | $\bar{S} = 10000 \text{ a.u.}$    | $\Delta S_{max} = \text{†} 200 \text{ a.u.}$    |                                   |

*Tab. 3-1: Meßfehler  $\Delta I_{streu\_max}/I_{streu}$  beim Rayleigh- und Mie-Verfahren*

Allein der optische Meßaufbau verursacht also einen Meßfehler von ca. 4,5% des jeweils gemessenen Streusignales. Der tatsächlich auftretende, gesamte Meßfehler wird aber noch etwas größer sein, da das Meßobjekt selbst (also der Brennstoffstrahl bzw. der Mischprozeß) gewissen Schwankungen unterworfen ist, die von den Einstelltoleranzen der Versuchsparameter herrühren; vgl. Abschnitt 2.4.

### 3.6.2 Fluoreszenz-Verfahren

Die Intensität der gemessenen Fluoreszenzsignale wird mit den Gl. (3-3) bis (3-6) beschrieben. Auch hier muß wieder die Proportionalitätskonstante  $C_{detekt}$  eingeführt werden. Für die lokale Konzentration der fluoreszierenden Molekülarart  $x_i$  und die lokale Temperatur  $T$  zum Meßzeitpunkt gilt das oben Gesagte.

Da bei dem Verfahren der Eigenfluoreszenz keine externe Anregung der Moleküle erfolgt, muß für die Fehlerbetrachtung lediglich  $C_{detekt}$  betrachtet werden. Gl. (3-9) reduziert sich somit zu

$$\frac{\Delta I_{\text{Fluoreszenz\_max}}}{I_{\text{Fluoreszenz}}} = \left| \frac{\Delta C_{\text{detekt\_max}}}{\bar{C}_{\text{detekt}}} \right| \quad (3-10)$$

Es ergibt sich der in Tab. 3-2 aufgeführte relative Maximalfehler.

|               | Mittelwert             | max. Fehler                                       | $\Delta I_{\text{Fluor\_max}}/I_{\text{Fluor.}}$ |
|---------------|------------------------|---|--|
| Meßsignal $S$ | $\bar{S} = 10000$ a.u. | $\Delta S_{\text{max}} = \overset{*}{1} 200$ a.u. | 2,0 %  |

Tab. 3-2: Meßfehler  $\Delta I_{\text{Fluoreszenz\_max}}/I_{\text{Fluoreszenz}}$  beim Eigenfluoreszenz-Verfahren

Auch für die Fehlermarge  $\Delta I_{\text{Fluor\_max}}/I_{\text{Fluor.}}$  gilt das im vorangegangenen Abschnitt Gesagte, daß der tatsächlich auftretende, gesamte Meßfehler größer sein wird, da auch hier das Meßobjekt selbst (hier die Flamme) nicht 100%-ig reproduzierbar ist, sondern den Einstelltoleranzen der Massenströme unterliegt.

## 4 ERGEBNISSE

### 4.1 BRENNSTOFFEINBLASUNG DURCH PYLONE

#### 4.1.1 Anforderungen

In Abschnitt 1.4 wurden allgemeine Gütekriterien genannt, welche bei der Brennraumgestaltung zu beachten sind. Hinsichtlich der Brennstoffeinblasung lassen diese sich wie folgt konkretisieren:

- maximale Mischungsrate – Reduzierung von  $\tau_{\text{misch}}$ : Die Mischungsweglänge hat einen wesentlichen Einfluß auf die notwendige Brennkammerlänge bzw. den erzielbaren Ausbrand bei gegebener Brennkammerlänge.
- Brennstoffverteilung über den gesamten Kanalquerschnitt: Nur wenn sich die Reaktionszone über den gesamten Querschnitt erstreckt, kann der gesamte Luftstrom an der Reaktion teilnehmen. Dies ist eine Voraussetzung für die Realisierung von Äquivalenzverhältnissen  $\Phi$  nahe 1, welche wiederum für eine optimierte Flugtrajektorie gefordert sind /Sac (95)/, /Din (97)/.
- minimaler Totaldruckverlust  $\Delta p_0$ : Im Interesse einer maximalen Schuberzeugung muß der Totaldruck  $p_0$  des Luftstromes möglichst erhalten bleiben /Mün (72)/, /Arc (96)/.
- homogenes Brennstoff/Luft-Gemisch: Dies resultiert in einer schnellen Brennstoffumsetzung.

Hinsichtlich dieser Kriterien läßt das Pylonkonzept im Vergleich zu alternativen Einblasmethoden (siehe Abschnitt 1.3.1) die beste Gemischbildung erwarten und soll daher eingehend untersucht werden.

#### 4.1.2 Auswahl der zu untersuchenden Pylonkonfigurationen

In der Literatur wird erst seit jüngerer Zeit über Arbeiten zur Pyloneinblasung berichtet. Der Umfang der gewonnenen Erkenntnisse ist daher begrenzt. Diese seien im folgenden kurz umrissen, da die eigenen Arbeiten darauf aufsetzen werden.

In /Bar 1 (90)/ wird darauf hingewiesen, daß die Intensität der Wärmefreisetzung in die Überschallströmung und der Ausbrandgrad vornehmlich von einer schnellen Bildung des Brennstoff/Luft-Gemisches abhängt. In /Bar 2 (90)/ wird gezeigt, daß normal zur Hauptströmung eingeblasene Brennstoffstrahlen in die Kernströmung eindringen müssen, um eine stabile Überschallreaktion zu gewährleisten. Dazu werden Pylone benutzt. Eine gedachte Aufteilung des Kanal-



Entsprechend wurden verschiedene Pylone entworfen, welche eine Untersuchung der genannten Parameter ermöglichen. Diese sind in Abb. 4-1 dargestellt. Eine Auflistung der Parameter und Zustandsbedingungen des Brennstoffes in der Ausblaseebene ist in Tab. 4-1 gegeben.

| Pylon | Pylonparameter:     |                          |                 |                    | Zustandsbedingungen H <sub>2</sub> |            |              |
|-------|---------------------|--------------------------|-----------------|--------------------|------------------------------------|------------|--------------|
|       | $n_{Strahl}$<br>[-] | $\alpha_{Strahl}$<br>[°] | Strahl-<br>form | $d_{hydr}$<br>[mm] | $T_{0, H_2}$<br>[K]                | $M$<br>[-] | $u$<br>[m/s] |
| A     | 1                   | 90                       | rund            | 1,58               | 298                                | 1,0        | 1160         |
| B     | 4                   | 90                       | rund            | 0,66               | 298                                | 1,0        | 1160         |
| C     | 1                   | 120                      | elliptisch      | 1,28               | 298                                | 1,0        | 1160         |
| D     | 1                   | 60                       | elliptisch      | 1,31               | 298                                | 1,0        | 1160         |

*Tab. 4-1: Parameter der Pylone und Zustandsbedingungen des Brennstoffes im Einblasquerschnitt*

Zur Beurteilung der Pylone wird wie folgt vorgegangen. Zum einen wird die Mischeffizienz abgeschätzt. Anschließend wird das Brennverhalten untersucht. An Hand der Ergebnisse wird dann ein optimierter Pylon entworfen und getestet.

### 4.1.3 Mischungseffizienz der Pylone

Zur Untersuchung des Mischverhaltens kommt das Rayleigh-Verfahren zum Einsatz. Mit den Rayleigh-Messungen läßt sich nur die makroskopische Gemischbildung erfassen; eine Bestimmung der molekularen Diffusion gelingt damit nicht. Da eine effiziente Durchmischung im makroskopischen Bereich jedoch eine Voraussetzung für eine intensive Brennstoff/Luft-Mischung auf der molekularen Ebene ist, kann an Hand der Rayleigh-Messungen eine eindeutige Aussage über das Mischungspotential des jeweiligen Pylones getroffen werden. Aus den in Abschnitt 3.2 beschriebenen Gründen wird zur Simulation der Brennstoffeinblasung Helium in einen kalten Überschallluftstrom eingebracht. Es ist bekannt, daß das grundsätzliche Strahlverhalten, d.h. Strahltrajektorie, Strahlaufweitung und Durchmischung, inkompressibler, normal zur Hauptströmung eingeblasener Gasstrahlen hauptsächlich vom Impulsverhältnis

$$R = \frac{q_{Strahl}}{q_{Anströmung}} = \frac{\rho_{Strahl} \cdot u_{Strahl}^2}{\rho_{Anströmung} \cdot u_{Anströmung}^2} \quad (4-1)$$

abhängt /Kar (96)/, /Kam (72)/, /LeG (78)/. Dies trifft auch auf die Einblasung kompressibler Strahlen in eine kompressible Anströmung zu, wobei hier zusätzlich noch die Mach-Zahlen und die Drücke eine Rolle spielen /Gab (96)/, /McD (88)/, insbesondere dann, wenn die Einblasstrahlen hochgradig unterexpandiert sind /Sch (87)/, /McM (94)/, /Spa (66)/.

Aus diesem Grund werden die Parameter der Versuchsanlage so eingestellt, daß  $R_{He\text{-Einblasung}} \approx R_{H_2\text{-Einblasung}}$ . Als zweites Kriterium wurden die Reynolds-Zahlen der jeweiligen Einblasstrahlen aufeinander abgestimmt. Die Einstellung der Versuchsparameter stellt somit einen Kompromiß zwischen beiden Kriterien dar, wobei dem Impulsverhältnis  $R$  die Priorität gegeben wurde. Die gewählten Parameter sind in Tab. 4-2 aufgeführt.

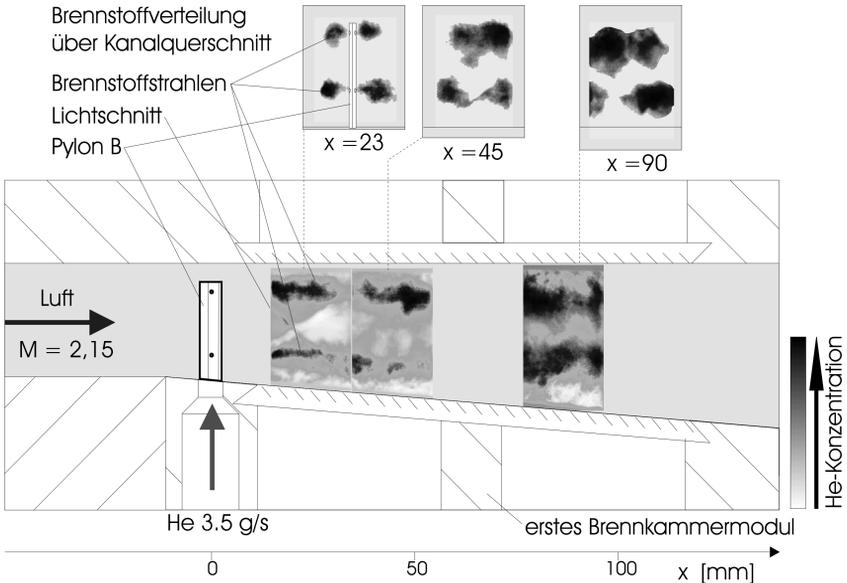
|                        | $T_0$<br>[K] | $p_0$<br>[bar] | $M$<br>[-] | $u$<br>[m/s] | $Re$<br>[-]      | $R$<br>[-] |
|------------------------|--------------|----------------|------------|--------------|------------------|------------|
| vorgeheizter Luftstrom | 1350         | 7,8            | 2,15       | 1190         | $4,6 \cdot 10^5$ | 5,7        |
| H <sub>2</sub> -Strahl | 280          | 39,0           | 1,0        | 1160         | $9,3 \cdot 10^4$ |            |
| kalter Luftstrom       | 290          | 4,2            | 2,15       | 530          | $2,2 \cdot 10^6$ | 7,3        |
| He-Strahl              | 280          | 25,0           | 1,0        | 850          | $7,1 \cdot 10^4$ |            |

*Tab. 4-2: Vergleich der Impulsverhältnisse  $R$  und der Reynolds-Zahlen  $Re$  für die H<sub>2</sub>-Verbrennung und ihrer Simulation durch He-Einblasung in einen kalten Luftstrom*

Durch den Unterschied in den statischen Temperaturen des vorgeheizten bzw. kalten Überschallluftstromes ergibt sich eine signifikante Differenz der jeweiligen Reynolds-Zahlen. Da jedoch Messungen mit dem Rayleigh-Verfahren einen wesentlichen Informationsgewinn bei der He-Einblasung in einen kalten Luftstrom aufzeigten, wird die Differenz der Reynolds-Zahlen in Kauf genommen. Das Impulsverhältnis  $R = 7,3$  wird für alle untersuchten Pylone gleich gehalten, so daß der Mischprozeß lediglich durch die in Tab. 4-1 aufgeführten Pylonparameter beeinflusst wird.

Wie in Abschnitt 3.2 dargelegt, wird zur Anregung des Meßvolumens ein Puls-laser mit  $t_{puls} = 17$  ns verwendet. Dadurch werden die Strömungsvorgänge trotz ihrer hohen Geschwindigkeit praktisch eingefroren. Für eine Abschätzung des Mischverhaltens der Pylone wird über jeweils 10 Einzelmessungen gemittelt und auf diese Weise die globale Lage und Aufweitung der Mischungsstrahlen

ermittelt. Um die dreidimensionale Struktur der Mischungsstrahlen zu erfassen, wird die Anregungs- bzw. Meße Ebene sowohl längs als auch unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur Hauptströmung angeordnet. Dadurch werden Längs- und Querschnitte der Mischungsstrahlen sichtbar gemacht. Abb. 4-2 gibt einen Eindruck vom Gemischbildungsprozeß entlang der ersten 100 mm Mischungsweg, wie er mit dem Pylon B erzielt wurde.



**Abb. 4-2:** Mischungsstrahlen von Pylon B, He-Einblasung in kalten Mach 2,15 - Luftstrom gemittelte räumliche Verteilung der Rayleigh-Streuung ( $M_{\text{Luft}} = 2,15$ ,  $T_{0, \text{Luft}} = 300 \text{ K}$ ,  $\dot{m}_{\text{Luft}} = 0,33 \text{ kg/s}$ ,  $\dot{m}_{\text{Helium}} = 3,5 \text{ g/s}$ ,  $p_{\text{einblas}} = 25,0 \text{ bar}$ )

Die vier separaten Einblasstrahlen sind deutlich erkennbar. Die beiden Strahlen, die von der Pylonspitze aus eingeblasen werden, weisen eine geringere Eindringtiefe auf als die beiden Strahlen, welche von der Basis des Pylones aus in die Überschallströmung eingebracht werden. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der Einblasdruck  $p_{\text{einblas}}$  an der Spitze des Pylones geringer ist als an dessen Basis.

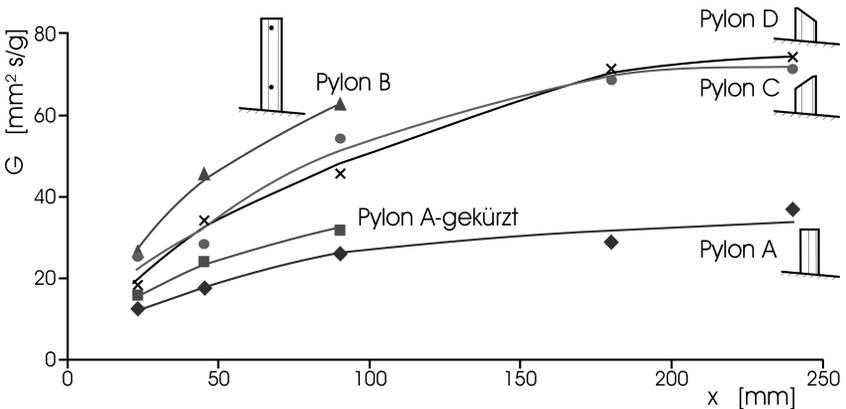
Zur Abschätzung der Gemischbildungseffizienz der verschiedenen Pylone werden die Querschnittsflächen der jeweiligen Mischungsstrahlen vermessen. Wie oben erwähnt, wurde das Impulsverhältnis  $R$  für alle Pylone konstant gehalten. Da die Einblasöffnungen der untersuchten Pylone leicht variieren (siehe Tab. 4-

1), ergeben sich unterschiedliche Massenströme eingeblassenen Brennstoffes. Um dennoch einen Vergleich der Pylone zu erlauben, wird daher ein Mischungsparameter  $G$  wie folgt definiert

$$G = \frac{A_{\text{Mischungsstrahl}}}{\dot{m}_{\text{Helium}}} \quad (4-2)$$

$G$  kann auch als inverse mittlere Brennstoff-Massenstromdichte des Mischungsstrahles interpretiert werden. Je schneller die mittlere Brennstoff-Massenstromdichte des Mischungsstrahles abnimmt, d.h. ihr inverser Wert zunimmt, desto rascher wird Luft in den Brennstoffstrahl eingemischt.

In Abb. 4-3 sind die ermittelten Werte von  $G$  für die untersuchten Pylone über dem Mischungsweg  $x$  aufgetragen.



*Abb. 4-3: Mischungsparameter  $G$  der untersuchten Pylone aufgetragen über dem Mischungsweg  $x$*

Es zeigte sich, daß bei der Brennstoffeinblasung mit Pylon A (13 mm lang) sich der Brennstoffstrahl nicht zentral in der Strömung sondern an der oberen Kanalwand befand. Daher wurde eine gekürzte Version des Pylon A mit einer Länge von 10 mm gefertigt. Dieser Pylon ist als Pylon A-gekürzt bezeichnet. Die Meßwerte sind ebenfalls in Abb. 4-3 eingetragen.

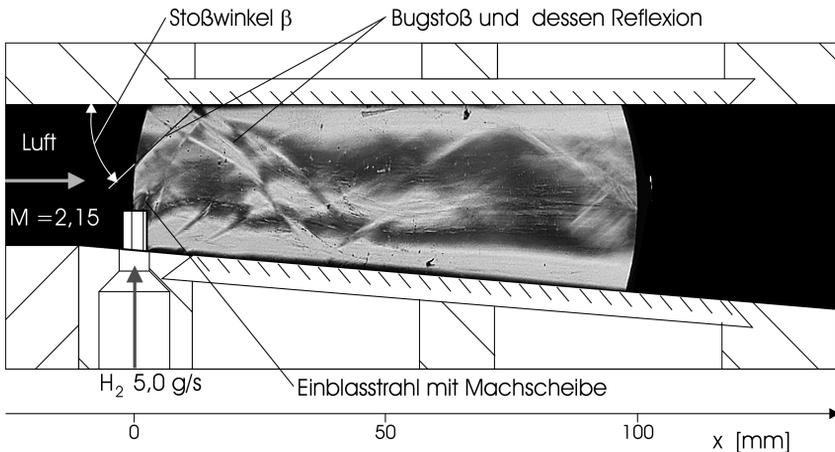
Das Diagramm läßt folgende Schlußfolgerungen zu:

- Die Verteilung des Brennstoffes über den Kanalquerschnitt mit mehreren Einzelstrahlen (Pylon B) erweist sich erwartungsgemäß als vorteilhaft.

- Einblasstrahlen schlitzförmigen bzw. elliptischen Querschnittes (Pylone C und D) zerfallen schneller als Strahlen kreisrunden Querschnittes (Pylone A und A-gekürzt), da sie von Natur aus instabiler sind.
- Die unterschiedlichen Einblaswinkel bzw. Orientierungen der Einblasstrahlen von Pylon C und D lassen keinen merklichen Einfluß auf die Strahlaufweitung erkennen.

Neben der Aufweitung der Mischungsstrahlen wird als weiteres Gütekriterium der Brennstoff/Luft-Mischung die tendenzielle Neigung zur Erzeugung eines Totaldruckverlustes  $\Delta p_0$  der einzelnen Pylonvarianten untersucht. Dazu wird die Stärke des Bugstoßes, welcher durch Pylon und Brennstoffstrahl erzeugt werden, abgeschätzt.

Die Stoßstärke wird anhand von Schlierenaufnahmen bestimmt. Abb. 4-4 zeigt exemplarisch eine solche Schlierenaufnahme.



*Abb. 4-4: Schlierenaufnahme der reagierenden Überschallströmung zur Bestimmung des Stoßwinkels  $\beta$  (Pylon A-gekürzt,  $M_{Luft} = 2,15$ ,  $p_{Luft} = 1,18$  bar,  $T_{0, Luft} = 1350$  K,  $\dot{m}_{Luft} = 0,3$  kg/s,  $\dot{m}_{H_2} = 5,0$  g/s,  $p_{einblas} = 39,0$  bar)*

Wasserstoff ( $\dot{m} = 5$  g/s) wird in einen vorgeheizten Überschallluftstrom ( $T_0 = 1350$  K) eingebracht. Der Bugstoß und dessen Reflexion an der oberen Brennkammerwand sind deutlich erkennbar. Ebenso zeigen sich diverse Machlinien. Darüber hinaus läßt sich der eingeblasene Wasserstoffstrahl mit der abschließenden Machscheibe erkennen.

Mit dem eingesetzten Schlierenverfahren können nicht alle Dichtegradienten bzw. Stöße sichtbar gemacht werden; vergleiche Abschnitt 3.1. Nur Gradienten normal zum kollimierten Lichtstrahl werden als Schlieren beobachtbar. Insbesondere der betrachtete Bugstoß ist hochgradig dreidimensional. Die Schlierenaufnahme zeigt lediglich einen Mittenschnitt durch diese gewölbte Stoßfront. Eine Abschätzung der Stoßstärke ist also nur für diese Schnittebene möglich. Die Stärke der gesamten, gewölbten Stoßfront läßt sich nicht ermitteln. Nur unter der Annahme, daß der Stoßwinkel  $\beta$  in der Schnittebene ein Maß für die Gesamtstoßstärke darstellt, läßt sich eine vergleichende Abschätzung der Tendenz zur Erzeugung eines Totaldruckverlustes vornehmen.

Der durch den Bugstoß induzierte Totaldruckverlust  $\Delta p_0$  ist der Stoßstärke und damit dem Stoßwinkel  $\beta$  direkt proportional. Die quasi-eindimensionale Betrachtung der Überschallströmung führt zu folgendem Verhältnis des Totaldruckes  $p_0$  vor und hinter einem schrägen Verdichtungsstoß /And (90)/

$$\frac{p_{0,1}}{p_{0,2}} = \left[ \left( \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} + \frac{2}{(\kappa + 1) \cdot M^2 \cdot \sin^2(\beta)} \right)^\kappa \cdot \left( \frac{2 \cdot \kappa}{\kappa + 1} \cdot M^2 \cdot \sin^2(\beta) - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right) \right]^{-\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (4-3)$$

wobei die Indizes 1 und 2 den Strömungsbedingungen vor bzw. hinter dem Stoß entsprechen.

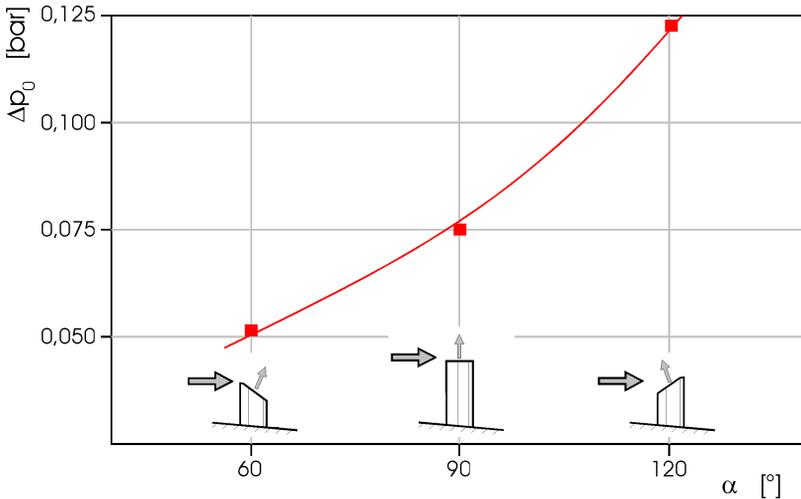
| Pylon     | $\dot{m}_{\text{Brennstoff}}$<br>[g/s] | $\beta$<br>[°] | $\Delta p_0$<br>[bar] |
|-----------|--|----------------|-----------------------|
| A         | 5,0                                    | 45,0           | 0,091                 |
| A-gekürzt | 5,0                                    | 43,5           | 0,075                 |
| C         | 3,5                                    | 48,0           | 0,123                 |
| D         | 3,5                                    | 41,5           | 0,051                 |

*Tab. 4-3: Brennstoffmassenströme  $\dot{m}_{\text{Brennstoff}}$  und über die Frontseite des Bugstoßes induzierte Totaldruckverluste  $\Delta p_0 = p_{0,1} - p_{0,2}$  ( $M_{\text{Luft}} = 2,15$ ,  $p_{\text{Luft}} = 1,1 \text{ bar}$ ,  $p_{0,1} = 8,8 \text{ bar}$ ,  $T_{0,\text{Luft}} = 1350 \text{ K}$ ,  $p_{0,\text{H2}} = 39,0 \text{ bar}$ ,  $\dot{m}_{\text{Luft}} = 0,33 \text{ kg/s}$ )*

Die Bugstoßwinkel  $\beta$  und die entsprechenden Totaldruckverluste  $\Delta p_0$  sind in Tab. 4-3 aufgelistet. Der Einblasdruck  $p_{\text{einblas}}$  sowie die Anströmbedingungen  $T_{\text{Luft}}$  und  $p_{\text{Luft}}$  wurden konstant gehalten. Auf Grund der Strahlanordnung von Pylon B entzieht sich dieser einer Untersuchung der Bugstoßwinkel.

Als erstes wird deutlich, daß die größere Verblockung des Kanals durch Pylon A (Pylonhöhe 13 mm) im Vergleich zu Pylon A-gekürzt (Pylonhöhe 10 mm) eine stärkere Stoßfront erzeugt.

Ein Vergleich der Pylone A-gekürzt, C und D legt die Vermutung nahe, daß unabhängig von den unterschiedlichen Strahlformen und Brennstoffmengen der Einblaswinkel  $\alpha$  einen wesentlichen Einfluß auf die Stoßstärke ausübt. Je größer der Einblaswinkel  $\alpha$ , desto größer auch der induzierte Totaldruckverlust. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 4-5 dargestellt.



*Abb. 4-5: Totaldruckverlust über die Frontseite des Bugstosses  $\Delta p_0$  in Abhängigkeit vom Einblaswinkel  $\alpha$  ( $p_{0,1} = 8,8$  bar)*

Ein direkter Vergleich der Werte für die Pylone C und D zeigt, daß bei der Pylongestaltung ein stromabgerichteter Einblasstrahl zu bevorzugen ist.

#### 4.1.4 Brennverhalten der Pylone

Als ein weiterer Schritt zur Beurteilung der Pylone soll ihr Brennverhalten untersucht werden. Hierzu wird eine Serie von Verbrennungsversuchen unter gleichen Anströmbedingungen  $T_{Luft}$ ,  $p_{Luft}$  und  $\dot{m}_{Luft}$  durchgeführt. Darüber hinaus bleibt auch die Aufweitung der Brennkammer unverändert. In Tab. 4-4 sind die wichtigsten Parameter der Anströmung sowie des Brennstoffes aufgelistet.

|                        | Pylon  | $\dot{m}$<br>[g/s] | $M$<br>[-] | $u$<br>[m/s] | $T_0$<br>[K] | $T$<br>[K] | $p_0$<br>[bar] | $p$<br>[bar] |
|------------------------|--------|--------------------|------------|--------------|--------------|------------|----------------|--------------|
| Luftstrom              |        | 330                | 2,15       | 1190         | 1360         | 765        | 7,8            | 1,1          |
| H <sub>2</sub> -Strahl | A-kurz | 3,2                | 1,0        | 1160         | 290          | 240        | 25,0           | 13,2         |
|                        | B      | 3,2                | 1,0        | 1160         | 290          | 240        | 37,0           | 19,5         |
|                        | C      | 3,2                | 1,0        | 1160         | 290          | 240        | 39,0           | 20,5         |
|                        | D      | 3,2                | 1,0        | 1160         | 290          | 240        | 37,0           | 19,5         |

*Tab. 4-4: Zustandsbedingungen des Überschallluftstromes im Brennkammer-eintritt und des H<sub>2</sub>-Strahles im Ausblasquerschnitt des Pylones*

Für alle Pylone wird das Äquivalenzverhältnis  $\Phi = 0,30$  beibehalten. Da die Pylone unterschiedliche Einblasquerschnitte aufweisen, wird der Einblasdruck  $p_{einblas}$  jeweils so eingestellt, daß sich für alle Pylone derselbe Brennstoffmassenstrom  $\dot{m}_{H_2} = 3,2$  g/s ergibt. Die resultierenden Verbrennungsabläufe sind damit allein von der Einblaskonfiguration abhängig.

Zur Beurteilung der Verbrennungsabläufe werden a) die Lage und die Intensität der Reaktionszonen mit Hilfe der OH-Fluoreszenz bestimmt und b) der gemessene Wanddruckverlauf als Maß für die Freisetzung von Verbrennungswärme interpretiert.

In Abb. 4-6 sind die Flammenbilder der einzelnen Pylone zum Vergleich gegenüber gestellt. Ein Maß für das Brennverhalten ist die globale Zündverzugslänge. Dies ist die Wegstrecke, welche der Brennstoff von seiner Einblasung bis zur chemischen Umsetzung eines signifikanten Anteiles zurücklegt. Weitere Hinweise auf das Brennverhalten des jeweiligen Pylones ergeben sich aus der Länge der Reaktionszone und der gesamten Intensität der Reaktion. Daraus läßt sich in einer ersten Näherung der Ausbrand innerhalb der zur Verfügung stehenden Brennkammerlänge abschätzen. Abb. 4-7 zeigt die gemessenen Verläufe des statischen Wanddruckes  $p_w$  entlang der oberen Brennkammerwand.

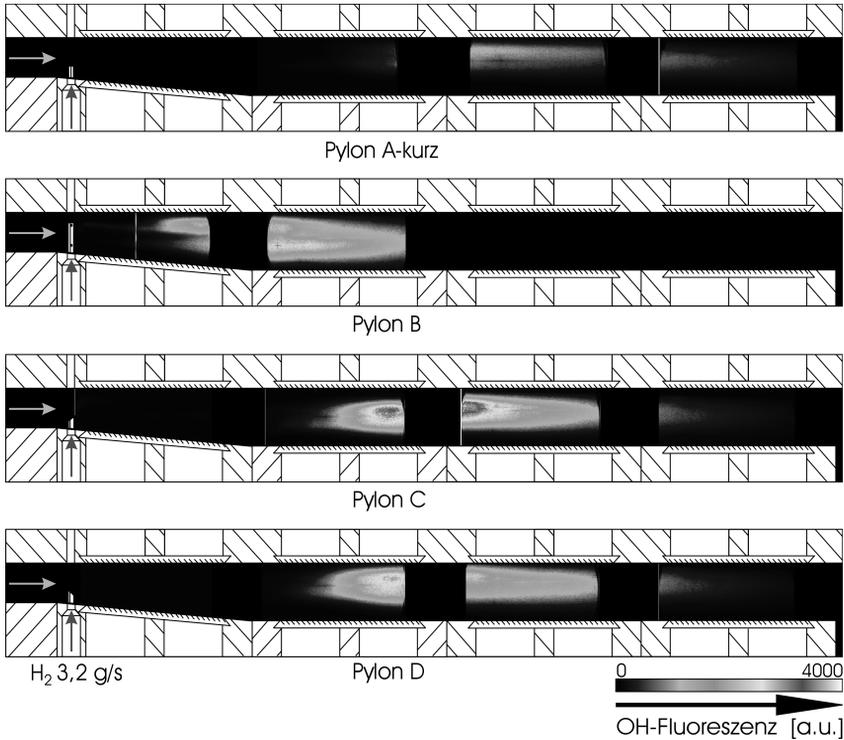


Abb. 4-6: Vergleich des Brennverhaltens der Pylone: Lage und Intensität der Reaktionszonen (Messung OH-Fluoreszenz)

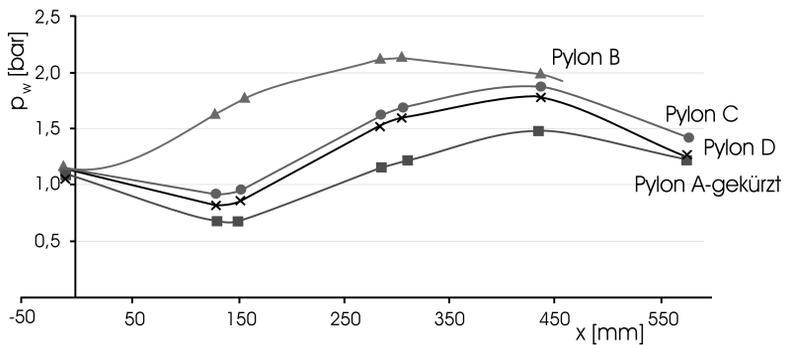


Abb. 4-7: Vergleich des Brennverhaltens der Pylone: Verläufe des statischen Wanddruckes  $p_w$  entlang der Brennkammer

Pylon B zeigt das beste Brennverhalten: Die Zündverzugslänge ist extrem kurz; schon ca. 80 mm nach der Brennstoffeinblasung bzw. innerhalb ca.  $10^{-4}$  s setzt die Zündung des gesamten Brennstoffes ein. Das rasche Anwachsen der Intensität der OH-Eigenfluoreszenz läßt erkennen, daß innerhalb weiterer  $10^{-4}$  s die Start- und Kettenverzweigungsreaktionen der  $H_2$ /Luft-Kinetik die Radikalkonzentration derart erhöhen, daß die exothermen Reaktionen einsetzen können und die chemische Energie des Brennstoffes in kinetische Energie des Gasstromes umsetzen. Der zeitige Anstieg des statischen Druckes spiegelt dies ebenfalls wieder. Die Reaktionszone erstreckt sich über den gesamten Kanalquerschnitt. Insgesamt ist die Flammenlänge sehr kurz, was auf einen guten Ausbrand hinweist.

In Gegensatz zu Pylon B zeigt Pylon A eine insgesamt nur schwache Reaktion. Die Flamme setzt im Vergleich zu Pylon B später ein und erstreckt sich über die gesamte Brennkammerlänge. Die Pylone C und D erzeugen intensivere Reaktionszonen. Auch liegen hier die gemessenen Druckniveaus über dem von Pylon A. Da die jeweils eingeblasene Brennstoffmenge dieselbe ist, weist dies darauf hin, daß es mit dem Pylon A nicht gelingt, die gesamte im Brennstoff enthaltene chemische Energie innerhalb der zur Verfügung stehenden Brennkammerlänge an den Überschallluftstrom zu übergeben.

Die Pylone C und D haben ein ähnliches Brennverhalten. Auch Anbetracht des Umstandes, daß die jeweils gemessene Fluoreszenzintensität über die gesamte Kanaltiefe aufsummiert wurde, läßt sich jedoch darauf schließen, daß die Brennstoffeinblasung entgegen der Anströmung (Pylon C) eine leicht erhöhte Reaktionsintensität nach sich zieht. Diese Beobachtung deckt sich auch mit dem Wanddruckverlauf, welcher im Falle des Pylones C ein etwas höheres Niveau aufweist.

#### **4.1.5 Vergleich Mischungseffizienz – Brennverhalten**

Vergleicht man die Ergebnisse der Untersuchungen zur Mischungseffizienz mit denen zum Brennverhalten wird deutlich, daß das Brennverhalten der einzelnen Pylone ihr Potential zur Gemischbildung direkt reflektiert. Sowohl vom Standpunkt einer optimalen Gemischbildung als auch eines guten Brennverhaltens erweisen sich folgende Einblasparameter als günstig:

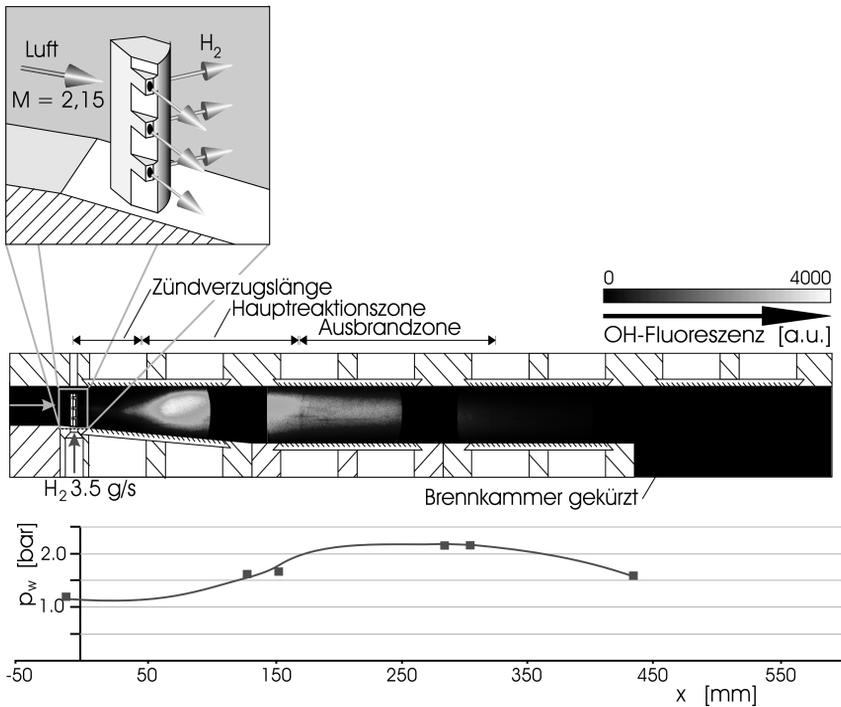
- Einblasung mehrerer Einzelstrahlen,
- Einblasstrahlen mit schlitzförmigen Querschnitten.

Hinsichtlich des induzierten Totaldruckverlustes sollte die Einblasung stromabgerichtet erfolgen. Zwar wurde mit einer stromabgerichteten Einblasung ein

etwas schlechteres Brennverhalten festgestellt, dennoch scheint ein geringerer induzierter Totaldruckverlust diesen Nachteil mehr als aufzuwiegen.

#### 4.1.6 Entwurf und Test einer Optimalkonfiguration

Auf der Grundlage der erzielten Ergebnisse soll nun ein optimierter Pylon entworfen und anschließend getestet werden. Dieser ist mit 6 kleinen Rampen zur Brennstoffeinblasung versehen. Die Brennstoffstrahlen sind stromab gerichtet ( $\alpha_{\text{Strahl}} \approx 30^\circ$ ). Aus fertigungstechnischen Gründen konnten jedoch nur kreisrunde und keine elliptischen Einblasöffnungen realisiert werden. Die Überschallverbrennung, wie sie mit dieser Optimalkonfiguration der Brennstoffeinblasung erreicht wird, ist in Abb. 4-8 dargestellt.



**Abb. 4-8:** Brennverhalten des optimierten Pylons ( $M_{\text{Luft}} = 2,15$ ,  $T_{0, \text{Luft}} = 1360$  K,  $\dot{m}_{\text{Luft}} = 0,33$  kg/s,  $\dot{m}_{H_2} = 3,5$  g/s)

Nach einer etwa 50 mm langen Mischzone wird der Brennstoff gezündet. Die Wärmefreisetzung setzt ca.  $10^{-4}$  s nach der Brennstoffeinblasung ein und ist schon nach ca.  $3 \cdot 10^{-4}$  s abgeschlossen. Die Reaktionszone ist kompakt und er-

streckt sich über den gesamten Strömungsquerschnitt. Der gesamte Luftstrom nimmt an der Reaktion teil. Insgesamt ist die Überschallflamme sehr kurz, so daß die Brennkammer noch verkürzt werden konnte. Der gesamte Prozeß von Brennstoffeinblasung, Gemischbildung, Zündung und Ausbrand läßt sich innerhalb  $10^{-3}$  s realisieren. Dies läßt das entwickelte Eindüsungskonzept als hervorragend für reale Scramjetbrennkammern erscheinen.

#### 4.1.7 **Schlußfolgerungen**

Die durchgeführten Untersuchungen zur Brennstoffeinblasung durch Pylone führen zu folgenden Schlußfolgerungen:

- Der gesamte Verbrennungsprozeß läßt sich innerhalb ca.  $10^{-3}$  s realisieren.
- Um ein optimales Misch- und Brennverhalten zu erzielen, sollte der Brennstoff mit mehreren Einzelstrahlen über den Kanalquerschnitt verteilt werden. Dabei sind schlitzförmige Strahlquerschnitte kreisrunden vorzuziehen. Mit Blick auf eine Minimierung des Totaldruckverlustes sollte ein stromabgerichteter Einblaswinkel gewählt werden.
- Das Brennverhalten entspricht direkt der jeweiligen Gemischbildung durch die Pylone. Dies deutet darauf hin, daß zum Zwecke der Optimierung der Brennstoffeinblasung sich die Mechanismen der Gemischbildung entkoppelt von denen der Reaktion betrachten lassen.
- Die Versuchsergebnisse deuten darauf hin, daß der Ablauf der Überschallreaktion in einer Scramjetbrennkammer gezielt durch die Brennstoffeinblasung gesteuert werden kann. So scheint z.B. der entwickelte Optimalpylon für hohe Brennkammermachzahlen – und damit hohe Flugmachzahlen – geeignet zu sein. Die Aufenthaltszeit in der Brennkammer  $\tau_{\text{Aufenthalt}}$  ist vergleichsweise kurz; intensive Gemischbildung und Reaktion sind notwendig. Gleichzeitig besteht auf Grund des hohen Machzahl-niveaus nur eine geringe Gefahr einer thermischen Blockierung der Strömung. Andererseits kann bei niedrigerem Machzahl-niveau ein solcher Optimalpylon eine zu hohe Reaktionsrate erzeugen, so daß die Überschallströmung thermisch blockiert. In diesem Fall ist eine Brennstoffeinblasung mit geringerer Mischeffizienz vorzuziehen. Die Reaktionsrate ist geringer; die Wärmefreisetzung wird über eine größere axiale Distanz verteilt. Dennoch kann ein ausreichender Ausbrand erzielt werden, da  $\tau_{\text{Aufenthalt}}$  entsprechend länger ist.

#### 4.1.8 Vergleich mit alternativen Konzepten zur Brennstoffeinblasung

In Abschnitt 1.3 wurden die verschiedenen Möglichkeiten, den Brennstoff in die Überschallströmung einzubringen, vorgestellt. Im folgenden sollen die Mischeffizienzen dieser Methoden mit der des Pylonkonzeptes verglichen werden.

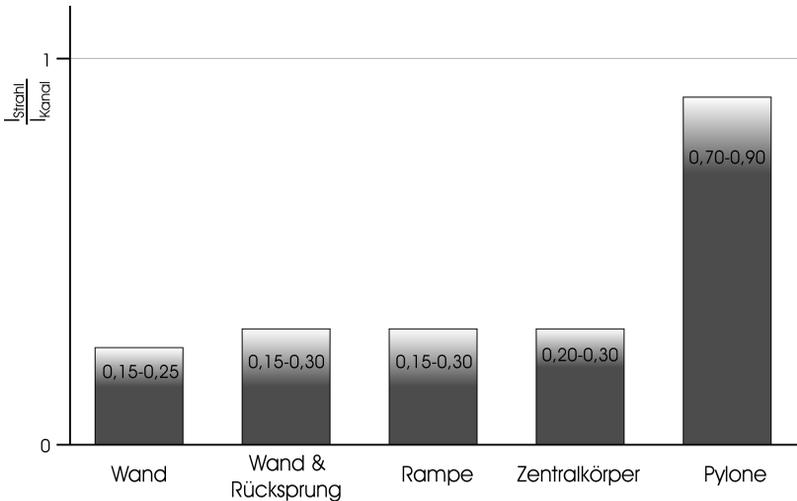
Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß eine effiziente Brennstoffeinbringung von einer möglichst weiträumigen Verteilung des Brennstoffes über den gesamten Strömungsquerschnitt gekennzeichnet ist. Zum quantitativen Vergleich bietet es sich daher an, das charakteristische Längenmaß (equivalenter Durchmesser) des Mischungsstrahles  $l_{Strahl}$  zu dem des Kanalquerschnittes  $l_{Kanal}$  ins Verhältnis zu setzen. Je größer die Strahlausbreitung, desto größer ist das Verhältnis  $l_{Strahl}/l_{Kanal}$ . Ein Verhältnis  $l_{Strahl}/l_{Kanal} = 1$  hieße, daß der Brennstoff über den gesamten Strömungsquerschnitt verteilt wird.

In Tab. 4-5 sind die recherchierten Literaturquellen aufgelistet sowie die Mischeffizienzen in Form des Längenmaßverhältnisses  $l_{Strahl}/l_{Kanal}$  aufgeführt.

| Methoden zur Brennstoffeinblasung | $l_{Strahl}/l_{Kanal}$<br>[-] | Datenquelle  |
|-----------------------------------|-------------------------------|--|
| Wand                              | 0,15-0,25                     | /Bur (73)/, /Bar (89)/, /Abb (91)/,<br>/Ful (92)/, /Gab (96)/, /Har (96)/,<br>/Kra (96)/, /Bar (97)/, /Des (98)/ |
| Wand & Rücksprung                 | 0,15-0,30                     | /Abb (93)/, /Ger (95)/   |
| Rampe                             | 0,15-0,30                     | /Mar (94)/, /Don (94)/   |
| Zentralkörper                     | 0,20-0,30                     | /Gue (91)/, /Ger (94)/, /Gla (96)/,<br>/Des (98)/  |
| Pylone                            | 0,70-0,90                     | /Bar (92)/, eigene Arbeiten  |

*Tab. 4-5: Mischeffizienz der verschiedenen Einblasmethoden: Vergleich der eigenen Arbeiten mit der Literatur*

Abb. 4-9 gibt einen visuellen Eindruck dieses Potentials zur Brennstoffverteilung.



*Abb. 4-9: Mischeffizienzen der verschiedenen Einblasmethoden: Vergleich des Verhältnisses der charakteristischen Längenmaße  $l_{\text{Strahl}}/l_{\text{Kanal}}$*

Wird der Brennstoff von der Wand aus in die Überschallströmung eingebracht, können bei tangentialer Einblasung nur ca. 15 % des Strömungsquerschnittes erreicht werden. Erhöht man den Einblaswinkel, vergrößert sich die Eindringtiefe und damit die mit Brennstoff benetzte Querschnittsfläche auf ca. 25 %. Durch einen Wandrücksprung werden zwar intensive Turbulenzen erzeugt, dennoch läßt sich selbst bei sequentieller Einblasung entlang der Brennkammer die Brennstoffverteilung nur geringfügig erhöhen. Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Rampeneinblasung zeigen, daß auch hier nur 15-30 % des Strömungsquerschnittes mit Brennstoff versehen werden können. Selbst bei der Einblasung von einem Zentralkörper aus sind keine wesentlichen Verbesserungen zu verzeichnen.

Die in /Bar (92)/ berichteten und die eigenen Arbeiten zeigen, daß das Pylonkonzept den anderen Methoden zur Brennstoffeinblasung deutlich überlegen ist. Je nach Gestaltung und Anordnung der Pylone läßt sich der Brennstoff über 70-90 % des Strömungsquerschnittes verteilen. Selbst eine Verteilung über den gesamten Querschnitt ließe sich realisieren, ist jedoch nicht unbedingt erwünscht, um die Brennkammerwände vor unnötig hohen thermischen Belastungen zu schützen.

Abschließend soll bemerkt werden, daß eine weitflächige Brennstoffverteilung auch in vergleichsweise kurze Reaktionszonen resultiert; vgl. z.B. Abb. 4-8. Damit läßt sich auch die Brennkammerlänge auf ein Minimum beschränken.

## 4.2 FLAMMENSTABILISIERUNG UND REAKTION

### 4.2.1 Anforderungen und Ausgangsfragestellungen

Für die Flammenstabilisierung bzw. Überschallreaktion gelten folgende Anforderungen:

- stabiler Verbrennungsprozeß im gesamten vorgesehenen Betriebsbereich: Entlang der Flugtrajektorie ändern sich die Zustandsbedingungen am Eintritt der Brennkammer. Für den gesamten Betriebsbereich muß eine sichere Verankerung der Reaktionszone in der Brennkammer gewährleistet sein.
- minimaler Totaldruckverlust  $\Delta p_0$ : Ebenso wie für die Gemischbildung gilt es, den Totaldruckverlust minimal zu halten. Auf strömungsmechanisch ungünstige Rezirkulationsgebiete sollte daher möglichst verzichtet werden. Es bietet sich eine Flammenstabilisierung basierend auf Selbstzündung an.
- kurze Flammenlänge: Kompakte Reaktionszone ermöglichen kurze Brennkammern. Die Gewichtseinsparung resultiert in einem Nutzlastgewinn.
- maximaler Ausbrand: Um möglichst die gesamte im Brennstoff gebundene chemische Energie zu nutzen, muß innerhalb der zur Verfügung stehenden Brennkammerlänge ein maximaler Ausbrand erzielt werden.

Es ergeben sich folgende Fragestellungen, um eine Verbrennungsführung nach den diesen Kriterien realisieren zu können:

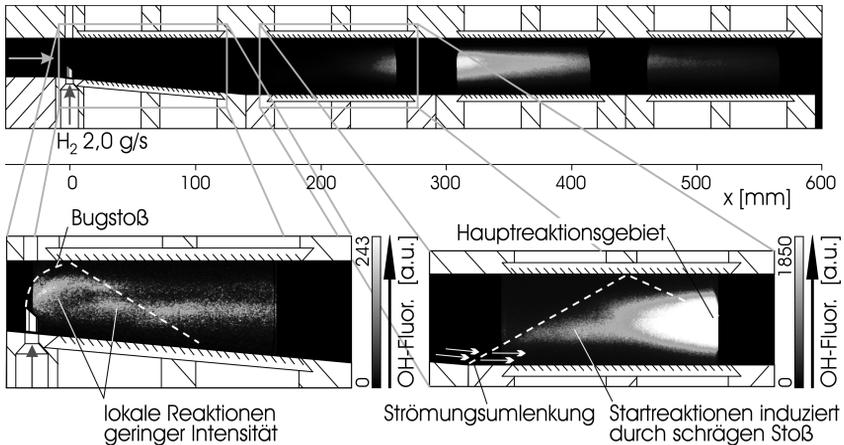
- grundlegende Mechanismen, Zusammenhang Stoßstruktur – Reaktion: Zum gezielten Einsatz der vorgeschlagenen Methode zur Flammenstabilisierung ist ein Grundlagenwissen um die Natur und den Ablauf der Selbstzündung im vorliegenden Anwendungsfall notwendig. Darüber hinaus ist zu untersuchen, welche Wechselwirkungen zwischen der Strömungsstruktur und der Reaktionskinetik auftreten.
- Betriebsverhalten einer Überschallbrennkammer: Das Verhalten der Überschallreaktion wird von Parametern wie Temperatur des Luftstromes, Kanalaufweitung sowie eingebrachter Brennstoffmenge abhängen. Um mögliche Einsatzbereiche abstecken zu können bzw. eine Brennkammer auf eine gegebene Aufgabe anzupassen, müssen diese Zusammenhänge bekannt sein.

Auf diese Punkte wird in den folgenden Abschnitten eingegangen.

#### 4.2.2 Flammenstabilisierung durch Selbstzündung

Der Staustrahlantrieb beruht auf dem Prinzip, daß der Druck  $p$  und die Temperatur  $T$  des Luftstromes allein durch den Aufstau im Triebwerkseinlauf erhöht werden; vergleiche Abschnitt 1.1. Sofern die statische Temperatur des Brennstoff/Luft-Gemisches über der Selbstzündtemperatur  $T_{selbstzünd}$  liegt und der Zündverzug  $\tau_{selbstzünd}$  hinreichend kurz ist, brauchen keine zusätzlichen Elemente zur Flammenstabilisierung eingesetzt werden.

Diese Forderungen sind mit den vorliegenden Versuchparametern erfüllt. Der resultierende Flammenstabilisierungsprozeß ist in Abb. 4-10 ersichtlich, wo die gemessene OH-Fluoreszenz gezeigt ist.



*Abb. 4-10: Flammenstabilisierung durch stoß-induzierte Selbstzündung: OH-Eigenfluoreszenz ( $H_2$ -Einblasung in vorgeheizten Mach 2,15-Luftstrom,  $T_{0,Luft} = 1350\text{ K}$ ), Zur Beachtung: Die Skalierung der Grauskale in den Bildausschnitten wurde auf den jeweiligen Maximalwert des Meßsignales angepaßt!*

Die Zustandsbedingungen des Überschallluftstromes am Brennkammereintritt entsprechen denen in Abschnitt 4.1.4, Tab. 4-4 aufgelisteten Werten. Es wird ein Brennstoffmassenstrom  $\dot{m}_{H_2} = 2,0\text{ g/s}$  eingebracht. Dies entspricht ein Äquivalenzverhältnis  $\Phi = 0,19$ . Zur Brennstoffeinblasung wurde Pylon D benutzt. Dieser entspricht zwar nicht der zuvor gefundenen Optimalvariante, dafür hat er den Vorteil, daß nur ein einzelner Brennstoffstrahl eingebracht wird. Dies stellt eine relativ einfache dreidimensionale Strömungsstruktur dar, welche experimentell besser zu beobachten ist als die komplexe Struktur, wie sie z.B. Py-

Ion B erzeugt. Die wichtigsten Verdichtungsstöße, welche Schlierenmessungen entnommen wurden, sind eingetragen.

Zur detaillierten Darstellung des Selbstzündprozesses sind die Bereiche des ersten sowie des zweiten Brennkammerfensters vergrößert dargestellt. In diesen Bildausschnitten wurde die Skalierung der Grauskale individuell auf den jeweiligen Maximalwert angepaßt.

Der rechte Bildausschnitt zeigt, daß das Brennstoff/Luft-Gemisch durch einen schrägen Verdichtungsstoß zur Reaktion gebracht wird. Stoßfront und Reaktionsfront sind entkoppelt; die Verbrennung hat einen deflagrativen Charakter. Der chemische Zeitverzug  $\tau_{\text{selbstzünd}}$ , d.h. die Zeit vom Erreichen der Selbstzündtemperatur durch das Durchlaufen des schrägen Stoßes bis zum Erscheinen signifikanter Radikalkonzentrationen, liegt in der Größenordnung von  $10^{-5}$  Sekunden.

Wie in Abschnitt 4.1.4, Tab. 4-4 ersichtlich, beträgt die Temperatur des Überschallluftstromes in der Eintrittsebene der Brennkammer  $T_{\text{Luft}} = 760$  K und liegt damit ca. 100 K unter der  $\text{H}_2$ -Selbstzündtemperatur. Darüber hinaus tritt noch eine weitere Absenkung der statischen Strömungstemperatur innerhalb der Brennkammer auf, welche auf zwei verschiedene Mechanismen zurückzuführen ist:

- Durch die Einmischung des kalten Wasserstoffes ( $T_{\text{H}_2} = 240$  K) erfährt das Brennstoff/Luft-Gemisch eine Temperaturabsenkung  $\Delta T_{\text{misch}}$ .
- Eine weitere Temperaturabsenkung erfolgt durch die Expansion im divergenten Teil ( $\Delta T_{\text{Expansion}}$ ).

Auf beide Vorgänge soll im folgenden eingegangen werden.

$\Delta T_{\text{misch}}$  läßt sich wie folgt abschätzen. Unter der Annahme, daß der gesamte Luftstrom und nicht nur dessen Kernströmung am Mischprozeß teilnehmen, berechnet sich die Temperatur des Brennstoff/Luft-Gemisches zu

$$T_{\text{Gemisch}} = \frac{\dot{m}_{\text{H}_2} \cdot c_{p,\text{H}_2} \cdot T_{\text{H}_2} + \dot{m}_{\text{Luft}} \cdot c_{p,\text{feuchteLuft}} \cdot T_{\text{Luft}}}{\dot{m}_{\text{H}_2} \cdot c_{p,\text{H}_2} + \dot{m}_{\text{Luft}} \cdot c_{p,\text{feuchteLuft}}} \quad (4-4)$$

Die Temperaturdifferenz  $\Delta T_{\text{misch}}$  ist abhängig von der eingebrachten Brennstoffmenge  $\dot{m}_{\text{H}_2}$ . Für die vorliegenden Brennkammereintrittsbedingungen ( $\dot{m}_{\text{Luft}} = 0,33$  kg/s,  $T_{\text{Luft}} = 760$  K) ergibt sich damit die in Abb. 4-11 dargestellte Temperaturdifferenz  $\Delta T_{\text{misch}}$ .

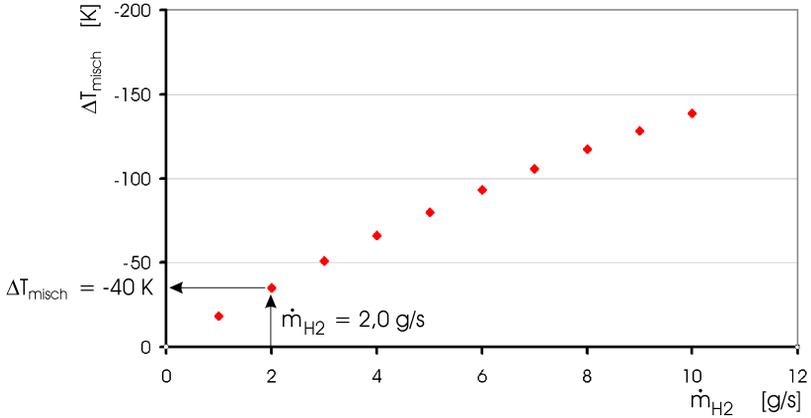


Abb. 4-11: Temperaturabsenkung des Überschallluftstromes durch die Einmischung des kalten Wasserstoffes  $\Delta T_{misch}$  für die gegebenen Versuchsbedingungen

Die eingeblasene Brennstoffmenge bewirkt also im vorliegenden Fall eine Temperaturabsenkung  $\Delta T_{misch} \approx -40$  K.

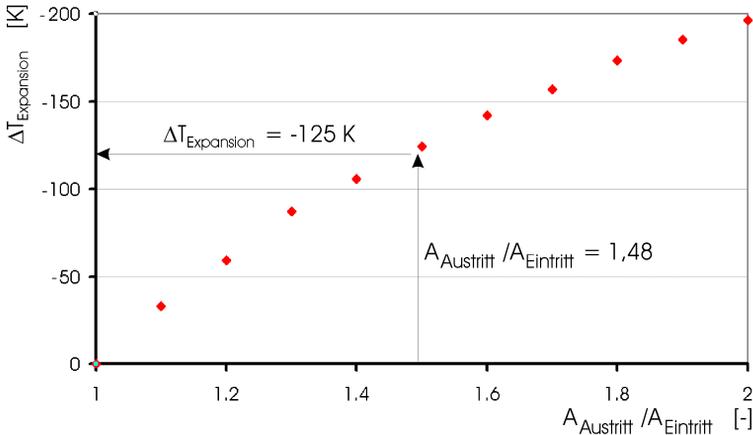
Die Größenordnung von  $\Delta T_{Expansion}$  läßt sich wie folgt bestimmen. Der divergente Teil der Brennkammer (siehe Abb. 2-2) wird als Erweiterung der Laval-Düse betrachtet. Die Querschnittsfläche des Düsenhalses sei  $A^*$ ; die Querschnittsfläche nach der Brennkammeraufweitung  $A$ . Mit der Flächen-Machzahl-Beziehung /And (90)/

$$\left(\frac{A}{A^*}\right)^2 = \frac{1}{M^2} \cdot \left[ \frac{2}{\kappa + 1} \cdot \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M^2 \right) \right]^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \quad (4-5)$$

erhält man die Mach-Zahl  $M$  der Strömung nach dem divergenten Brennkammerteil. Mit der Beziehung

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M^2 \quad (4-6)$$

berechnet man die Strömungstemperatur nach der Expansion und damit  $\Delta T_{Expansion}$ . Für die Versuchsanlage, d.h. für den vorliegenden kritischen Düsenquerschnitt  $A^*$ , Brennkammereintrittsfläche  $A_{Eintritt}$  und Totaltemperatur  $T_0$ , ergibt sich  $\Delta T_{Expansion}$  als Funktion des Brennkammerflächenverhältnisses  $A_{Austritt}/A_{Eintritt}$  wie in Abb. 4-12 dargestellt.



*Abb. 4-12: Temperaturabsenkung des Überschallluftstromes durch Strömungsexpansion im divergenten Kanalteil  $\Delta T_{\text{Expansion}}$  für die gegebenen Versuchsbedingungen*

Für die vorliegende Brennkammeraufweitung beträgt  $\Delta T_{\text{Expansion}} \approx -125 \text{ K}$ .

Sowohl  $\Delta T_{\text{misch}}$  als auch  $\Delta T_{\text{Expansion}}$  werden durch die Wirkung der Verdichtungsstöße kompensiert. Durch die Verdichtungsstöße wird also eine Gesamterhöhung der statischen Temperatur

$$\Delta T_{\text{Gesamt}} > (T_{\text{selbstzünd}} - T_{\text{Luft}}) + \Delta T_{\text{misch}} + \Delta T_{\text{Expansion}} = 265 \text{ K} \quad (4-7)$$

erbracht, so daß die Selbstzündung des Brennstoffes einsetzen kann.

Im linken Bildausschnitt von Abb. 4-10 ist erkennbar, daß stromauf der Brennstoffzündung weitere komplexe Mechanismen in der reagierenden Strömung ablaufen. So sind im Nahbereich der Brennstoffeinblasung Gebiete mit relativ geringer OH-Fluoreszenz ersichtlich. Geringe Konzentrationen freier Radikale werden also schon direkt nach der Brennstoffeinblasung erzeugt. Darauf wird in Abschnitt 4.2.4 detailliert eingegangen. Es ist bekannt, daß anfängliche Radikalkonzentrationen wesentlich zur Verkürzung des Zündverzuges  $\tau_{\text{selbstzünd}}$  beitragen /Sut (72)/, /Sut (74)/. Daraus kann geschlußfolgert werden, daß die Erzeugung von Radikalen direkt nach der Brennstoffeinblasung einen beschleunigenden Einfluß auf die Zündung des Hauptanteiles des Brennstoffes weiter stromab hat.

Es zeigt sich, daß der Zündprozeß einer supersonischen, turbulenten Diffusionsflamme sich gegenseitig beeinflussenden physikalischen und chemischen Pro-

zessen unterliegt. D.h. es existieren zwei unterschiedliche Zeitskalen. Der physikalische Zeitverzug  $\tau_{\text{misch}}$  ist die Zeit, die zur Bereitstellung eines zündfähigen Gemisches benötigt wird. Gegebenenfalls muß noch die Gemischtemperatur über die Selbstzündtemperatur gehoben werden. Der chemische Zeitverzug  $\tau_{\text{selbstzünd}}$  ist die Dauer von dem Zeitpunkt an, wo ein zündfähiges Gemisch bei Selbstzündtemperatur existiert bis zur Ausbildung der Reaktion. Darin sind die Startreaktionen enthalten, welche kritische Konzentrationen freier Radikale und Atome erzeugen.

Je nachdem, welche der beiden Zeitskalen die dominierende für den gesamten Ablauf der Verbrennung ist, müssen im Interesse einer möglichst kurzen Brennkammer bzw. eines maximalen Ausbrandes bei gegebener Brennkammerlänge entsprechende Anstrengungen unternommen werden, die Mischungsweglänge und/oder die Reaktionszone zu verkürzen. Eine vielversprechende Möglichkeit zur Reduzierung der globalen Zündverzugslänge ist der gezielte Einsatz von Verdichtungsstößen.

### 4.2.3 Zündverzugsreduzierung durch Verdichtungsstöße

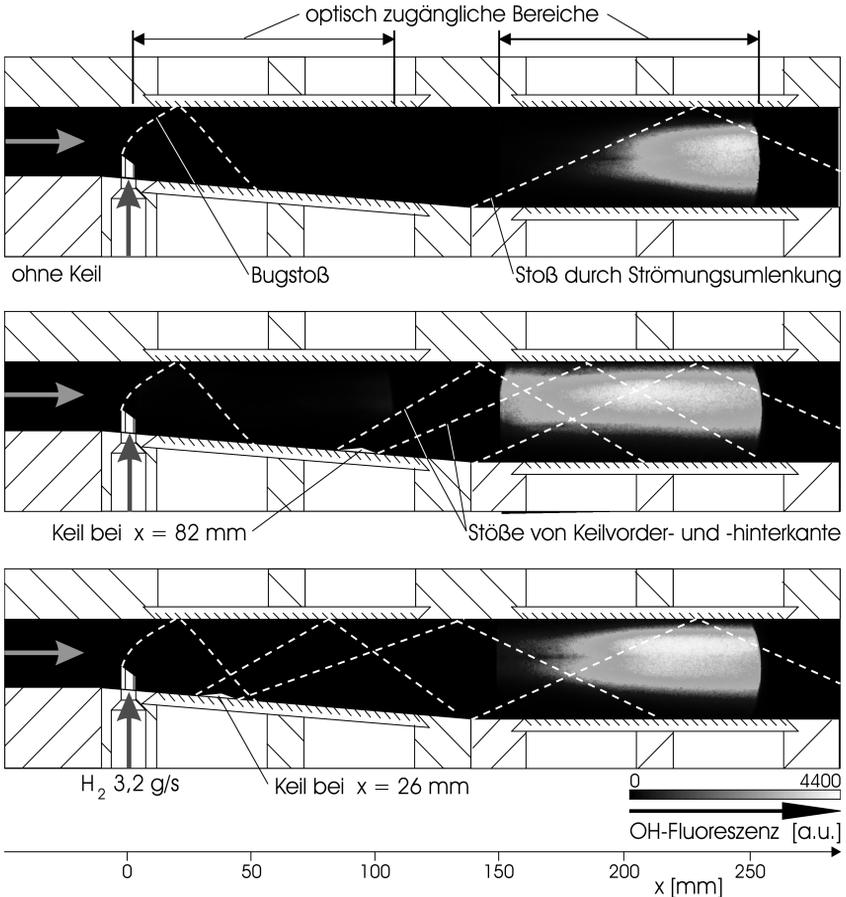
Um dies zu untersuchen, wird einer kleiner Keil (Rampenwinkel  $10^\circ$ ) an die untere Brennkammerwand montiert. Durch die Strömungsumlenkungen an der Keilvorder- und -hinterkante prägt der Keil der Strömung zwei zusätzliche schräge Stöße auf.

In Abb. 4-13 sind die sich ergebenden Flammenbilder im Bereich der ersten beiden Brennkammersegmente dargestellt. Auch hier wurde wieder die Eigenfluoreszenz der OH-Radikale aufgenommen, um die Lage und die Intensität der Reaktionszonen zu bestimmen. Die sich ergebenden Stoßstrukturen wurden mit dem Schlierenverfahren visualisiert. Die wichtigsten Verdichtungsstöße sind in Abb. 4-13 eingetragen.

Das obere Bild entspricht dem in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Ablauf des Zündprozesses. Der Pylon und der Brennstoffstrahl erzeugen einen kräftigen Bugstoß, welcher an der Kanaloberseite reflektiert wird. Die Strömungsumlenkung am Beginn des zweiten Brennkammersegmentes erzeugt einen weiteren schrägen Stoß. Nach diesem setzt die Hauptreaktion ein. Die Zündverzugslänge  $l_{\text{Zündverzug}}$  beträgt ca. 150 mm.

Das mittlere Bild zeigt den Fall mit dem Keil bei  $x = 82$  mm montiert. Hier setzt die Hauptreaktion schon nach dem Stoß der Keilvorderkante ein, so daß am Beginn des zweiten Brennkammersegmentes die Reaktion schon voll ausgebildet ist. Damit zeigt sich, daß schon ca. 100 mm stromab der Brennstoffeinblasung

ein zündfähiges Gemisch vorliegt und es nur noch einer Temperaturerhöhung über die Selbstzündgrenze bedarf, um die Reaktion einzuleiten.



*Abb. 4-13: Beeinflussung der Zündverzugslänge durch gezielte Aufprägung von Verdichtungsstößen (OH-Fluoreszenz, Pylon D,  $M_{Luft} = 2,15$ ,  $p_{Luft} = 1,18$  bar,  $T_{0, Luft} = 1350$  K,  $\dot{m}_{Luft} = 0,33$  kg/s,  $\dot{m}_{H_2} = 3,2$  g/s)*

Das untere Bild zeigt den Fall mit dem Keil noch weiter stromauf montiert, nämlich bei  $x = 26$  mm. Die zusätzlichen, vom Keil erzeugten Stöße treffen auf den Mischungsstrahl noch weiter stromauf. Offensichtlich ist die Gemischbildung am Auftreffpunkt noch nicht hinreichend vorangeschritten, so daß die Zündung noch nicht einsetzt. Durch die Stöße erfolgt jedoch eine Temperaturer-

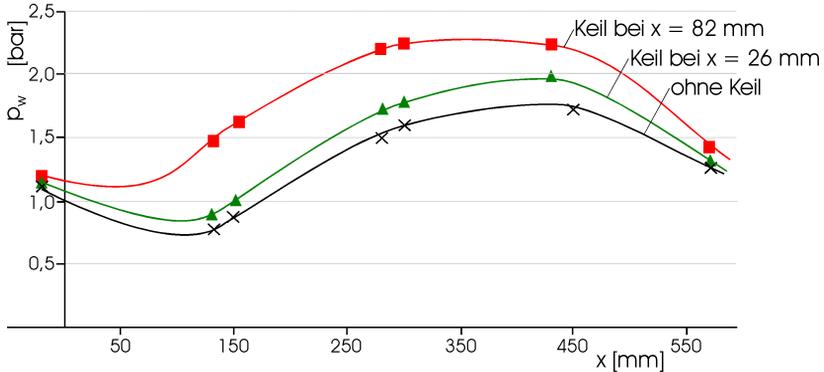
höhung, so daß die Reaktion einsetzt, sobald ein zündfähiges Gemisch vorliegt. Dies geschieht schon vor dem Verdichtungsstoß am Beginn des zweiten Brennkammersegmentes.

Vergleicht man das untere mit dem mittleren Bild, stellt man fest, daß die Reaktion erst später einsetzt als im Fall des Keiles montiert bei  $x = 82$  mm, obwohl die zusätzlichen Verdichtungsstöße in beiden Fällen eine Erhöhung des Temperaturniveaus bewirken. Dabei müssen zwei Umstände bedacht werden:

- Auf Grund der Kanalaufweitung entlang des ersten Brennkammersegmentes nimmt die Strömungsmachzahl zu. D.h. bei  $x = 82$  mm liegt eine höhere Machzahl vor als bei  $x = 26$  mm. Damit variiert auch die Stoßstärke bei gegebener Strömungsumlenkung am Keil. Gleichzeitig bedeutet eine Strömungsexpansion eine Temperaturabsenkung entlang des divergenten Kanalteiles, so daß die Temperatur vor den zusätzlichen Stößen abnimmt. Hinsichtlich der Temperaturentwicklung liegen also zwei gegenläufige Tendenzen vor; das Temperaturniveau nach den zusätzlichen Stößen ist somit keinesfalls unabhängig von der Position des Keiles.
- Es ist bekannt, daß auf einen Mischungsstrahl treffende Verdichtungsstöße Turbulenz erzeugen /Gab (96)/. Die Turbulenzmechanismen wiederum unterstützen zum einen die Gemischbildung /Gab (96)/ und haben zum anderen einen z.T. signifikanten Einfluß auf den Ablauf chemischer Reaktionen /Bor (84)/, /Bea (94)/, /Ard (98)/.

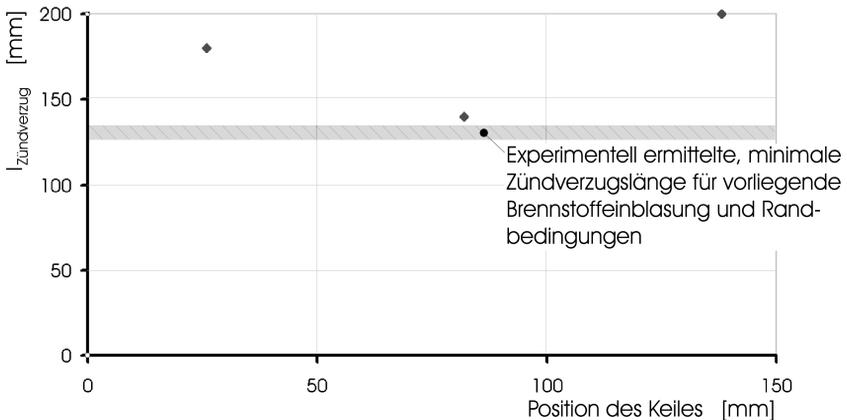
Da jedoch keine detaillierten Daten über Temperatur- und Turbulenzgradverteilung im Mischungsgebiet vorliegen, kann auch nicht endgültig geklärt werden, warum die Zündverzugslänge im Fall des Keiles bei  $x = 26$  mm länger ist als mit dem Keil bei  $x = 82$  mm.

Die an Hand der Flammenbilder gewonnenen Erkenntnisse decken sich mit den registrierten Verläufen des statischen Wanddruckes in der Brennkammer. Die Druckverläufe sind in Abb. 4-14 gezeigt. Für den Keil bei  $x = 82$  mm ergibt sich ein früherer Anstieg und ein allgemein höheres Niveau des statischen Druckes als im Referenzfall ohne Keil. Dies zeigt eine früher einsetzende und intensivere Wärmefreisetzung durch die Reaktion an und entspricht der in Abb. 4-13 gezeigten Lage und Intensität der Überschallreaktionszone. Für den Fall des Keiles bei  $x = 26$  mm ergibt sich ein nur leicht erhöhter Druckverlauf, dessen Anstieg auch nur etwas früher einsetzt als beim Referenzfall. Auch dies deckt sich mit der in Abb. 4-13 dargestellten Reaktionszone.



*Abb. 4-14: Modifikation des Stoßsystemes durch Keil: Verläufe des statischen Wanddruckes*

In Abb. 4-15 sind die Zündverzugsängen  $l_{\text{Zündverzug}}$  für die verschiedenen Keilpositionen aufgetragen. Die Zündverzugsänge ist definiert als der axiale Strömungsweg von der Einblasung ab, an dem ca. 10% der maximalen OH-Fluoreszenzintensität gemessen werden. In Abb. 4-15 sind zusätzlich die Messergebnisse für die Keilposition  $x = 138$  mm aufgeführt.



*Abb. 4-15: Zündverzugsänge  $l_{\text{Zündverzug}}$  in Abhängigkeit von der Keilposition für die Brennstoffeinblasung mit Pylon D und die vorliegenden Randbedingungen*

Es sei darauf hingewiesen, daß die Art der Brennstoffeinblasung einen wesentlichen Einfluß auf  $l_{\text{Zündverzug}}$  hat (siehe Abschnitt 4.1.4, Abb. 4-6). Abb. 4-15 zeigt jedoch, daß für eine gegebene Brennstoffeinblasung (hier Pylon D) und gegebene

ne Randbedingungen sich die Zündverzugslänge durch die gezielte Aufprägung von Verdichtungsstöße minimieren läßt. Natürlich wird man der Strömung nicht eine zusätzlichen Störung aufprägen, sondern versuchen, die Kanalgeometrie und die Einblaspylone so zu gestalten, daß sich ein geeignetes Stoßmuster ergibt.

Die dargestellten Meßergebnisse deuten darauf hin, daß für die hier untersuchte Konfiguration die minimale Zündverzugslänge bei  $l_{\text{Zündverzug}}$  ca. 140 mm liegt. Im Idealfall ist  $l_{\text{Zündverzug}}$  gleich der Mischungsweglänge  $l_{\text{misch}}$ , wobei das thermische Selbstzündniveau entweder schon am Brennkammereintritt vorliegt oder aber durch Verdichtungsstöße innerhalb  $l_{\text{misch}}$  erzeugt wird.

#### 4.2.4 Zusammenhang Strömungsstruktur – Reaktionskinetik

Die Modifikation des Stoßsystemes durch den Keil verdeutlicht noch weitere Zusammenhänge zwischen der Gasdynamik und der Reaktionskinetik. In Abschnitt 4.2.2 wurde auf die vergleichsweise schwachen Reaktionen im Nahbereich der Brennstoffeinblasung hingewiesen. Auf diese soll nun eingegangen werden.

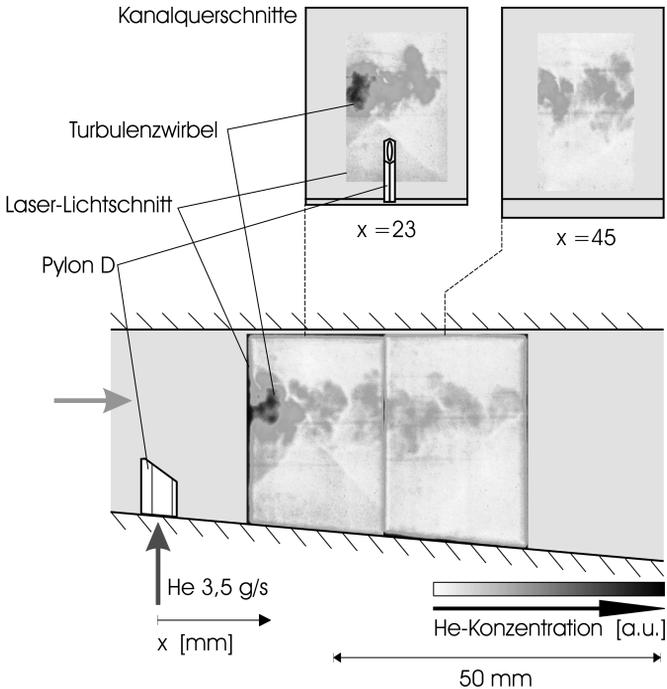
Diese Reaktionen wurden nur bei der Einblasung von  $\text{H}_2$  in den vorgewärmten Überschallluftstrom registriert, nicht jedoch bei der Einblasung eines Inertgases wie z.B.  $\text{N}_2$ . D.h. das gemessene Fluoreszenzsignal stammt nicht von eventuellen OH-Restkonzentrationen von der  $\text{H}_2$ -Vorverbrennung im Vorheizer, sondern die OH-Radikale entstehen bei der Brennstoffeinblasung in die Brennkammer. Dabei ist es jedoch denkbar, daß eventuelle OH-Restkonzentrationen von der Vorverbrennung die beobachteten Zünd- und Reaktionsvorgänge des neuen Gemisches initiieren bzw. unterstützen. Mögliche Ursachen für das folgende Verlöschen der Reaktion werden später noch diskutiert.

Gemäß der in Abschnitt 4.2.2 dargelegten Charakterisierung der Verbrennung fällt der vorliegende Flammentyp in die Kategorie der turbulenten Diffusionsflammen. Eine Reaktion kann nur dort stattfinden, wo lokal folgende Bedingungen erfüllt sind:

- es muß ein zündfähiges Brennstoff/Luft-Gemisch vorhanden sein und
- die lokale Temperatur muß hinreichend hoch sein.

Schließlich muß noch der Einfluß der Turbulenz auf die Reaktion beachtet werden. Auf diese Aspekte soll im folgenden eingegangen werden.

Untersuchungen zur Gemischbildung zeigten, daß die Einblasung des  $\text{H}_2$ -Strahles in die Überschallströmung großskalige turbulente Strukturen generiert. Abb. 4-16 zeigt Aufnahmen dieser Turbulenzstrukturen.

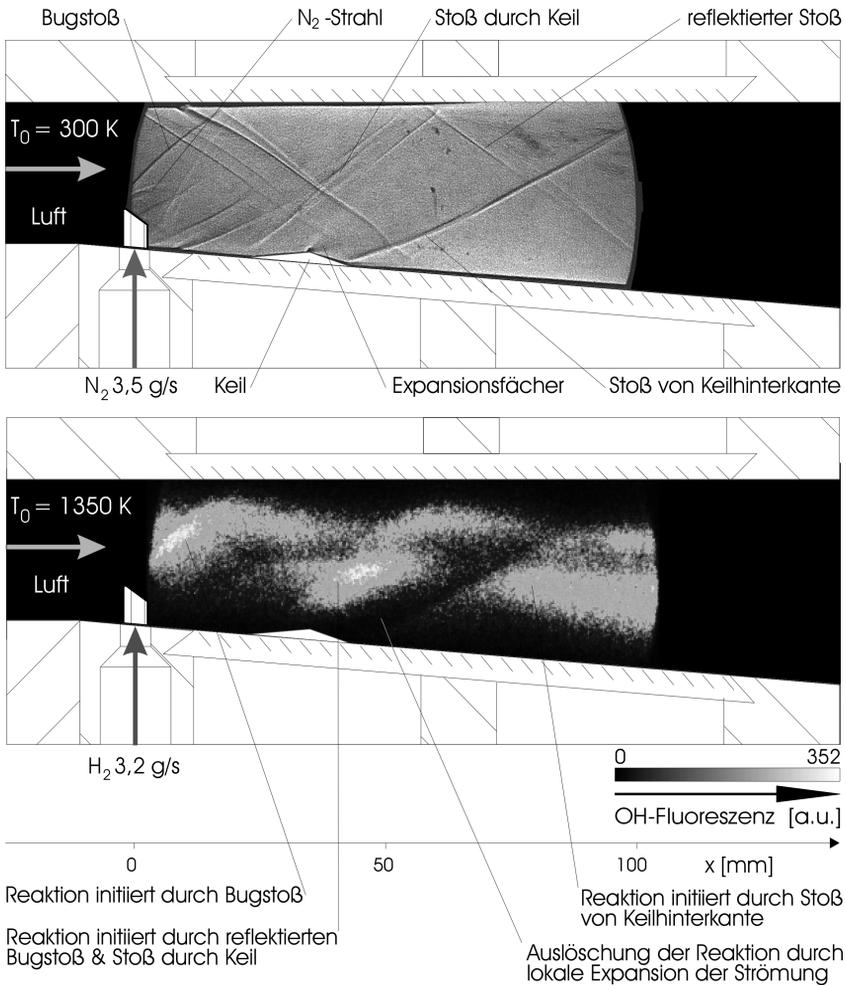


*Abb. 4-16: Turbulenzstruktur des Mischungsstrahles: Aufnahme der Rayleigh-Streuung (He-Einblasung in kalten Mach 2,15-Luftstrom)*

Zur Simulation der Brennstoffinjektion wurde Helium in einen kalten Mach 2,15-Überschallluftstrom eingeblasen. Die Strahlstruktur wurde mit dem Rayleigh-Verfahren zeit- und orts aufgelöst visualisiert.

Die Heliumballen dissipieren erst nach ca. 100 mm Mischungsweg. Für den Fall der  $H_2$ -Einblasung heißt dies, daß Brennstoff und Oxidator im betrachteten Bereich größtenteils getrennt vorliegen. Eine Reaktion kann nur an den Oberflächen der Brennstoffwirbel stattfinden. Die Menge des der Reaktion unterworfenen Brennstoffes ist gering; das emittierte Fluoreszenzsignal dementsprechend schwach; vgl. Abb. 4-10.

Darüber hinaus zeigen die experimentellen Untersuchungen eine enge Kopplung zwischen Strömungsstruktur und lokaler Reaktionsrate hat. Dies ist in Abb. 4-17 dargestellt.



*Abb. 4-17: Auswirkung der Strömungsstruktur auf die lokale Reaktionskinetik im Bereich des ersten Brennkammerfensters: Schlierenaufnahme und OH-Fluoreszenz (Keil bei  $x = 26$  mm, Pylon D,  $M_{Luft} = 2,15$ ,  $T_{0,Luft} = 1350$  K,  $\dot{m}_{H_2} = 3,2$  g/s)*

Die Schlierenaufnahme zeigt die Strömungsstruktur. Pylon und Einblasstrahl erzeugen einen Bugstoß, welcher an der Kanaloberseite reflektiert wird. Vom Fußpunkt des Pylones geht ein weiterer, wenn auch schwächerer Verdichtungsstoß aus. Der Keil prägt der Strömung zwei zusätzliche schräge Verdichtungs-

stöße auf. Durch die Strömungsumlenkung am Keilrücken bildet sich ein lokaler Prandtl-Meyer-Expansionsfächer aus. Des weiteren zeigt die Schlierenaufnahme einige Machlinien. Das untere Bild zeigt die lokalen Reaktionszonen visualisiert durch die OH-Fluoreszenz.

Die Verdichtungsstoßstruktur hat einerseits einen maßgeblichen Einfluß auf die Verteilung der Lokalttemperaturen. Andererseits wird durch Stoß/Scherschicht-Wechselwirkungen auch Turbulenz erzeugt, welche sich auf Mischung und Reaktion auswirkt. Die vorliegende Strömungsstruktur beeinflusst also die Reaktion in zweifacher Hinsicht:

- Stoßstruktur → Lokaltemperatur → Reaktionsrate
- Stoßstruktur → Turbulenzgenerierung → Einfluß auf Mischung sowie auf lokale Reaktionszonenstruktur und damit Brenngeschwindigkeit.

Zunächst soll der Zusammenhang Strömungsstruktur-Lokaltemperatur-Reaktionsrate diskutiert werden. Danach wird der Einfluß der Turbulenz erläutert.

Die komplexe Strömungsstruktur zieht eine ebenso komplexe drei-dimensionale Temperaturverteilung nach sich. Auf Grund der Temperaturabhängigkeit der Reaktionsraten wird die Brennstoffumsetzung vorzugsweise in Bereichen hoher Lokaltemperatur einsetzen bzw. stattfinden. Ein solcher Bereich findet sich direkt hinter dem Bugstoß. Eine Abschätzung der vorliegenden Lokaltemperatur kann wie folgt vorgenommen werden.

Für die Überschallströmung stellt der Einblasstrahl einen stumpfen Körper dar. Die Umströmung des Einblasstrahles ist in Abb. 4-18 idealisiert dargestellt. Die turbulente Struktur der Strömung ist hierbei vernachlässigt.

In der Schnittebene A-A hat die Frontseite des Bugstoßes die Stärke eines Geradstoßes. Die Erhöhung der statischen Temperatur der Strömung, die den Bugstoß hier passiert, berechnet sich zu /And (90)/

$$\frac{T_2}{T_1} = \left[ 1 + \frac{2 \cdot \kappa}{\kappa + 1} \cdot (M_1^2 - 1) \right] \cdot \left[ \frac{2 + (\kappa - 1) \cdot M_1^2}{(\kappa + 1) \cdot M_1^2} \right] \quad (4-8)$$

Die Indizes 1 und 2 stehen für die Bedingungen vor bzw. nach der Stoßfront. Für die im Versuch gegebenen Zustandsgrößen  $M_1 = 2,15$  und  $T_1 = 760$  K ergibt sich  $T_2 = 1300$  K  $> T_{selbstzünd}$  (Stromlinien, die nicht direkt durch die Frontseite des Bugstoßes treten, erfahren eine entsprechend geringere Temperaturerhöhung  $T_2/T_1$ ).

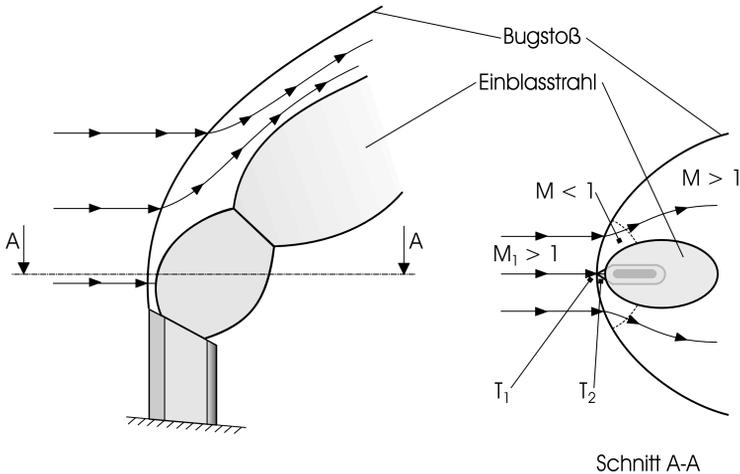


Abb. 4-18: Schema der Umströmung des Brennstoffstrahles

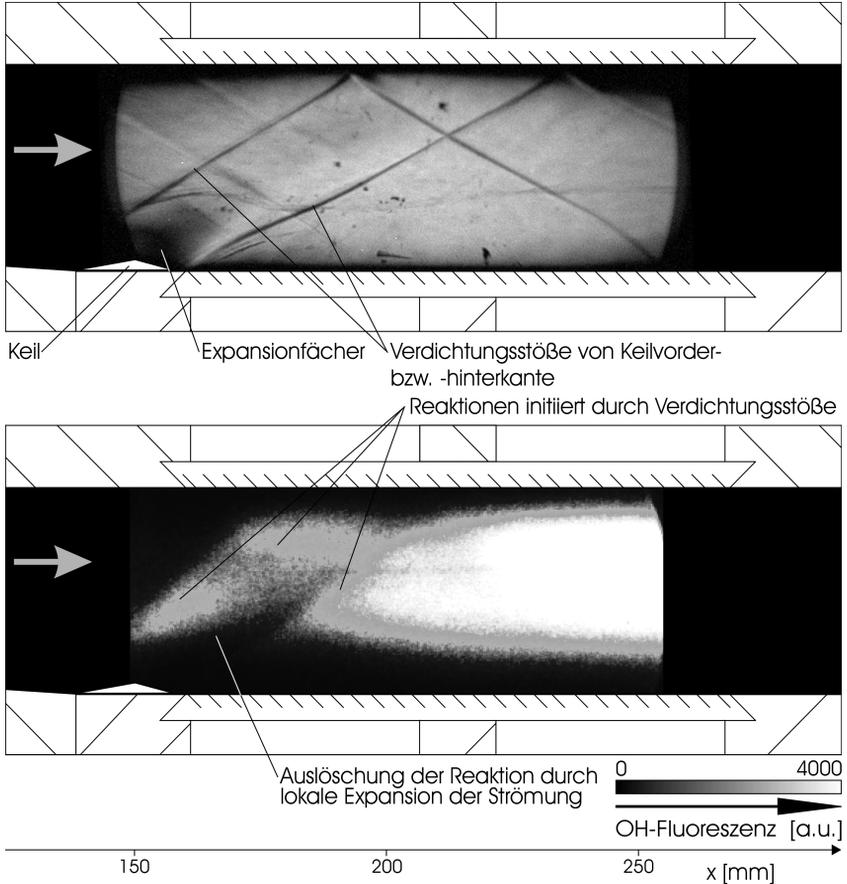
Das hohe Temperaturniveau bewirkt einen kurzen Zündverzug  $\tau_{\text{selbstzünd}}$ . Auf Grund der starken Strömungsverzögerung ist auch die lokale Aufenthaltszeit des Fluids verhältnismäßig lang. Damit sind wesentliche Voraussetzungen zur Einleitung von Reaktionen an den Oberflächen der Brennstoffballen gegeben.

Nach dem Passieren des Bugstoßes erhöht sich die Mach-Zahl entlang der Stromlinien wieder, d.h. die Strömung expandiert. Dies bewirkt eine Temperaturabsenkung  $\Delta T_{\text{Expansion}}$ . Da die Reaktionen auf die Oberflächen der Brennstoffwirbel beschränkt sind und damit die umgesetzte Brennstoffmenge gering ist, ergibt sich nur eine kleine Temperaturerhöhung durch exotherme Reaktionen  $\Delta T_{\text{Reaktion}}$ , welche der Temperaturabsenkung  $\Delta T_{\text{Expansion}}$  überlagert ist. Offensichtlich ist  $\Delta T_{\text{Expansion}} > \Delta T_{\text{Reaktion}}$ , so daß insgesamt die Temperatur abnimmt und somit auch die Reaktionsraten. Dieser Zusammenhang stellt eine Ursache für das Erlöschen der Reaktion ca. 20-30 mm stromab der Brennstoffeinblasung dar (Auf den Tubulenzeinfluß wird später noch eingegangen.).

Ein weiterer Bereich hoher Lokaltemperatur findet sich hinter dem Schnittpunkt des reflektierten Bugstoßes mit dem schrägen Stoß ausgehend von der Keilvorderkante, da die Strömung zwei schräge Stöße nacheinander passiert. Auch hier sind entsprechende Reaktionsraten zu verzeichnen.

Durch den Expansionsfächer am Keilrücken erfährt die Strömung eine lokale Beschleunigung. Es gilt das oben Gesagte: mit der Beschleunigung ist eine Absenkung der statischen Temperatur verbunden; es kommt zum Verlöschen der

Reaktion. Erst nachdem die Strömung eine erneute Temperaturerhöhung durch den Stoß von der Keilhinterkante erfahren hat, setzt die Reaktion wieder ein. Als ein zweites anschauliches Beispiel der Beeinflussung der lokalen Reaktionskinetik durch die Strömungsstruktur ist in Abb. 4-19 die Ausbildung der Hauptreaktionszone in Bereich des zweiten Brennkammerfensters gezeigt.



*Abb. 4-19: Auswirkung der Strömungsstruktur auf die lokale Reaktionskinetik im Bereich des zweiten Brennkammerfensters: Schlierenaufnahme und OH-Fluoreszenz (Keil bei  $x = 138$  mm, Pylon D,  $M_{Luft} = 2,15$ ,  $T_{0,Luft} = 1350$  K,  $\dot{m}_{H_2} = 3,2$  g/s)*

Hier wurde der Keil am Beginn des zweiten Brennkammersegmentes montiert. Die Schlierenaufnahme zeigt die resultierende Strömungsstruktur auf. Durch den Verdichtungsstoß, der von der Keilvorderkante ausgeht, wird das Brennstoff/Luft-Gemisch gezündet. Die Startreaktionen werden im Bereich der Expansionsfächers jedoch wieder ausgelöscht. Erst nach dem Stoß von der Hinterkante des Keiles setzen diese wieder ein.

Zusätzlich zum Zusammenhang Strömungsstruktur-Lokaltemperatur-Reaktionsrate muß auch der Einfluß der Turbulenz auf die Reaktion diskutiert werden. In Abschnitt 1.3.2 wurde bereits erwähnt, daß durch Stoß/Scherschicht-Wechselwirkungen Turbulenz erzeugt wird; siehe auch /Mar (90)/, /Yan (93)/, /Han (93)/, /Fri(93)/, /Wai (93)/, /Gui (95)/. Turbulenz beeinflusst sowohl die Gemischbildung als den Reaktionsablauf:

- Turbulenter Stoffaustausch sowohl auf der makroskopischen wie auch auf der mikroskopischen Ebene unterstützt die Bildung eines zündfähigen Gemisches.
- Turbulente Strömungsvorgänge wirken sich auf komplexe Weise auf die Ausbreitung von Reaktionszonen aus. Je nach vorliegenden, lokalen Bedingungen (Wärmeleitung, molekulare Diffusion der Reaktionspartner) kann Turbulenz einerseits eine Beschleunigung der Brenngeschwindigkeit bewirken, andererseits aber auch zur Flammenstreckung bis hin zur Flammenlöschung führen /Bor (84)/, /Abd (89)/, /Bea (94)/, /Ard (98)/.

Diese Mechanismen überlagern sich dem zuvor genannten Zusammenhang Stoßstruktur-Lokaltemperatur-Reaktionsrate. Es liegen jedoch keine Informationen über die Turbulenzgradverteilung in der Brennkammer vor, so daß eine weitere Diskussion der Beobachtungen spekulativ wäre.

Zur Übersicht sind die beschriebenen Wechselwirkungen zwischen Strömungsstruktur und Reaktionskinetik in Abb. 4-20 noch einmal schematisch dargestellt.

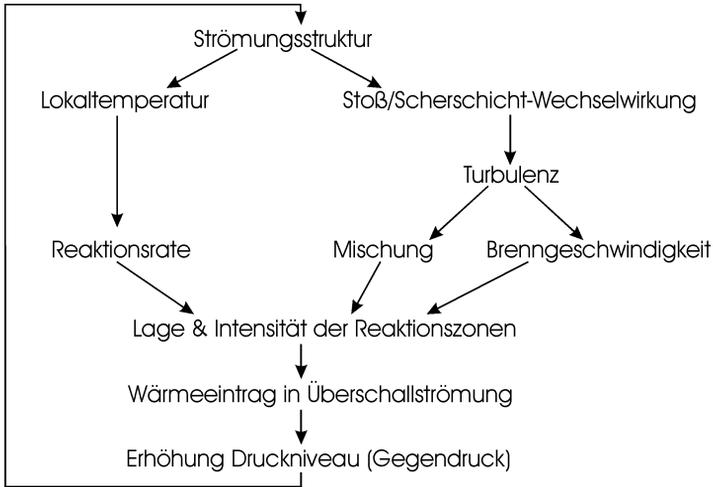


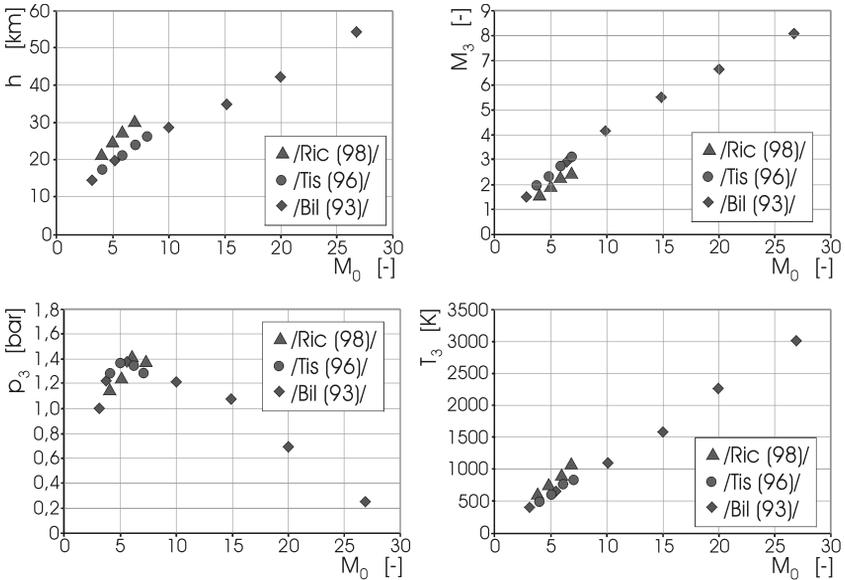
Abb. 4-20: Übersicht über Wechselwirkungen von Strömungsstruktur und Reaktionskinetik.

Zusammenfassend läßt sich sagen:

- Gasdynamik und Reaktionskinetik sind in einer reagierenden Überschallströmung auf zweifache Weise gekoppelt. Einerseits beeinflusst die Strömungsstruktur über die Lokaltemperatur die Reaktionsraten. Andererseits liegt ein hochturbulentes Strömungsfeld vor. Es muß mit komplexen Turbulenz/Reaktion-Wechselwirkungen gerechnet werden.
- Beide Wirkketten können die lokale Reaktionsintensität sowohl verstärken als auch abschwächen.
- Es ist zu erwarten, daß diese Zusammenhänge nicht nur in der Zündzone sondern auch in die Hauptreaktionszone existieren. Mit den eingesetzten Meßverfahren kann die Hauptreaktionszone jedoch nicht detailliert untersucht werden. Die resultierenden, jeweiligen Verbrennungsregime entziehen sich somit einer Untersuchung.
- Darüber hinaus ist zu erwarten, daß auch die Verbrennung die Strömungsstruktur beeinflusst. Durch die Freisetzung von Verbrennungswärme wird der Druck in der Strömung erhöht. Dies hat wiederum Auswirkungen auf die Strömungsstruktur. Darauf wird später noch eingegangen.

### 4.2.5 Einfluß der Anströmtemperatur

Das Brennverhalten in einer Überschallbrennkammer hängt stark von den im Brennkammereintritt vorliegenden Zustandsbedingungen des Luftstromes ab. Diese wiederum sind durch Flugzustand und Umgebungsbedingungen sowie durch den Verdichtungsprozeß im Einlaufdiffusor gegeben.



*Abb. 4-21: Typische Flugtrajektorien hypersonischer Flugsysteme dargestellt als Flughöhe-Flugmachzahl-Diagramm sowie die Zustandsbedingungen  $M_3$ ,  $p_3$  und  $T_3$  am Brennkammereintritt*

In Abb. 4-21 sind typische Flugtrajektorien hypersonischer Flugsysteme in Form eines Flughöhe-Flugmachzahl-Diagrammes gezeigt. Die Daten sind /Bil (93)/ und /Tis (96)/ entnommen bzw. entsprechen dem Leitkonzept, welches in dem von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderten Sonderforschungsbereich 255 „Transatmosphärische Flugsysteme“ untersucht wird.

Die Zustandsbedingungen am Brennkammereintritt erhält man durch eine Modellierung des Verdichtungsprozesses im Triebwerkseinlauf; siehe z.B. /Bil (90)/. Die Verläufe der Brennkammereintritts-Machzahl  $M_3$  sowie der statischen Temperatur  $T_3$  und des statischen Druckes  $p_3$  entlang der Aufstiegsbahn des Flugkörpers sind ebenfalls in Abb. 4-21 gegeben.

Zur Verdeutlichung sind in Tab. 4-6 repräsentative Flugzustände inklusive der statischen Umgebungsbedingungen herausgenommen. Die Indizes „0“ weisen hier ausnahmsweise nicht auf die Totalgrößen hin, sondern beziehen sich auf die Strömungsebene „0“, wie sie in Abb. 1-1 dargestellt ist.

| $M_0$<br>[-] | $h$<br>[km] | $p_0$<br>[bar] | $T_0$<br>[K] | $M_3$<br>[-] | $p_3$<br>[bar] | $T_3$<br>[K] |
|--------------|-------------|----------------|--------------|--------------|----------------|--------------|
| 6            | 22,3        | 0,038          | 219          | ≈ 2,5        | 1,3            | ≈ 750        |
| 10           | 29,1        | 0,013          | 226          | ≈ 4,0        | 1,2            | ≈ 1100       |
| 15           | 34,8        | 0,006          | 236          | ≈ 5,5        | 1,1            | ≈ 1600       |

*Tab. 4-6: Umgebungsbedingungen und Brennkammereintrittsbedingungen für ausgewählte Flugpunkte*

Die Brennkammermachzahl  $M_3$  steigt mit der Flugmachzahl  $M_0$ . Der statische Druck am Brennkammereintritt  $p_3$  hingegen variiert kaum bzw. nimmt sogar leicht ab. Das Verdichtungsverhältnis  $p_3/p_0$  nimmt zwar mit  $M_0$  zu (Bil (90)), gleichzeitig fällt der Umgebungsdruck  $p_0$  mit steigender Flughöhe  $h$ , so daß sich beide Effekte aufheben und  $p_3$  nahezu konstant bleibt. Im Unterschied zum Umgebungsdruck  $p_0$  ändert sich die Umgebungstemperatur  $T_0$  nur leicht mit steigender Flughöhe  $h$  (And (89)). Durch den mit  $M_0$  stärker werdenden Verdichtungsprozeß nimmt die Brennkammereintrittstemperatur  $T_3$  entsprechend zu. Entlang der Flugbahn ändern sich also vornehmlich Mach-Zahl  $M_3$  und statische Temperatur  $T_3$  im Brennkammereintritt.

Der Einfluß von  $T_3$  auf die Reaktion wird in einer Testserie untersucht. Hierbei wird insbesondere der für die Selbstzündung kritische Bereich betrachtet. Die Brennkammermachzahl  $M_3$  wird hingegen nicht geändert, da diese durch die Versuchsanlage festgelegt ist. Bei sonst konstant gehaltenen Parametern (Brennstoffeinblasung mit Pylon B,  $\dot{m}_{Luft} = 0,3$  kg/s,  $\dot{m}_{H_2} = 2,2$  g/s,  $\Phi = 0,22$ ,  $p_{einblas} = 27,0$  bar,  $A_{Austritt}/A_{Eintritt} = 1,64$ ) wird die Temperatur des Überschallluftstromes kontinuierlich erhöht. Der Verlauf des statischen Wanddruckes entlang der Brennkammer sowie die OH-Fluoreszenz im Bereich der ersten 200 mm Strömungsweg werden registriert. Die Meßergebnisse sind in Abb. 4-22 dargestellt.

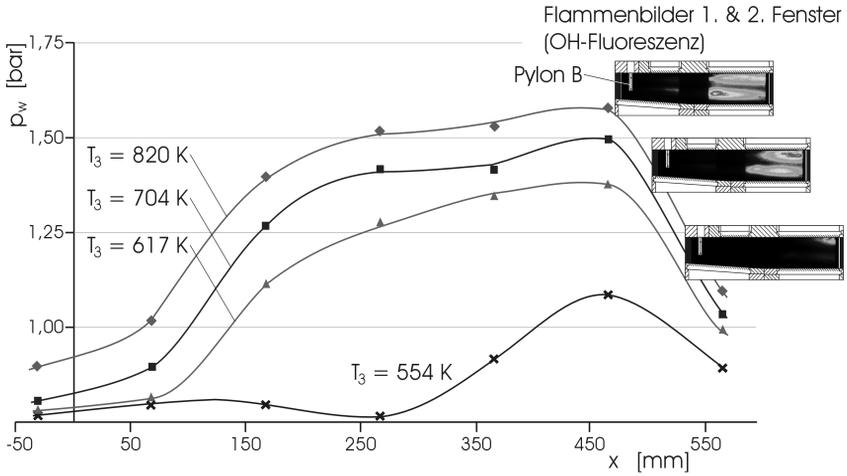


Abb. 4-22: Einfluß der Temperatur des Überschallluftstromes  $T_2$  auf die Reaktion: Verläufe des statischen Wanddruckes  $p_w$  (Wärmefreisetzung) und Flammenbilder (OH-Fluoreszenz) im Bereich der ersten 200 mm des Strömungsweges

Die im Diagramm eingetragenen Temperaturwerte  $T_3$  sind die statischen Temperaturen des Luftstromes in der Brennkammereintrittsebene. Die Temperaturerhöhungen durch die Verdichtungsstöße sind darin noch nicht enthalten.

Obwohl bei konstanter Mach-Zahl  $M_3$  bei steigender Anströmtemperatur  $T_3$  die Strömungsgeschwindigkeit  $u$  am Brennkammereintritt größer wird, verlagern sich die Reaktionszonen stromauf. Des weiteren gewinnt die Reaktion an Intensität. Beides hat drei verschiedene Ursachen:

- Bei höherer Anströmtemperatur wird  $T_{selbstzünd}$  eher erreicht.
- Bei höheren Umgebungstemperaturen erhöhen sich die Reaktionsraten  $/Kuo (86)/, /Tur (96)/$ .
- Durch die intensivere Reaktion wird die Wärmefreisetzung erhöht, was die lokale Strömungsgeschwindigkeit  $u$  reduziert und somit die Aufenthaltszeit  $\tau_{Aufenthalt}$  in einem örtlich fixierten Kontrollvolumen verlängert.

Für eine Anströmtemperatur  $T_3 = 554$  K zeigt sich ein signifikanter Druckanstieg erst im hinteren Teil der Brennkammer, d.h. erst nach dem Durchlaufen einer Vielzahl von Verdichtungsstößen wird die Selbstzündtemperatur des  $H_2$ /Luft-Gemisches erreicht. Nur ein geringer Teil des Brennstoffes wird innerhalb der verbleibenden Brennkammerlänge umgesetzt (keine signifikante OH-Fluoreszenz, nur geringer Druckanstieg durch die Reaktion). Für Brennstoffe,

bei denen das Erreichen der Selbstzündtemperatur über das Einsetzen der Reaktion in der Brennkammer entscheidet, wird die Reaktionszone mit steigender Temperatur also immer am Brennkammerende einsetzen und sich stromauf verlagern.

Dennoch zeigt sich ein gewisser Grenzwert der Anströmtemperatur  $T_3$  (welcher hier zwischen  $T_3 = 554$  K und  $T_3 = 617$  K liegt), ab dem sich die Reaktionszone innerhalb der Brennkammerlänge voll ausbildet. Darauf deutet das „plötzliche“ Erscheinen der Flamme im zweiten Brennkammerfenster und der vergleichsweise starke Anstieg des Druckverlaufes bei einer Erhöhung von  $T_3 = 554$  K auf  $T_3 = 617$  K hin. Offensichtlich wird durch die Erhöhung von  $T_3 = 554$  K auf  $T_3 = 617$  K die Reaktion innerhalb der Brennkammer derart intensiviert, daß genügend Wärme freigesetzt wird, so daß sich die Strömungsgeschwindigkeit  $u$  signifikant verringert und die Aufenthaltszeit  $\tau_{\text{Aufenthalt}}$  entsprechend verlängert. Damit wird der Reaktion mehr Zeit gegeben, was wiederum die Wärmefreisetzung erhöht usw., bis sich ein Gleichgewichtszustand entsprechend der Randbedingungen eingestellt hat.

Die in Abb. 4-22 gezeigten Flammenbilder entsprechen den gemessenen Verläufen des statischen Wanddruckes  $p_w$ , welcher die Wärmefreisetzung durch die Reaktion charakterisiert. Dadurch daß die Reaktionszonen stromauf wandern, steigt auch der Wanddruck eher an. Des weiteren liegt mit ansteigender Anströmtemperatur das gesamte Druckniveau höher. Das Druckniveau der Überschallströmung in der Brennkammer ist durch die Enthalpie  $h$  der die Brennkammer betretenden Strömung und die Enthalpieerhöhung  $\Delta h$  durch die Reaktion bestimmt /Sha (53)/, /Zie (75)/. Eine höhere Anströmtemperatur bedeutet ein insgesamt höheres Enthalpieniveau, worauf die weitere Enthalpieerhöhung durch die Reaktion aufsetzt.

Im Vergleich zu den im realen Flug auftretenden Anströmtemperaturen (siehe Abb. 4-21 bzw. Tab. 4-6) wurde in den Versuchen lediglich ein geringer Temperaturbereich untersucht. Eine Betrachtung des gesamten möglichen Temperaturbereiches führt zu folgenden Überlegungen hinsichtlich des globalen Charakters der Verbrennung.

Es ist zu erwarten, daß sich durch die starke Temperaturabhängigkeit der Reaktionsraten /Kuo (86)/, /Tur (96)/ der Charakter der Verbrennung fundamental ändert. Bei hohem Temperaturniveau  $T_3$  am Brennkammereintritt – also hohen Flugmachzahlen  $M_0$  – sind die Reaktionsraten hoch. Der Ablauf der Verbrennung wird von der Bildung des Brennstoff/Luft-Gemisches, also dem Massentransport bestimmt (Diffusionsflamme). Bei niedrigem Temperaturniveau sind

die Reaktionsraten entsprechend gering. Hierbei kann durchaus schon ein zündfähiges Gemisch vorliegen, bevor eine signifikante Brennstoffumsetzung stattfindet. Hier bestimmt also der Fortschritt der chemischen Reaktionen den gesamten Verbrennungsablauf (vorgemischte Verbrennung). In jedem Fall liegt jedoch noch eine deflagrative Verbrennung vor. Diese Zusammenhänge sind schematisch in Abb. 4-23 dargestellt. Eine umfangreichere Diskussion dieser Problematik findet sich in /Fer (64)/ und /Fer (66)/.



*Abb. 4-23: Abhängigkeit des Verbrennungsablaufes von den Flugbedingungen*

#### 4.2.6 Einfluß des Äquivalenzverhältnisses

Eine weitere Versuchsreihe soll durchgeführt werden, um den Einfluß des Äquivalenzverhältnisses  $\Phi$  auf die Reaktion zu untersuchen. Hierbei wird lediglich die eingeblasene Brennstoffmenge  $\dot{m}_{H_2}$  variiert. Alle anderen Größen werden konstant gehalten: Brennstoffeinblasung mit Pylon B,  $T_{0,Luft} = 1270$  K,  $\dot{m}_{Luft} = 0,3$  kg/s,  $A_{Austritt}/A_{Eintritt} = 1,31$ . Sowohl der statische Wanddruck  $p_w$  entlang der Brennkammer wird gemessen als auch die Reaktionszone im Bereich der ersten 200 mm des Strömungsweges durch die OH-Fluoreszenz visualisiert. Die Ergebnisse sind in Abb. 4-24 dargestellt.

Durch die Erhöhung der eingeblasenen Brennstoffmenge  $\dot{m}_{H_2}$  wird mehr Brennstoff umgesetzt. Dies äußert sich zum einen in höheren Radikalkonzentrationen (intensivere OH-Fluoreszenz). Darüber hinaus wird der Überschallströmung mehr Wärme zugeführt. Der statische Druck in der Brennkammer steigt entsprechend an. Da die Anströmtemperatur  $T_3$  konstant ist, setzt die Druckerhöhung jeweils auf dem gleichen Ausgangsniveau auf. Die Reaktionszone selbst verlagert sich nur geringfügig stromauf. Dennoch ist ein früherer Anstieg des statischen Druckes zu verzeichnen.

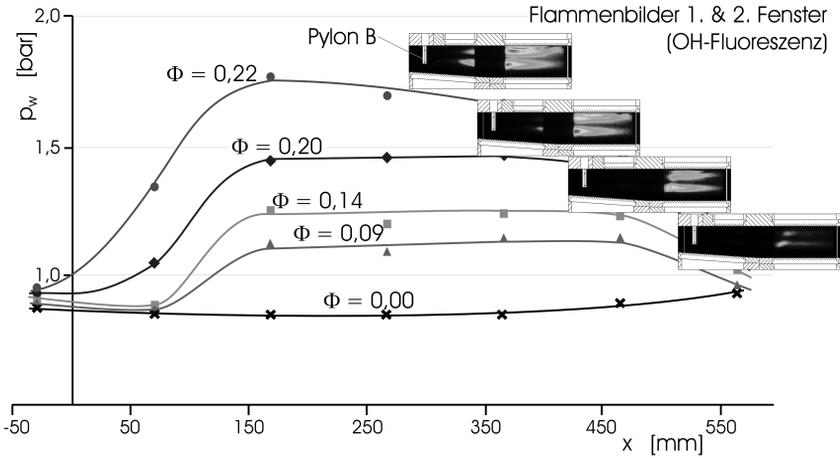


Abb. 4-24: Einfluß des Äquivalenzverhältnisses  $\Phi$  auf die Reaktion: Verläufe des statischen Wanddruckes  $p_w$  (Wärmefreisetzung) und Flammenbilder (OH-Fluoreszenz) im Bereich der ersten 200 mm des Strömungsweges

Dafür können mehrere Mechanismen verantwortlich gemacht werden:

- Mit der Einblasung größerer Brennstoffmengen gehen stärkere Verdichtungsstöße einher. Dadurch ist das Brennstoff/Luft-Gemisch jeweils höheren Umgebungstemperaturen ausgesetzt. Die Selbstzündung setzt früher ein; daher die geringfügige Verlagerung der Reaktionszone stromauf.
- Durch die erhöhten Umgebungstemperaturen werden die Reaktionsraten erhöht, d.h. der Brennstoff wird frühzeitiger und schneller umgesetzt.
- Dazu kommt noch die entsprechend stärkere Reduzierung der Strömungsgeschwindigkeit  $u$ . Die Aufenthaltszeit  $\tau_{\text{Aufenthalt}}$  im vorderen Brennkammerteil wird verlängert.

#### 4.2.7 Ausbildung eines Stoßzuges durch die Verbrennung

Verdichtungsstöße entstehen nicht nur, wenn eine Überschallströmung in sich selbst umgelenkt wird, sondern auch wenn diese einem hinreichend hohen Gegendruck ausgesetzt ist /Bem (90)/, /Bil (93)/, /Sto (89)/, /Sul (93)/, /Wal (73)/, /Wal (87)/. In einer reibungslosen Strömung würde sich ein gerader Stoß einstellen. Auf Grund der reibungsbehafteten Grenzschicht bildet sich in einer realen Strömung jedoch eine Serie von schrägen Stößen oder Lambdastößen aus, wobei die Art des Stoßzuges von der Grenzschichtdicke abhängt /Sul (93)/. Ein

solches Stoßsystem wird auch „pseudo shock train“ oder „pre-combustion shock structure“ genannt; siehe /Bil (93)/ bzw. /Sul (93)/.

In einer nichtreagierenden Strömung kann ein Pseudo-Stoßsystem durch eine Drosselung des Kanalausganges oder durch eine Überexpansion der Zuströmung erzeugt werden /Bil (93)/. In jedem Fall ist die Stärke des axialen Druckgradienten entscheidend.

In einer reagierenden Strömung kann durch eine intensive Freisetzung von Verbrennungswärme der Gegendruck derart ansteigen, so daß sich ein Pseudo-Stoßsystem ausbildet. Lage und Stärke des Stoßzuges hängen vom Verhältnis der Verbrennungswärme zur Totalenthalpie des Luftstromes  $q_{\text{Verbrennung}}/h_0$  ab, welches sich durch das Druckniveau ausdrückt. Bei festgelegter Brennkammeraufweitung  $A_{\text{Austritt}}/A_{\text{Eintritt}}$  bzw. axialer Querschnittsänderung  $dA/dx$  gilt /Bil (93)/, /Tak (98)/:

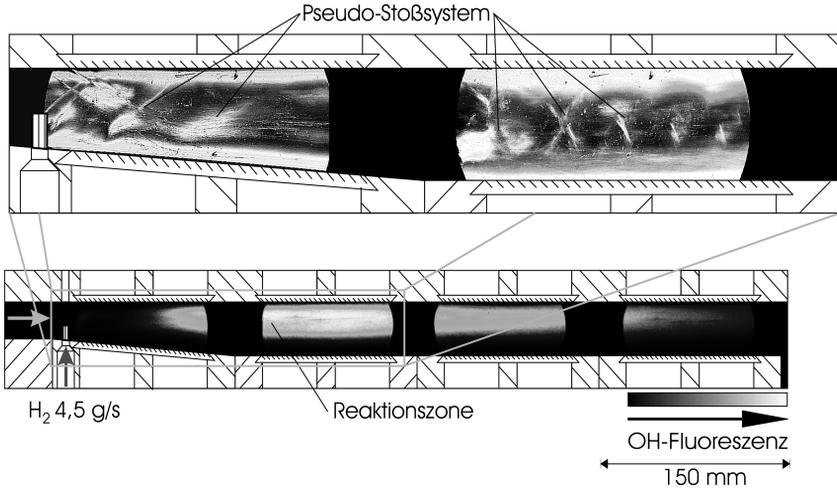
- steigendes Äquivalenzverhältnis  $\Phi$  bzw. sinkende Totaltemperatur des Luftstromes  $T_0 \rightarrow$  Verhältnis  $q_{\text{Verbrennung}}/h_0$  steigt  $\rightarrow$  Pseudo-Stoßzug verlagert sich stromauf,
- sinkendes Äquivalenzverhältnis  $\Phi$  bzw. steigende Totaltemperatur des Luftstromes  $T_0 \rightarrow$  Verhältnis  $q_{\text{Verbrennung}}/h_0$  sinkt  $\rightarrow$  Pseudo-Stoßzug verlagert sich stromab.

Eine Schlierenaufnahme dieses Pseudo-Stoßsystemes und die dazugehörige Reaktionszone ist in Abb. 4-25 gezeigt.

Das Pseudo-Stoßsystem befindet sich innerhalb der Reaktionszone und erstreckt sich stromauf bis zur Brennstoffeinblasung. Ob sich das Stoßsystem noch weiter stromauf erstreckt, kann an Hand der Schlierenmessungen nicht ermittelt werden, da dieser Bereich optisch nicht zugänglich ist. Dies ist jedoch unwahrscheinlich, da der direkt vor dem Pylon gemessene Wanddruck konstant bleibt, unabhängig davon, ob eine Reaktion statt findet oder nicht. Dem hingegen liegt das Pseudo-Stoßsystem nur während der Reaktion vor.

Dennoch kommt dem Umstand, daß sich das Stoßsystem bis vor die Brennstoffzündung erstreckt, eine Bedeutung zu, da auf diese Weise die Zustandsbedingungen am Ort der Zündung geändert werden. Es ist bekannt, daß sich das Stoßsystem jedoch auch bis vor die Brennstoffeinblasung erstrecken kann und sich damit die Zustandsbedingungen am Brennkammereintritt signifikant ändern können /Bil (93)/, /Sul (93)/, /Wal (87)/. Um eine mögliche Störung des Verdichtungsprozesses im Triebwerkseinlauf zu verhindern, wird in Scramjetantrie-

ben ein Kanalstück konstanten Querschnittes – ein sogenannter Isolator – zwischen Einlauf und Brennkammer geschaltet; siehe Abschnitt 1.1, Abb. 1-1.



*Abb. 4-25: Pseudo-Stoßsystem (Schlierenaufnahme oben) und dazugehöriges Reaktionsgebiet (OH-Fluoreszenz unten): Brennstoffeinblasung mit Pylon A-gekürzt,  $T_{0,Luft} = 1360\text{ K}$ ,  $\dot{m}_{H_2} = 4,5\text{ g/s}$ ,  $A_{Austritt}/A_{Eintritt} = 1,48$*

In einer Testreihe wurde untersucht, ab welchem Verhältnis  $q_{Verbrennung}/h_0$  sich der Pseudo-Stoßzug in der Strömung ausbildet und welchen Einfluß die Brennstoffeinblasung hat. Die Anströmbedingungen, insbesondere die Totaltemperatur des Luftstromes  $T_{0,Luft}$  und damit die Totalenthalpie  $h_0$ , wurden konstant gehalten. Die Brennkammeraufweitung beträgt  $A_{Austritt}/A_{Eintritt} = 1,48$ . Der Brennstoff wird mit Pylon A-gekürzt bzw. mit Pylon D eingebracht. Die Brennstoffmenge  $\dot{m}_{H_2}$  wird variiert. Die gewählten Brennstoffmengen sowie die Versuchsergebnisse sind in Tab. 4-7 aufgelistet.

Die Versuchsergebnisse zeigen zwei Tatsachen auf:

- Erst ab einem gewissen Wert für  $q_{Verbrennung}/h_0$  bildet sich ein Pseudo-Stoßzug in der Strömung aus. So ist z.B. bei der Brennstoffeinblasung mit Pylon A-gekürzt bei der vorliegenden Brennkammeraufweitung  $A_{Austritt}/A_{Eintritt}$  und Totalenthalpie des Luftstromes  $h_0$  die Wärmezufuhr bei  $\dot{m}_{H_2} = 2,2\text{ g/s}$  und  $\dot{m}_{H_2} = 3,2\text{ g/s}$  offenbar nicht ausreichend, um einen entsprechend hohen Gegendruck aufzubauen.

- Der Mindestwert des Verhältnisses  $q_{\text{Verbrennung}}/h_0$ , ab der sich das Pseudo-Stoßsystem aufbaut, ist erwartungsgemäß von der Brennstoffeinblasung – und damit vom Reaktionsablauf – abhängig. Bei der Brennstoffeinblasung mit Pylon D stellt sich das Pseudo-Stoßsystem schon bei geringeren Brennstoffmengen ein. Dies ist in der schnelleren Gemischbildung und dem intensiveren Reaktionsablauf begründet; vgl. Abschnitte 4.1.3 und 4.1.4.

| Pylon     | $\dot{m}_{H_2}$<br>[g/s] | $q_{\text{Verbrennung}}/h_0$<br>[-] | Ausbildung einer<br>Pseudo-Stoßzuges ? |
|-----------|--------------------------|-------------------------------------|--|
| A-gekürzt | 2,2                      | 0,55                                | -                                      |
| A-gekürzt | 3,2                      | 0,79                                | -                                      |
| A-gekürzt | 4,5                      | 1,12                                | ✓                                      |
| A-gekürzt | 4,8                      | 1,19                                | ✓                                      |
| D         | 2,2                      | 0,55                                | -                                      |
| D         | 3,3                      | 0,82                                | ✓                                      |
| D         | 3,5                      | 0,87                                | ✓                                      |

*Tab. 4-7: Ausbildung eines Pseudo-Stoßzuges in Abhängigkeit vom Verhältnis  $q_{\text{Verbrennung}}/h_0$  und der Brennstoffeinblasung*

Zusammenfassend läßt sich folgendes feststellen. Offensichtlich sind nicht nur die Zustandsbedingungen stromauf der Zünd- bzw. Reaktionszone für den Ablauf der Reaktion relevant, sondern auch Prozesse, die sich innerhalb der Reaktionszone und sogar stromab dieser abspielen, da sie einen Einfluß auf die axiale Druckverteilung haben. Dies soll im folgenden Abschnitt untersucht werden.

#### **4.2.8 Einfluß von Stromab-Störungen**

In einer weiteren Versuchsreihe soll die reagierende Strömung im hinteren Brennkammerteil, also stromab der Reaktionszone, beeinflußt und das entsprechende Verhalten der Strömung beobachtet werden.

Ausgehend von einem Referenzfall soll eine zusätzliche bzw. eine verminderte Wärmezufuhr im hinteren Brennkammerteil simuliert werden. Dazu wird zum einen ein Keil am letzten Brennkammersegment angebracht. Die erzeugten Verdichtungsstöße bewirken einen Anstieg des statischen Druckes in der Strömung, der einer Freisetzung von Verbrennungswärme gleichkommt. Es wird also ein Art virtuelle Wärmequelle simuliert.

Zum anderen wird das letzte Brennkammersegment entfernt und die reagierende Strömung somit von ihrer Berandung befreit. Jegliche Verbrennungsprozesse im hinteren Brennkammerteil können sich somit nicht auf die Vorgänge stromauf auswirken. Dies kann man sich als virtuelle Wärmesenke vorstellen.

Die Versuchsbedingungen werden für alle drei Fälle konstant gehalten: Pylon D,  $\dot{m}_{\text{Luft}} = 0,33 \text{ kg/s}$ ,  $\dot{m}_{\text{H}_2} = 3,2 \text{ g/s}$ ,  $A_{\text{Austritt}}/A_{\text{Eintritt}} = 1,48$ . Abb. 4-26 zeigt die Versuchsergebnisse.

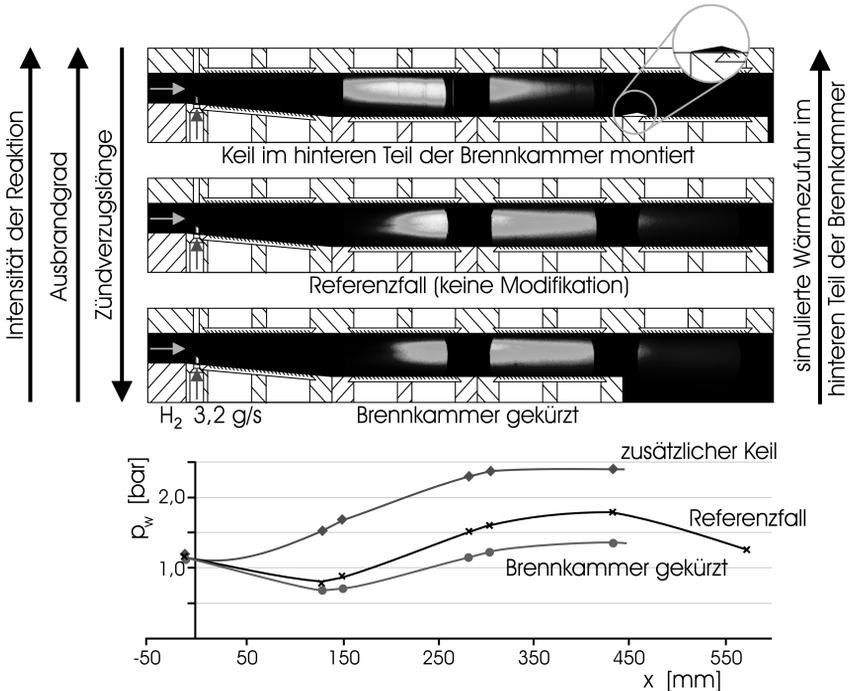


Abb. 4-26: Anpassung der reagierenden Überschallströmung auf Zustandsänderungen stromab der Reaktionszone: Flammenbilder und Wanddruckverläufe für drei Fälle (zusätzlicher Keil, Referenzfall, Freisetzung der Strömung)

Der Referenzfall, d.h. keine Modifikation, ist im mittleren Bild zu sehen. Das obere Bild zeigt den Fall mit dem Keil im hinteren Teil der Brennkammer montiert; das untere Bild den Fall mit dem letzten Brennkammersegment entfernt:

- Durch die Wirkung der zusätzlich aufgeprägten Verdichtungsstöße verlagert sich die Reaktionszone stromauf; die Zündverzugslänge ist entsprechend kürzer als im Referenzfall. Gleichzeitig verläuft die Reaktion intensiver

(stärkere OH-Fluoreszenz). Die Wärmefreisetzung beginnt frühzeitiger und ist ebenfalls intensiver (siehe Wanddruckverlauf).

- Durch die Freisetzung der Strömung am Brennkammerende verläuft die Reaktion insgesamt schwächer, was auf einen verminderten Ausbrand hinweist. Es besteht also ein Mechanismus, durch welchen Informationen über das Geschehen im hinteren Teil der Brennkammer stromauf übermittelt werden. Die Vermutung liegt nahe, daß hierbei dem Verdichtungsstoßsystem eine entscheidende Bedeutung zu kommt. Durch die Wirkung des Keiles wird der Gegendruck für die Überschallströmung erhöht; durch die Freisetzung der Strömung im hinteren Brennkammerteil verringert. Der Gegendruck der Strömung wiederum beeinflusst die Stoßstruktur; siehe Abschnitt 4.2.7. Steigt der Gegendruck, verlagert sich das Stoßsystem stromauf /Bil (93)/, /Tak (98)/ und verändert somit die Zustandsbedingungen vor bzw. in der Zündzone:  $p$  und  $T$  steigen, Zündung und Brennstoffumsetzung werden beschleunigt bzw. intensiviert (siehe Abb. 4-21). Die stärkere Verbrennung erhöht den Wärmeeintrag in die Strömung und damit wiederum das Druckniveau. Letztendlich wird sich ein Gleichgewichtszustand entsprechend der Randbedingungen einstellen. Ein gegenläufiges Verhalten tritt bei einer Verringerung des Gegendruckes auf.

Damit wird die im vorangegangenen Abschnitt gemachte Vermutung bestätigt: die reagierende Überschallströmung paßt sich nicht nur Zustandsänderungen im Brennkammereintritt, sondern auch Zustandsänderungen im hinteren Teil der Brennkammer bzw. in deren Austrittsebene an. Im realen Scramjetantrieb können dies Änderungen der Umgebungsbedingungen sein (z.B. eine veränderte Flughöhe) oder aber Änderungen im Strömungsfeld der Schubdüse (z.B. durch Geometrieänderungen hervorgerufen).

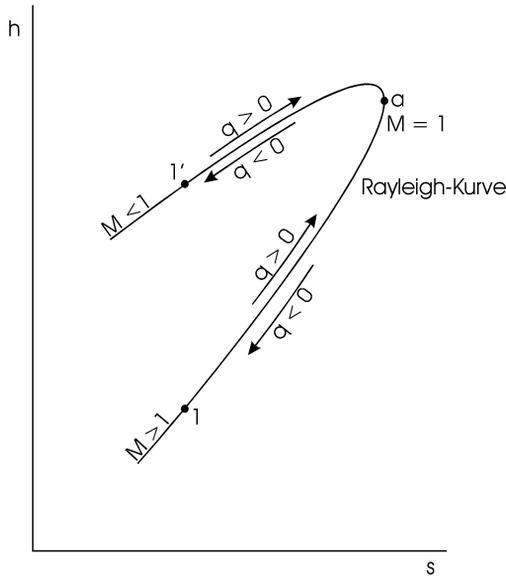
#### 4.2.9 Maximale Wärmezufuhr – Thermisches Blockieren

Die divergente Schubdüse eines Scramjet-Triebwerkes erfordert das Vorliegen von  $M > 1$  im Brennkammeraustritt. Die Wärmezufuhr in den Überschallluftstrom führt jedoch zu folgenden Zustandsänderungen:

- der statische Druck  $p$ , die statische Temperatur  $T$  und die Totaltemperatur  $T_0$  steigen,
- die Mach-Zahl  $M$ , die Geschwindigkeit  $u$  und der Totaldruck  $p_0$  sinken.

Der Strömung kann also nur eine begrenzte Wärmemenge  $q$  zugeführt werden, wenn  $M > 1$  beibehalten werden soll. Die maximale Wärmemenge  $q_{max}$ , die dem Überschallluftstrom durch die Verbrennung zugeführt werden kann, stellt demnach eine wichtige Kenngröße dar.

Das Verhalten einer (eindimensionalen) Überschallströmung mit Wärmezufuhr kann mit Hilfe des  $h$ - $s$ -Diagrammes verdeutlicht werden; siehe Abb. 4-27.

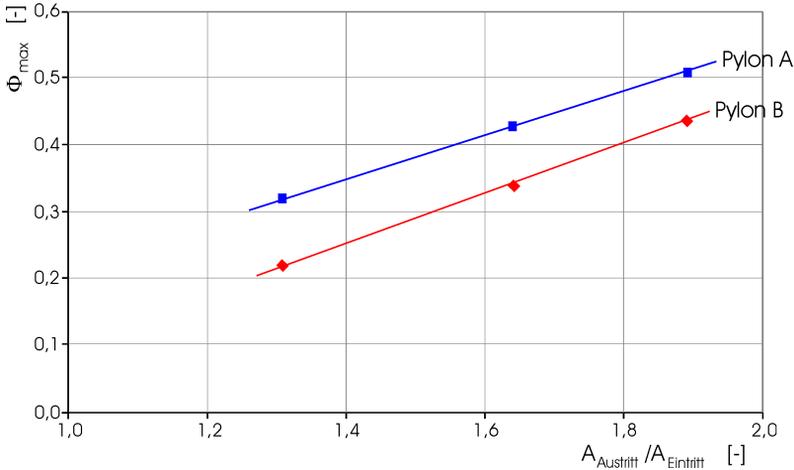


*Abb. 4-27:  $h$ - $s$ -Diagramm einer eindimensionalen Strömung mit Wärmezufuhr (Rayleigh-Kurve)*

In das  $h$ - $s$ -Diagramm ist die Rayleigh-Kurve für festgelegte Zustandsbedingungen vor der Wärmezufuhr (Punkt „1“ auf dem Überschallast und Punkt „1““ auf dem Unterschallast) eingezeichnet. Die Rayleigh-Kurve stellt alle möglichen Zustandsbedingungen nach der Wärmezufuhr dar. In Punkt „a“ ist die maximale Entropie  $s$  erreicht; auch liegt hier  $M = 1$  vor. Für  $M > 1$  bedeutet eine Wärmezufuhr ( $q > 0$ ) also immer ein Verschieben der Mach-Zahl  $M$  auf den Wert 1 zu. Für  $q_{max}$  wird sich  $M = 1$  einstellen; die Strömung ist thermisch blockiert. Eine weitere Erhöhung von  $q$  ist nicht möglich, ohne daß sich die Ausgangsbedingungen in Punkt 1 drastisch verändern. Für den vorliegenden Fall der Brennkammer direkt im Anschluß an die Überschalldüse bildet sich ein gerader Verdichtungsstoß im divergenten Düsenteil aus; die Verbrennung findet im Unterschallregime statt.

Abb. 4-28 zeigt die im Experiment gefundenen maximalen Wärmemengen (hier ausgedrückt durch das Äquivalenzverhältnis  $\Phi_{max}$ ) in Abhängigkeit von der

Brennkammeraufweitung  $A_{\text{Austritt}}/A_{\text{Eintritt}}$ . Der Brennstoff wurde sowohl mit Pylon A als auch mit Pylon B eingebracht.



*Abb. 4-28: Maximal realisierbares Äquivalenzverhältnis  $\Phi_{\text{max}}$  in Abhängigkeit von der Brennkammeraufweitung  $A_{\text{Austritt}}/A_{\text{Eintritt}}$ , Brennstoffeinblasung mit Pylon A bzw. B ( $T_{0,\text{Luft}} = 1280 \text{ K}$ ,  $\dot{m}_{\text{Luft}} = 0,33 \text{ kg/s}$ )*

Es zeigt sich, daß mit Pylon A größere Äquivalenzverhältnisse als mit Pylon B erzielt werden können. In Abschnitt 4.1 wurde jedoch darauf hingewiesen, daß Pylon A ein wesentlich schlechteres Gemischbildungs- bzw. Brennverhalten aufweist. Dementsprechend wird auch der mit Pylon A erzielbare Ausbrand deutlich geringer sein als der mit Pylon B. D.h., mit Pylon A müssen größere Brennstoffmengen  $\dot{m}_{\text{H}_2}$  eingebracht werden, um ein thermisches Blockieren der Überschallströmung hervorzurufen.

Darüber hinaus zeigt Abb. 4-28, daß eine Aufweitung des Kanalquerschnittes höhere Äquivalenzverhältnisse erlaubt. Durch die Querschnittserweiterung wird die Strömung beschleunigt, d.h. die Mach-Zahl  $M$  erhöht, und somit der Neigung der Strömung zum thermischen Blockieren entgegengewirkt. Eine höhere Mach-Zahl  $M$  erlaubt eine größere Erhöhung der Totaltemperatur  $\Delta T_0$  durch Verbrennung.  $\Delta T_{0,\text{max}}$  ist also eine Funktion der Brennkammeraufweitung  $A_{\text{Austritt}}/A_{\text{Eintritt}}$  und kann wie folgt berechnet werden.

Die Totaltemperatur des Überschallluftstromes vor der Wärmezufuhr  $T_{0,1}$ , der Luftmassenstrom  $\dot{m}_{\text{Luft}}$  und der Heizwert des Brennstoffes  $\Delta H_u$  sind bekannt. Durch Wärmezufuhr ( $q > 0$ ) wird die Totaltemperatur  $T_0$  erhöht. Die Totaltem-

peratur bei der Zufuhr von  $q_{max}$  (also bei  $M = 1$  bzw. im Punkt „a“ auf der Rayleigh-Kurve in Abb. 4-27) sei mit  $T_{0}^*$  bezeichnet. Das Verhältnis der Totaltemperatur  $T_{0,1}$  vor der Wärmezufuhr zu  $T_{0}^*$  hängt von der Ausgangsmachzahl  $M_1$  ab /And (90)/

$$\frac{T_{0,1}}{T_{0}^*} = \frac{(\kappa + 1) \cdot M_1^2}{(1 + \kappa \cdot M_1^2)^2} \cdot [2 + (\kappa - 1) \cdot M_1^2] \quad (4-9)$$

Die Ausgangsmachzahl  $M_1$  wiederum ist abhängig von der Brennkammeraufweitung. Denkt man sich den divergenten Teil der Brennkammer als Verlängerung der Überschalldüse und nimmt an, daß der Expansionsprozeß des Luftstromes noch vor dem Einsetzen der Wärmezufuhr durch Verbrennung abgeschlossen ist, so läßt sich  $M_1$  mit der Flächen-Machzahl-Beziehung herleiten

$$\left(\frac{A}{A^*}\right)^2 = \frac{1}{M_1^2} \cdot \left[ \frac{2}{\kappa + 1} \cdot \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M_1^2 \right) \right]^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \quad (4-10)$$

wobei die Querschnittsfläche  $A$  von der Brennkammeraufweitung  $A_{Austritt}/A_{Eintritt}$  abhängig und dem Endquerschnitt der Brennkammer ( $A_{Austritt}$ ) entspricht.

Mit Gl. (4-9) berechnet sich die Totaltemperatur der Strömung bei  $q_{max}$  zu

$$T_{0}^* = \frac{T_{0,1}}{\left( T_{0,1} / T_{0}^* \right)} \quad (4-11)$$

und  $q_{max}$  selbst beträgt

$$q_{max} = c_p \cdot (T_{0}^* - T_{0,1}) \quad (4-12)$$

Die maximale Brennstoffmenge  $\dot{m}_{H_2,max}$ , welche in der Brennkammer umgesetzt werden kann, ohne ein thermisches Blockieren zu verursachen, ergibt sich aus

$$\dot{m}_{H_2,max} = \frac{q_{max} \cdot \dot{m}_{Luft}}{\Delta H_u} \quad (4-13)$$

Zieht man noch ein unvollständige Verbrennung in Betracht, erhöht sich  $\dot{m}_{H_2,max}$  entsprechend.

Die Erhöhung der Totaltemperatur  $\Delta T_0$  durch die Verbrennung  $\dot{m}_{H_2,max}$  als Funktion der Brennkammeraufweitung  $A_{Austritt}/A_{Eintritt}$  ist in Abb. 4-29 dargestellt.

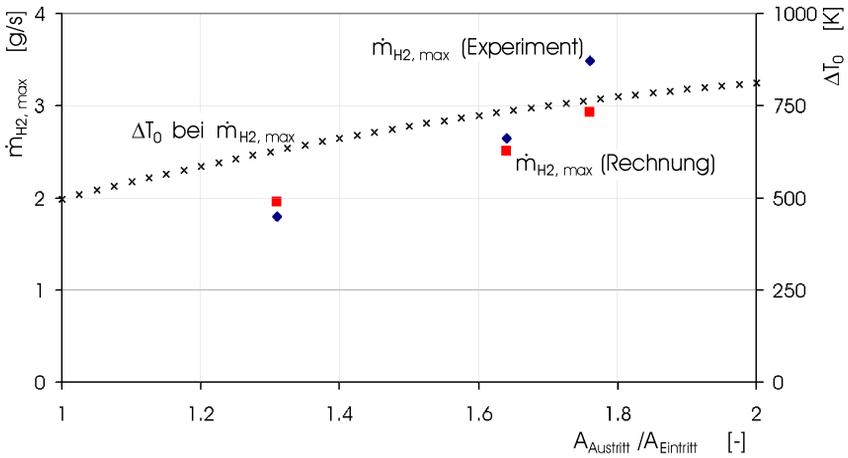


Abb. 4-29: Experimentell ermittelte und berechnete maximale Brennstoffmengen  $\dot{m}_{\text{H}_2, \text{max}}$  in Abhängigkeit von  $A_{\text{Austritt}}/A_{\text{Eintritt}}$  sowie berechnete Erhöhung der Totaltemperatur bei Umsetzung von  $\dot{m}_{\text{H}_2, \text{max}}$  (Pylon B,  $T_{0, \text{Luft}} = 1280 \text{ K}$ ,  $\dot{m}_{\text{Luft}} = 0,33 \text{ kg/s}$ )

Ebenfalls gegeben sind die experimentell gefundenen und die berechneten maximalen Brennstoffmengen  $\dot{m}_{\text{H}_2, \text{max}}$ . Bei der Berechnung wird angenommen, daß sich der Ausbrandgrad mit steigender Brennstoffmenge und Brennkammeraufweitung (also steigender Strömungsgeschwindigkeit bzw. Mach-Zahl) von 100 auf 80 % verringert.

Zwischen den berechneten und den gemessenen Werten der maximalen Brennstoffmengen  $\dot{m}_{\text{H}_2, \text{max}}$  besteht eine zufriedenstellende Übereinstimmung, wenn man bedenkt, daß auf den Ausbrand nur grob geschlußfolgert werden kann.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das maximal realisierbare Äquivalenzverhältnis  $\Phi_{\text{max}}$  von der Ausgangsmachzahl am Brennkammereintritt  $M_2$ , der Brennkammeraufweitung  $A_{\text{Austritt}}/A_{\text{Eintritt}}$  und der Reaktionsintensität bzw. dem Ausbrandgrad abhängt. Das geforderte Äquivalenzverhältnis  $\Phi$  und die Ausgangsmachzahl  $M_3$  sind von der Flugaufgabe vorgegeben. Um die Strömung durch die Brennkammer im Überschallregime zu halten, stehen also zwei Möglichkeiten zur Verfügung:

- Anpassung der Brennkammergeometrie (Querschnittserweiterung) und
- geeignete Brennstoffeinbringung (gestreckte oder kompakte Reaktions- bzw. Wärmefreisetzungszonen; siehe Abschnitt 4.1.7).

Die Versuche zeigten außerdem, daß das maximal mögliche Druckniveau in der Brennkammer – also die axiale Verteilung von  $p_w$  beim Brennkammerbetrieb mit  $\Phi_{max}$  – unabhängig von der Brennkammeraufweitung  $A_{Austritt}/A_{Eintritt}$  ist. Dies ist in Abb. 4-30 gezeigt.

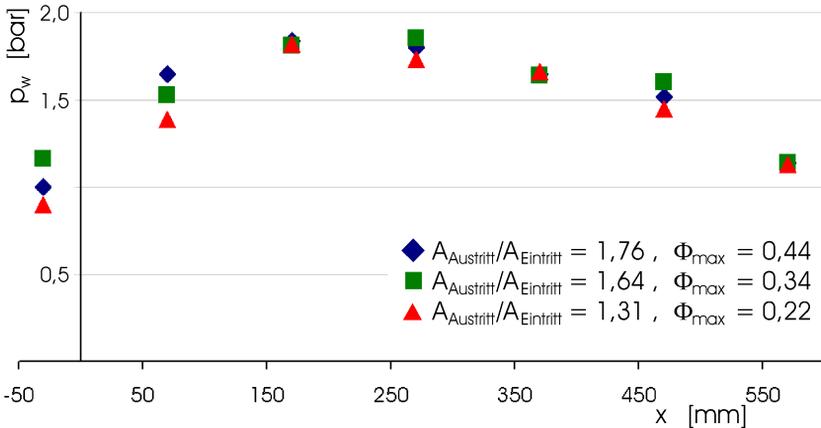


Abb. 4-30: Wanddruckverläufe bei  $\Phi_{max}$  für die jeweilige Brennkammeraufweitung  $A_{Austritt}/A_{Eintritt}$  (Pylon B,  $T_{0,Luft} = 1280$  K,  $\dot{m}_{Luft} = 0,33$  kg/s)

Die gemessenen Wanddruckverläufe für die in Abb. 4-28 bzw. 4-29 eingetragenen Betriebspunkte sind zum Vergleich dargestellt. Die Differenzen zwischen den einzelnen Druckniveaus sind gering und können den Meßungenauigkeiten bzw. Toleranzen der Testbedingungen zugeschrieben werden.

Diese Beobachtung deckt sich mit den in /Bar (92)/ beschriebenen Versuchsergebnissen. Auch hier wird eine Unabhängigkeit des Druckniveaus bei  $\Phi_{max}$  von der Brennkammeraufweitung festgestellt.

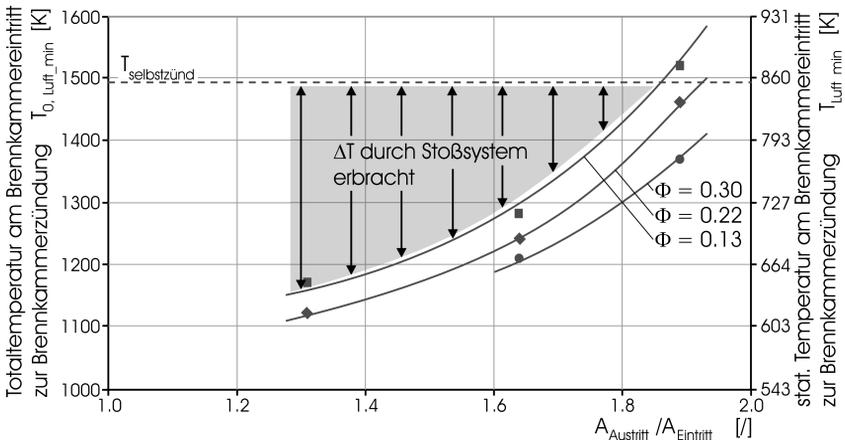
#### 4.2.10 Bestimmung der Brennkammer-Zündgrenzen

In Abschnitt 4.2.5 wurde bereits der Einfluß der Anströmtemperatur auf Selbstzündung und Reaktion beschrieben. Es zeigte sich, daß mit steigender Anströmtemperatur die  $H_2$ -Selbstzündung bzw. -reaktion am Brennkammerende einsetzt und kontinuierlich an Intensität gewinnt. Die Mindesttemperatur des Luftstromes, mit der eine sichere Selbstzündung erreicht wird bzw. die Reaktion voll ausgebildet ist, stellt eine wichtige Kenngröße für die Brennkammer dar. Im folgenden soll der Einfluß der Brennkammeraufweitung  $A_{Austritt}/A_{Eintritt}$  und des

Äquivalenzverhältnisses  $\Phi$  auf die Mindesttemperatur  $T_{Luft\_min}$  untersucht werden.

$T_{Luft\_min}$  sei als die statische Temperatur des Überschallluftstromes im Brennkammereintritt definiert, ab der sich die Reaktion zu mindestens 90% ausgebildet hat. D.h. mindestens 90% des Endniveaus sowohl der gemessenen OH-Fluoreszenz (Reaktionsintensität) als auch des statischen Druckniveaus (Wärmefreisetzung) müssen erreicht sein. Es sei zu beachten, daß  $T_{Luft\_min}$  nicht die Temperaturerhöhung durch die Verdichtungsstöße enthält.  $T_{Luft\_min}$  sei als Brennkammer-Zündtemperatur bezeichnet.

Da die Experimente in einer Versuchsanlage durchgeführt werden, in der die Temperatur des Luftstromes durch  $H_2$ -Vorverbrennung erhöht wird, stellt sich die Frage nach den Auswirkungen eventueller Verunreinigungen der Testluft durch Radikale. In Abschnitt 2.1 wurde bereits auf /Mit (95)/ verwiesen, worin festgestellt wurde, daß Radikalkonzentrationen denselben Einfluß auf das Zünd- und Brennverhalten von Scramjets ausüben wie eine höhere Temperatur eines radikalfreien Luftstromes. Für die im Experiment gefundenen Werte der Brennkammer-Zündtemperatur  $T_{Luft\_min}$  heißt dies, daß sie im Vergleich zu realen Bedingungen (radikalfreie Anströmung) tendenziell eher zu gering sind, da Restkonzentrationen freier Radikale nicht ausgeschlossen werden können.



*Abb. 4-31: Einfluß der Brennkammeraufweitung  $A_{Austritt}/A_{Eintritt}$  und des Äquivalenzverhältnisses  $\Phi$  auf die Brennkammer-Zündtemperatur  $T_{Luft\_min}$  (Wasserstoff, Pylon B,  $M_{Luft} = 2,15$ ,  $\dot{m}_{Luft} = 0,3$  kg/s)*

Abb. 4-31 zeigt die im Experiment gefundenen Werte von  $T_{Luft\_min}$  in Abhängigkeit von  $A_{Austritt}/A_{Eintritt}$  und  $\Phi$ . Das Diagramm zeigt zwei grundsätzliche Tendenzen auf:

- $T_{Luft\_min}$  steigt mit größer werdender Brennkammeraufweitung  $A_{Austritt}/A_{Eintritt}$ . Die stärkere Expansion der Strömung bewirkt eine größere Temperaturabsenkung. Dies muß durch eine erhöhte Anströmtemperatur kompensiert werden.
- Die Brennkammer-Zündtemperatur  $T_{Luft\_min}$  fällt mit steigendem Äquivalenzverhältnis  $\Phi$ . Höhere Äquivalenzverhältnisse  $\Phi$  bedeuten größere Brennstoffmassenströme  $\dot{m}_{H_2}$  (Vergrößerung des Volumens des Einblasstrahles) verbunden mit einer größeren Eindringtiefe in die Überschallströmung (erhöhter Einblasdruck  $p_{einblas}$ ). Dies zieht stärkere Verdichtungsstöße nach sich; die Temperaturerhöhung wird größer. Dementsprechend sind etwas geringere Anströmtemperatur für die Brennkammerzündung ausreichend. Es ist offensichtlich, daß die kräftigere Temperaturerhöhung durch die Verdichtungsstöße die stärkere Temperaturabsenkung durch die Einmischung größerer Mengen kalten Wasserstoffes (vgl. Abschnitt 4.2.2, Abb. 4-12) mehr als kompensiert.

Darüber hinaus ist ersichtlich, daß fast alle Werte von  $T_{Luft\_min}$  unterhalb des Selbstzündniveaus  $T_{selbstzünd}$  liegen. Die Differenz  $\Delta T = T_{selbstzünd} - T_{Luft\_min}$  wird durch Verdichtungsstöße erbracht. Die gesamte Temperaturerhöhung durch Verdichtungsstöße  $\Delta T_{Gesamt}$  beinhaltet noch  $\Delta T_{misch}$  und  $\Delta T_{Expansion}$ ; vergleiche Gl. (4-7). Dies ist für  $\Phi = 0,13$  in Abb. 4-32 dargestellt.

Mit den in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen vereinfachenden Annahmen wurden  $\Delta T_{misch}$  für die  $\Phi = 0,13$  entsprechende Brennstoffmenge und  $\Delta T_{Expansion}$  für die jeweilige Kanalaufweitung  $A_{Austritt}/A_{Eintritt}$  berechnet. Trotz dieser Vereinfachungen wird deutlich, daß die tatsächlich vorliegende lokale Temperatur weit unterhalb des Selbstzündniveaus liegt. Dies trifft auch für  $A_{Austritt}/A_{Eintritt} = 1,89$  zu, wo die im Experiment gefundene Brennkammer-Zündtemperatur  $T_{Luft\_min}$  oberhalb  $T_{selbstzünd}$  liegt. Zieht man  $\Delta T_{Expansion}$  und  $\Delta T_{misch}$  in Betracht, sieht man, daß auch hier eine beträchtliche Temperaturerhöhung durch das Stoßsystem für die Zündung notwendig ist.

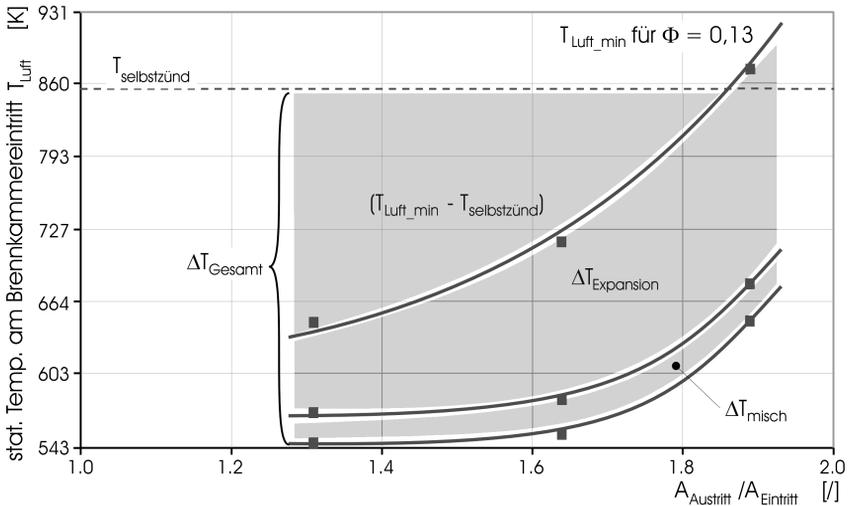


Abb. 4-32: Darstellung von  $\Delta T_{Gesamt}$  für  $\Phi = 0,13$  (Wasserstoff, Pylon B,  $M_{Luft} = 2,15$ ,  $\dot{m}_{Luft} = 0,3$  kg/s)

### 4.2.11 Einsatzgrenzen H<sub>2</sub>-betriebener Brennkammern

In Abschnitt 4.2.5 wurden typische Flugtrajektorien hypersonischer Flugsysteme zusammen mit daraus resultierenden Zustandsgrößen am Brennkammereintritt (Strömungsebene 3; vgl. Abschnitt 1.1, Abb. 1-1) Mach-Zahl  $M_3$ , statischer Druck  $p_3$  und statische Temperatur  $T_3$  gegeben. Setzt man die im Experiment gefundenen Brennkammer-Zündtemperaturen  $T_{Luft\_min}$  dazu in Beziehung, so ergeben sich die Einsatzgrenzen H<sub>2</sub>-betriebener Scramjetbrennkammern, die auf dem untersuchten Konzept (Pyloneinblasung des Brennstoffes, Flammenstabilisierung durch Selbstzündung) basieren. In Abb. 4-33 sind für den Flugmachzahlbereich  $M_0 = 3-10$  die Brennkammereintrittstemperaturen und die für die Überschallverbrennung relevanten Temperaturniveaus aufgetragen.

Die Totaltemperatur am Brennkammereintritt  $T_{0,3}$  stellt die statische Temperatur dar, die sich einstellen würde, würde man den Überschallluftstrom auf  $M = 0$  verzögern. Wie sehr sich die tatsächlich vorliegende statische Temperatur  $T_3$  an die maximal erreichbare Temperatur  $T_{0,3}$  annähert, ist vom Verdichtungsprozeß im Triebwerkseinlauf – und damit von der Mach-Zahl des Luftstromes im Brennkammereintritt  $M_3$  – abhängig. Der eingetragene Verlauf von  $T_3$  ist durch eine Modellierung des Verdichtungsprozesses /Bil (90)/ gegeben. Der jeweilige Wert für  $M_3$  kann Abb. 4-21 entnommen werden.

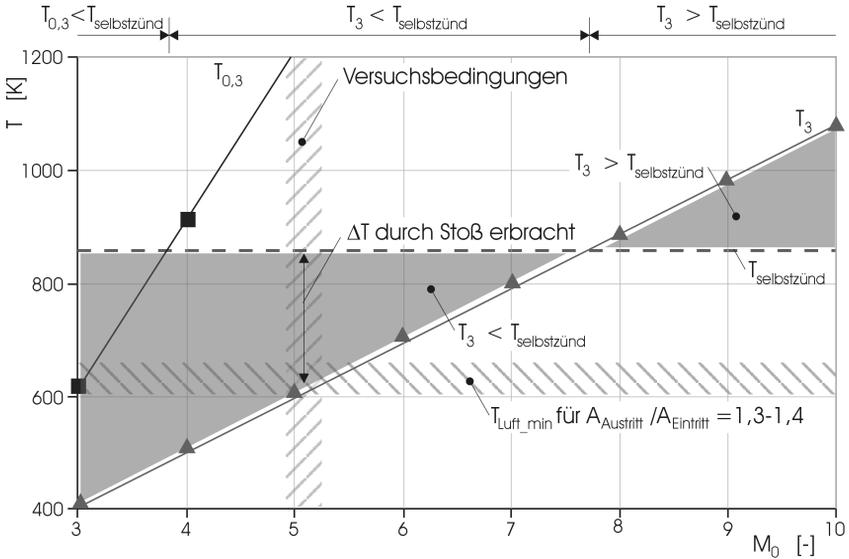


Abb. 4-33: Einsatzgrenzen  $H_2$ -betriebener Scramjetbrennkammern

Die eigenen Arbeiten ordnen sich wie folgt ein:

- Die am Eintritt der Versuchsbrennkammer vorliegende Mach-Zahl  $M = 2,15$  entspricht einer Flugmachzahl  $M_0 \approx 5$ . Dies ist als vertikaler Bereich eingetragen.
- Beispielhaft sind die im Experiment gefundenen Brennkammer-Zündtemperaturen  $T_{Luft\_min}$  für  $A_{Austritt}/A_{Eintritt} = 1,3-1,4$  als horizontaler Bereich eingetragen. Für eine stärkere Brennkammeraufweitung verschiebt sich dieser Bereich entsprechend zu höheren Temperaturen; vergleiche Abb. 4-31. Die vertikale Ausdehnung des Balkens für  $T_{Luft\_min}$  hängt vom jeweils betrachteten Minimal- und Maximalwert von  $\Phi$  ab; vergleiche ebenfalls Abb. 4-31.

Abb. 4-33 zeigt drei Bereiche auf, in denen sich Verbrennungsablauf bzw. Verbrennungsführung qualitativ grundsätzlich unterschieden:

- $M_0 < 3,8$ : Es ist keine Überschallverbrennung möglich, da  $T_{0,3} < T_{selbstzünd}$ . Selbst im fiktiven Fall, daß der Luftstrom auf  $M_0 = 0$  verzögert wird, reicht das erhaltene Temperaturniveau nicht aus, um die Flamme allein durch Selbstzündung zu stabilisieren. Es muß also auf Unterschallverbrennung übergegangen werden bzw. eine aerodynamische Flammenstabilisierung (Wärmetransport) erfolgen.

- $3,8 < M_0 < 7,7$ : Ein Reaktionsablauf im Überschallregime ist möglich. Da jedoch  $T_3 < T_{selbstzünd}$ , bedarf es noch einer Temperaturerhöhung durch Verdichtungsstöße. Ziel muß es sein, Anzahl und Stärke der Verdichtungsstöße auf das notwendige Minimum zu beschränken (Minimierung des Totaldruckverlustes). Der untersuchte Betriebspunkt fällt in diesen Bereich.
- $M_0 > 7,7$ : Es bedarf keiner zusätzlichen Temperaturerhöhung durch Stöße mehr, da  $T_3 > T_{selbstzünd}$ . Ziel muß es sein, durch eine geeignete Gestaltung von Brennkammer und Brennstoffinjektoren Verdichtungsstöße weitestgehend zu vermeiden.

#### 4.2.12 Schlußfolgerungen

Die wichtigsten Schlußfolgerungen aus den durchgeführten experimentellen Untersuchungen seien im folgenden zusammengefaßt:

- Durch die kontinuierliche Selbstzündung des Brennstoffes gelingt es, die Reaktionszone in der Überschallströmung zu verankern.
- Durch das in der Brennkammer vorliegende Verdichtungsstoßsystem wird die Temperatur des Luftstromes bzw. des Brennstoff/Luft-Gemisches erhöht, so daß die Selbstzündung auch dann stattfinden kann, wenn die Lufttemperatur am Brennkammereintritt unterhalb des Selbstzündniveaus liegt. Gegebenenfalls wird die Reaktion direkt durch Verdichtungsstöße induziert. Für die untersuchten Brennkammerbedingungen liegt jedoch keine direkte Kopplung zwischen Stoß- und Reaktionsfront vor.
- Durch die gezielte Aufprägung von Verdichtungsstößen bzw. durch eine geeignete Gestaltung von Brennkammer und Pylon läßt sich die globale Zündverzugslänge verkürzen. Die minimale Zündverzugslänge hängt dabei allein von der Länge des Mischungsweges ab. Diese Maßnahmen sind jedoch überflüssig, wenn das Temperaturniveau des Luftstromes am Brennkammereintritt über der Selbstzündgrenze liegt.
- In einer reagierenden Überschallströmung liegt eine intensive Kopplung zwischen Gasdynamik (Strömungsstruktur) und Reaktionskinetik vor. Die Strömungsstruktur beeinflusst über die lokale Temperatur die lokalen Reaktionsraten. Mit der Reaktion ist eine Wärmefreisetzung in die Strömung verbunden, wodurch der Druck in der Strömung ansteigt. Ist dieser Gegendruck hoch genug, bildet sich ein Pseudo-Stoßzug aus; die Strömungsstruktur wird grundlegend geändert.
- Auf Grund dieses gegenseitigen Wechselspieles paßt sich eine reagierende Überschallströmung auch Änderungen der Strömungsbedingungen im

Stromab-Bereich an; d.h. es findet eine Informationsübertragung entgegen der Strömungsrichtung statt.

- Um ein thermisches Blockieren der Überschallströmung zu verhindern, kann bzw. muß die Brennkammeraufweitung und die Art der Brennstoffeinblasung den gegebenen Zustandsbedingungen in der Brennkammer angepaßt werden.
- Die Brennkammer-Zündtemperatur hängt von der Brennkammeraufweitung und der eingeblasenen Brennstoffmenge ab.
- Abhängig von den Flugbedingungen – und damit von den Zustandsbedingungen am Brennkammereintritt – ergeben sich unterschiedliche Bereiche für die Verbrennungsführung in der Brennkammer. Je nach Temperaturniveau ist eine Überschallverbrennung möglich bzw. sind Verdichtungsstöße zur Temperaturerhöhung nötig.

#### **4.2.13 Vergleich mit der Literatur**

Wie in Abschnitt 4.2.1 dargelegt, ist eine Hauptanforderung an die Verbrennungsführung in einer Überschallbrennkammer die zuverlässige Verankerung der Flamme im gesamten vorgesehenen Betriebsbereich. Es wurde ebenfalls darauf hingewiesen, daß die Zustandsbedingungen am Eintritt der Brennkammer sehr stark von Flughöhe und Fluggeschwindigkeit abhängen. Zusätzlich ist noch mit Einflüssen des Anstellwinkels des Flugkörpers, des Rollwinkels, etc. auf den Verdichtungsprozeß im Einlaufdiffusor – und damit ebenfalls auf die Zustandsbedingungen am Brennkammereintritt – zu rechnen. Insgesamt muß also die Überschallflamme in einem weitem Bereich von Zustandsbedingungen stabilisiert werden.

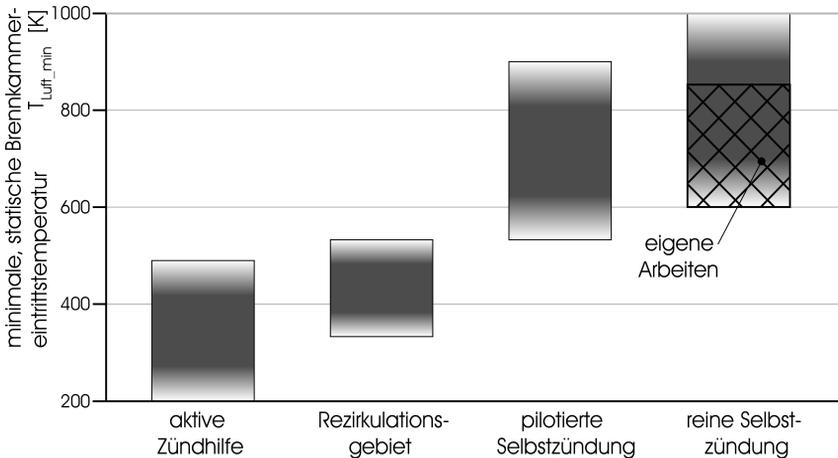
In der Literatur werden verschiedene Verfahren vorgeschlagen, um diesen Anforderungen gerecht zu werden; siehe Abschnitt 1.3.3. Diese sollen im folgenden mit dem in den eigenen Arbeiten untersuchten Konzept der reinen Selbstzündung verglichen werden. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Anströmtemperatur  $T_3$  gelegt, da sie den wichtigsten Einfluß auf den Zündprozeß hat.

In Tab. 4-8 sind eine Reihe von Arbeiten aufgelistet, welche sich insbesondere mit den Zündgrenzen von Überschallbrennkammern beschäftigen.

Tab. 4-8: Vergleich mit der Literatur: Methoden der Zündlimits

| Einblas-<br>methode | $\alpha$<br>[°] | Ref.       | $M_3$<br>[-] | Zündgrenzen:     |              | Stabilisierungsmethode |                           |
|---------------------|-----------------|------------|--------------|------------------|--------------|------------------------|---------------------------|
|                     |                 |            |              | $T_{0,3}$<br>[K] | $T_3$<br>[K] |                        |                           |
| Zentralkörper       | 0               | /Sta (84)/ | 3,6          | 3000             | 1000         | reine Selbstzdg.       |                           |
| Zentralkörper       | 0               | /Hub (79)/ | 2,4          | 1800             | 960          | reine Selbstzdg.       |                           |
| Wand & Stufe        | 90              | /Wag (87)/ | 2,0          | 1380             | 860          | reine Selbstzdg.       |                           |
| Wand & Stufe        | 90              | /Wag (87)/ | 2,0          | >1200            | >750         | aktive Zündhilfe       | Zündkerze                 |
| Wand & Stufe        | 90              | /Wag (87)/ | 2,0          | 800              | 500          | aktive Zündhilfe       | Ar-Plasma-                |
| Wand & Stufe        | 90              | /Wag (87)/ | 2,0          | <290             | <160         | aktive Zündhilfe       | Ar/H <sub>2</sub> -Plasma |
| Wand                | 45              | /Des (98)/ | 2,5          | 1650             | 850          | reine Selbstzdg.       | Wall Cavit                |
| Wand                | 90              | /Des (98)/ | 2,5          | >1650            | >850         | pilot. Selbstzdg.      |                           |
| Zentralkörper       | 0               | /Des (98)/ | 3,0          | <1250            | <530         | Rezirkulation          |                           |

Dabei werden verschiedene Methoden der Brennstoffeinblasung mit unterschiedlichen Stabilisierungskonzepten kombiniert. Die experimentellen Untersuchungen wurden bei verschiedenen Mach-Zahlen durchgeführt. Es ist also sinnvoll, die jeweiligen statischen Temperaturen am Brennkammereintritt und nicht die Totaltemperaturen zum Vergleich heranzuziehen. Ein direkter Vergleich wird zusätzlich erschwert, weil die jeweilige Strömungsstruktur im Zündbereich nicht bzw. oft nur sehr grob bekannt ist und daher die lokalen Temperaturen nicht bekannt sind. Dennoch lassen sich die unterschiedlichen Stabilisierungskonzepte bestimmten Temperaturbereichen  $T_3$  zuordnen. Dies ist in Abb. 4-34 dargestellt.



*Abb. 4-34: Zündgrenzen von Überschallbrennkammern mit verschiedenen Methoden der Flammenstabilisierung*

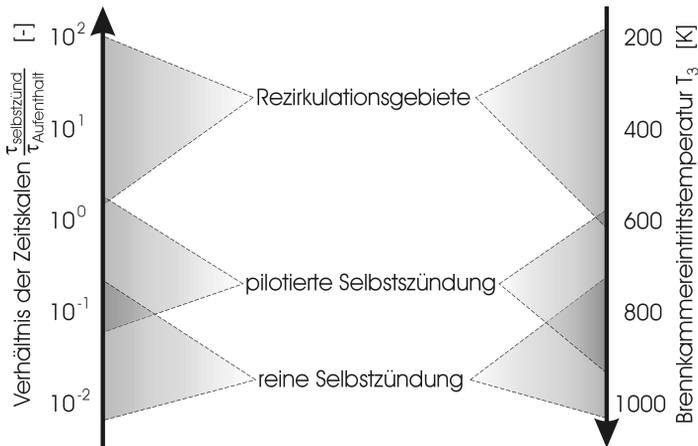
Die in der Literatur berichteten Arbeiten zeigen, daß für eine Flammenstabilisierung durch reine Selbstzündung eine Mindestanströmtemperatur  $T_{Luft\_min} \approx 600-1000$  K vorliegen muß. Der in den eigenen Arbeiten gefundene Bereich  $T_{Luft\_min} = 600-860$  K (siehe Abschnitt 4.2.10, Abb. 4-31) liegt innerhalb der Daten aus der Literatur. Es wurde gezeigt, daß die Brennkammeraufweitung einen beträchtlichen Einfluß auf  $T_{Luft\_min}$  besitzt; der Einfluß der Brennstoffmenge ist dagegen geringer. Aus diesen Gründen läßt sich kein diskreter Grenzwert angeben, ab der eine Flammenstabilisierung durch reine Selbstzündung angebracht ist.

Ist der eigentlichen Zündzone noch eine Pilotflamme vorgelagert, werden durch diese schon Radikalen erzeugt, wodurch der Zündverzug in der Hauptzündzone

reduziert wird. Eine anfängliche Radikalkonzentration hat denselben Effekt wie ein höheres Temperaturniveau /Mit (95)/. Daher reicht bei einer pilotierten Selbstzündung ein geringeres Temperaturniveau zur Brennkammerzündung aus. Da die Temperaturabhängigkeit des Zündverzuges von  $H_2$ /Luft-Systemen jedoch nur vergleichsweise schwach ausgeprägt ist /Alg (70)/, ist der Unterschied zwischen reiner und pilotierter Selbstzündung auch nur gering.

Ist die Anströmtemperatur noch geringer, müssen Rückströmgebiete zur aerodynamischen Flammenstabilisierung erzeugt werden. Es kommen aber auch aktive Zündhilfen wie z.B. Plasmajets in Frage.

Die in Abb. 4-34 eingetragenen Bereiche stehen für die in der Literatur berichteten Zündgrenzen. Rückströmgebiete bzw. Zündhilfen können natürlich auch bei höheren Temperaturen  $T_3$  vorgesehen werden, sind dann jedoch überflüssig.



**Abb. 4-35:** Einsatzbereiche der verschiedenen Stabilisierungsmethoden hinsichtlich des Zeitskalenverhältnisses  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$  und des Temperaturniveaus am Brennkammereintritt  $T_3$

Bei der Auswahl des Verfahrens zur Flammenstabilisierung muß noch eine weitere Randbedingung beachtet werden: die begrenzte Brennkammerlänge verbunden mit der hohen Strömungsgeschwindigkeit. Die zur Zündung und Reaktion zur Verfügung stehende Strömungsweglänge ist begrenzt. Es kommt also dem Zeitskalenverhältnis  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$  eine wichtige Bedeutung zu. Der Zündverzug muß ein bis zwei Größenordnungen kleiner sein als die Aufent-

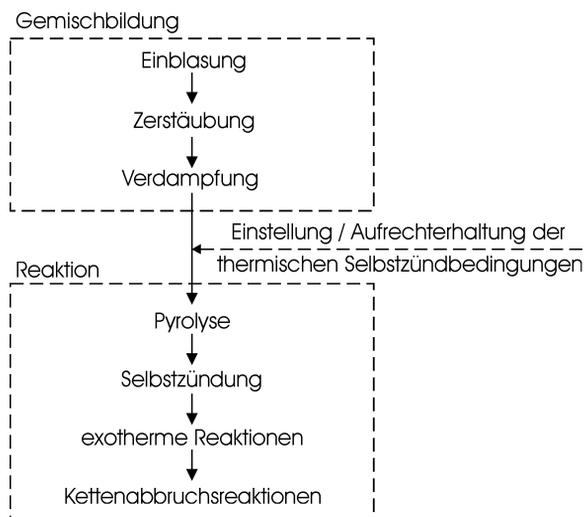
haltszeit des Brennstoffes in der Brennkammer. Es ergibt sich das in Abb. 4-35 dargestellte Schema:

- Reine Selbstzündung zur Flammenstabilisierung bedingt nicht nur eine hinreichend hohe Temperatur, sondern auch ein ausreichend kleines Verhältnis  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$ . Ist  $T_3$  hoch genug, ist diese Forderung erfüllt.
- Ist  $T_3$  geringer, so ist auch der Zündverzug länger – das Verhältnis  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$  entsprechend größer. Hier muß nun  $\tau_{\text{selbstzünd}}$  verkürzt werden; z.B. durch eine Pilotflamme.
- Bei noch geringeren Temperaturen  $T_3$  kann der Zündverzug  $\tau_{\text{selbstzünd}}$  durchaus um ein bis zwei Größenordnungen über der Aufenthaltszeit  $\tau_{\text{Aufenthalt}}$  liegen. Durch das Einbringen von Rückströmgebieten wird  $\tau_{\text{Aufenthalt}}$  lokal verlängert, so daß die Reaktion in Gang kommt.

Zu den komplexen Zusammenhängen zwischen der Strömungsstruktur und der lokalen Reaktionskinetik finden sich in der Literatur nur sehr wenige Aussagen. Es existieren einige Arbeiten speziell hinsichtlich des Pseudo-Stoßzuges (siehe Abschnitt 4.2.7). Vereinzelt wird auch auf die sich ergebenden Verbrennungsmuster eingegangen z.B. /Avr (90)/, /Avr (92)/, /Ger (95)/, /Bie 2 (71)/. In /Gue (91)/ wird ebenfalls eine Reaktionsauslöschung bzw. Verminderung der Reaktionsintensität durch Strömungsexpansion berichtet. Insgesamt sind diese Vorgänge bisher jedoch nur ansatzweise erfaßt.

### 4.3 EINSATZ VON KEROSIN/H<sub>2</sub>-GEMISCHEN ALS BRENNSTOFF

Die Motivation, Kerosin im Überschallregime zu verbrennen, wurde bereits in Abschnitt 1.5.3 dargelegt. Bei der Verwendung flüssiger Brennstoffe ergeben sich jedoch gegenüber gasförmigen Brennstoffen zusätzliche Prozesse im Ablauf der Verbrennung. Der schematische Ablauf der Verbrennung flüssiger Brennstoffe ist in Abb. 4-36 dargestellt.



*Abb. 4-36: Schematischer Ablauf der Verbrennung flüssiger Brennstoffe*

Die Bildung eines zündfähigen Brennstoff/Luft-Gemisches beinhaltet hier nicht nur die Einblasung und Durchmischung mit der umgebenden Luft, sondern die Zerstäubung und die Verdampfung des Brennstoffes müssen ebenfalls betrachtet werden. Liegt der Brennstoff in der Dampfphase vor, kann die Reaktion einsetzen. Hier wiederum ist den Selbstzündreaktionen die Pyrolyse, d.h. das Aufspalten der Molekülketten, vorgelagert.

Darüber hinaus ist auf Grund des Umstandes, daß Kohlenwasserstoffe einen vergleichsweise langen Zündverzug besitzen, ein anders geartetes Zündverhalten zu erwarten.

Diese Kohlenwasserstoff-spezifischen Aspekte sind Gegenstand der folgenden Abschnitte.

### 4.3.1 Anforderungen

Aus dem eingangs Gesagtem ergeben sich insbesondere folgende Anforderungen bzw. Schwerpunkte, die es zu untersuchen gilt:

- hohe Verdampfungsrate: Die Zeit, die das Kerosin zur Verdampfung benötigt, muß hinreichend kurz sein.
- Zerstäubung des Kerosinstrahles: Um eine entsprechend schnelle Verdampfung zu ermöglichen, muß der Kerosinstrahl einer intensiven Zerstäubung unterliegen.
- Charakterisierung des Zündverhaltens: Da Kohlenwasserstoffe einen vergleichsweise langen Zündverzug  $\tau_{\text{selbstzünd}}$  besitzen, ist beim Kerosinbetrieb der Überschallbrennkammer ein Zündverhalten zu erwarten, welches sich von dem H<sub>2</sub>-betriebener Brennkammern unterscheidet. Dies ist zu untersuchen.
- Bestimmung der Einsatzgrenzen: Es gilt die Zündgrenzen von Kerosinbetriebenen Überschallbrennkammern zu erarbeiten, um deren Einsatzpotential bestimmen zu können.

### 4.3.2 Zerstäubung des Brennstoffstrahles

Bringt man flüssigen Brennstoff in eine Umgebung mit  $T > T_{\text{siede}}$  ein, setzen Prozesse des Wärme- und Stofftransportes an der Flüssigkeitsoberfläche ein; der Brennstoff verdampft und vermischt sich mit der Umgebungsluft. Ist  $T_{\text{Gemisch}}$  ausreichend hoch, werden nach einem hinreichend kurzen Zeitverzug die Pyrolyse bzw. die Selbstzündreaktionen einsetzen. Da im vorliegenden Anwendungsfall aber für diese Prozesse zuzüglich der Reaktion selbst nur ein äußerst knapper Zeitrahmen zur Verfügung steht ( $\tau_{\text{Aufenthalt}} \approx 10^{-4}$ - $10^{-3}$  s), muß der Verdampfungsprozeß ca. eine Größenordnung schneller ( $\tau_{\text{Verdampfung}} \approx 10^{-5}$ - $10^{-4}$  s) ablaufen, um dem Brennstoff noch genügend Zeit zum abreagieren zu lassen.

Die Lebensdauer eines verdampfenden Flüssigkeitstropfen  $t_{\text{Tropfen}}$  beträgt /Lef (89)/, /Tur (96)/

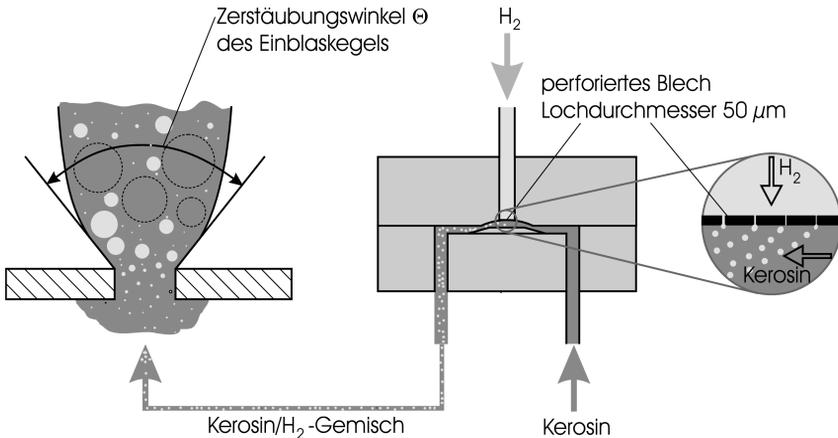
$$t_{\text{Tropfen}} = \frac{d_{0,\text{Tropfen}}^2}{K} \quad (4-14)$$

wobei  $d_{0,\text{Tropfen}}$  der anfängliche Durchmesser des Tropfens und  $K$  die Verdampfungskonstante ist. Im Interesse einer hohen Verdampfungsrate liegt es also nahe, Anstrengungen zu unternehmen, um  $d_{0,\text{Tropfen}}$  zu minimieren. Darüber hinaus

wirken sich kleine Tropfendurchmesser positiv auf das Zündverhalten des Brennstoff/Luft-Gemisches aus:

- je kleiner die vorliegenden Tropfendurchmesser, desto geringer die minimale Zündenergie  $E_{z\ddot{u}nd,min}$ , die für eine Zündung des Brennstoff/Luft-Gemisches ausreicht /Sub (73)/, /Kuo (86)/,
- kleine Tropfendurchmesser verringern das Mager-Zündlimit (geringe  $\Phi$  möglich) //Rao (76)/, /Kuo (86)/.

Aus den genannten Gründen soll das Kerosin als Spray in die Überschallströmung eingebracht werden. Zur Erzeugung dieses Sprays kommt ein Verfahren zur Anwendung, welches erstmalig in /Riz (83)/ vorgeschlagen wurde und auch schon in /Avr (90)/, /Avr (92)/, /Sab 1 (98)/, /Sab 2 (98)/ für die Überschallverbrennung von Kerosin verwendet bzw. untersucht wurde. Das Grundprinzip ist in Abb. 4-37 dargestellt.



*Abb. 4-37: Verfahren zur Zerstäubung des Kerosins*

Dem flüssigen Brennstoff wird ein geringer Gasanteil beigemischt, welcher jedoch nicht in der Flüssigkeit gelöst wird, sondern in Form von Blasen transportiert wird. Zur Zerstäubung des flüssigen Brennstoffes tragen zwei Mechanismen bei:

- In der Einblasöffnung wird die Flüssigkeit durch die Gasblasen in feine Ligamente gequetscht. Dies ist wichtig, da die Tropfendurchmesser des Sprays ungefähr proportional der Quadratwurzel der Dicke bzw. der Durchmesser der Ligamente sind /Riz (75)/. Im Interesse minimaler Tropfendurchmesser ist es also wünschenswert, möglichst große Gasmassen zu benutzen.

- Sobald die Gasblasen die Einblasöffnung verlassen und somit nicht mehr dem Einblasdruck ausgesetzt sind, zerplatzen sie und zerreißen die umgebenden Flüssigkeitsligamente.

Diese Mechanismen sind unabhängig von der Art des beigemischten Gases. In /Avr (90)/ wurde sowohl Wasserstoff als auch Helium benutzt. Aus den durchgeführten Arbeiten wird geschlußfolgert, daß die Auswahl der beiden Gase keine signifikanten reaktionskinetischen Auswirkungen auf Zündung und Verbrennung hat. In /Sab 1 (98)/ hingegen wird festgestellt, daß die Gasart in der Tat den Mischungs- und Reaktionsablauf im Überschallluftstrom beeinflusst. Und zwar zeigten sich bei der Beimischung von Wasserstoff besser Versuchsergebnisse als bei Luft, was der höheren Schallgeschwindigkeit des Wasserstoffes zugeschrieben werden kann.

In den eigenen Arbeiten wird dem Kerosin ebenfalls Wasserstoff beigemengt. Der dazu benutzte Mischer ist ebenfalls in Abb. 4-37 skizziert. Ziel ist es, ein homogenes Zweiphasengemisch zu erzeugen; und zwar eine Blasenströmung (Gasanteil  $\gamma$  ca. 0,1 Masse%). Da es sich um relativ geringe Kerosindurchsätze handelt ( $\dot{m}_{Kerosin} = 2,5 \dots 15,0$  g/s), sind auch die benötigten  $H_2$ -Massenströme extrem klein ( $\dot{m}_{H_2} = 0,002-0,040$  g/s). Die  $H_2$ -Massenströme wurden über Meßblenden ( $d_{Blende} = 50-110$   $\mu m$ ) bestimmt bzw. über den Blendenvordruck eingestellt. Eine weitere Herausforderung liegt darin, daß der Wasserstoff möglichst gleichmäßig in den Kerosinmassenstrom eingetragen werden muß. Dabei dürfen die Gasblasen nicht zu groß sein, so daß eine ausreichend große Oberflächenspannung ein vorzeitiges Koalieren der Bläschen noch vor der Brennstoffeinblasung in die Brennkammer verhindert. Beides konnte erreicht werden, indem der Wasserstoff durch ein perforiertes Blech mit Lochdurchmessern  $d_{Loch} = 50$   $\mu m$  in das daran vorbeiströmende Kerosin eingetragen wurde.

Es zeigte sich, daß dem Kerosin nicht beliebig viel Wasserstoff beigemengt werden darf, da sonst eine inhomogene Blasen- bzw. Pfropfenströmung entsteht. Die Zusammenhänge von Kerosinmassenstrom  $\dot{m}_{Kerosin}$ , Einblasdruck  $p_{einblas}$  und Gasanteil  $\gamma$  sind in Abb. 4-38 dargestellt.

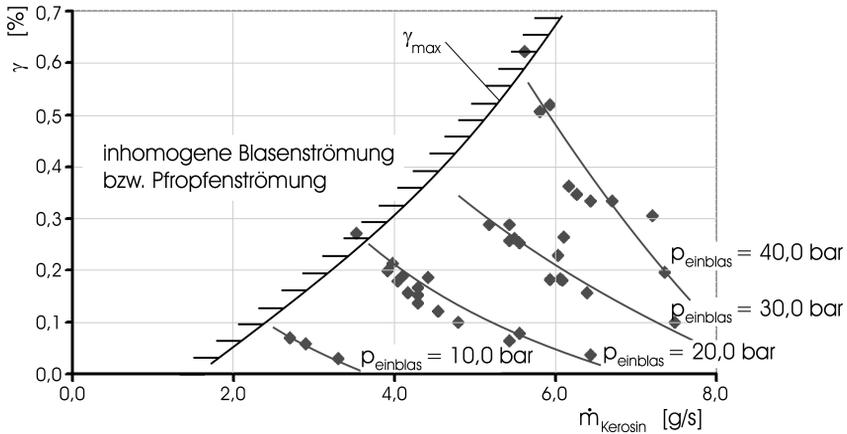
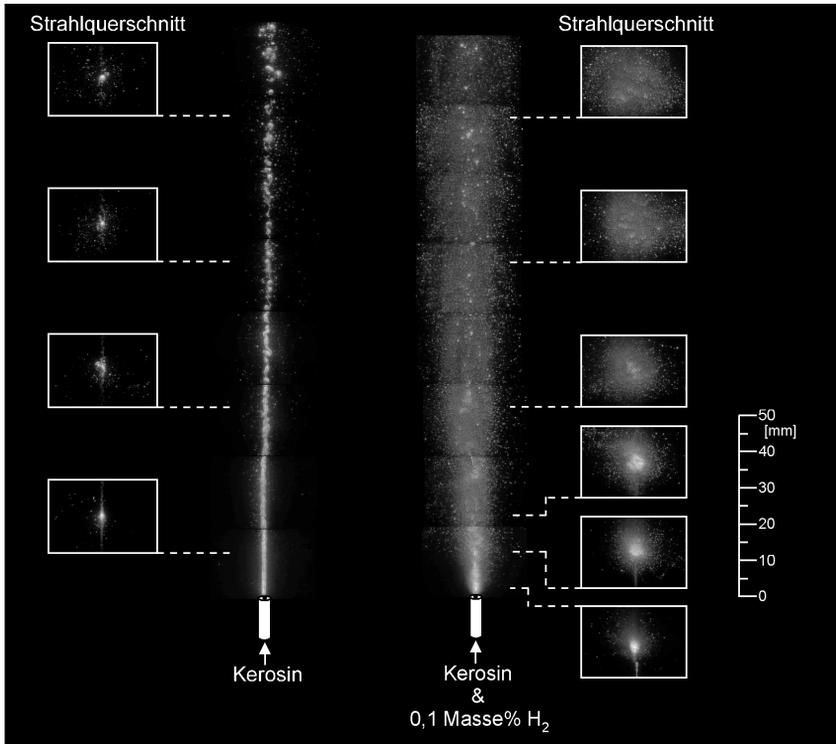


Abb. 4-38: Zusammenhang zwischen Kerosinmassenstrom  $\dot{m}_{\text{Kerosin}}$ , Einblasdruck  $p_{\text{einblas}}$  und Gasanteil  $\gamma$

Die Abbildung zeigt zwei charakteristische Merkmale der erzeugten Zweiphasenströmung:

- Der maximal mögliche Gasanteil  $\gamma_{\text{max}}$  steigt mit dem Einblasdruck  $p_{\text{einblas}}$ . Dies läßt sich darauf zurückführen, daß ein höherer Einblasdruck einen größeren Brennstoffdurchsatz und somit eine höhere Strömungsgeschwindigkeit durch das Brennstoffsystem bewirkt. Damit verringert sich die Zeitdauer, die den einzelnen Gasbläschen zur Vereinigung bzw. Pfropfenbildung zur Verfügung steht, d.h. die Zweiphasenströmung kann einen höheren Gasanteil ertragen.
- Bei  $p_{\text{einblas}} = \text{konst.}$  nimmt der Kerosindurchsatz  $\dot{m}_{\text{Kerosin}}$  mit zunehmendem Gasanteil  $\gamma$  ab. Dies ist darin begründet, daß die Einblasöffnung des Pylones in erster Linie den Volumendurchsatz  $\dot{V}$  begrenzt und somit bei steigendem Gasanteil der Massendurchsatz  $\dot{m}_{\text{Kerosin}}$  entsprechend sinkt. Auf diese Weise äußert sich der über die Einblasöffnung höhere Druckverlust des Zweiphasengemisches gegenüber der reinen Flüssigkeit.

Die Wirkung des Zerstäubungsverfahrens ist in Abb. 4-39 dargestellt. Ein Kerosinstrahl bzw. ein Strahl eines Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemisches werden vertikal in eine ruhende Umgebung bei Raumtemperatur eingeblasen. Beide Strahlen unterliegen dem gleichen Einblasdruck  $p_{\text{einblas}} = 10 \text{ bar}$ . Da derselbe Pylon für beide Strahlen benutzt wird, ergeben sich aus oben genannten Gründen unterschiedliche Massendurchsätze, nämlich  $\dot{m}_{\text{Kerosin}} = 5,0 \text{ g/s}$  und  $\dot{m}_{\text{Kerosin}/\text{H}_2} = 3,2 \text{ g/s}$ .



*Abb. 4-39: Wirkung des Zerstäubungsverfahrens: vertikale Ausblasung eines Kerosin- bzw. Kerosin/H<sub>2</sub>-Strahles in eine ruhende Umgebung bei Raumtemperatur, Einblasdruck konstant  $p_{\text{einblas}} = 10 \text{ bar}$ ,  $\dot{m}_{\text{Kerosin}} = 5,0 \text{ g/s}$ ,  $\dot{m}_{\text{Kerosin/H}_2} = 3,2 \text{ g/s}$*

Zur Visualisierung der Brennstoffstrahlen wurde ein Laserpuls (Pulsdauer 7 ns) zu einem Lichtschnitt geformt, auf den Strahl gerichtet und das resultierende Streulicht aufgezeichnet. Bei dem Streulicht handelt es sich sowohl um makroskopische Brechung und Beugung an großskaligen Fluidvolumina als auch um Mie-Streuung an mikroskopischen Tröpfchen.

Die Wirkung des Zerstäubungsverfahrens wird unmittelbar deutlich. Der reine Flüssigkeitsstrahl behält seine Form auf einer Länge von ca. 80 mm und zerfällt erst danach auf Grund von Instabilität. Der Strahlzerfall bringt relativ große Flüssigkeitsballen hervor. Demgegenüber wird der Kerosin/H<sub>2</sub>-Strahl direkt nach den Verlassen des Pylones dispergiert. Eine Vielzahl kleinster Tröpfchen

bzw. ein Kerosinnebel entsteht. Die Tröpfchendurchmesser  $d_{Tropfen}$  des Nebels liegen in der Größenordnung einiger  $\mu\text{m}$ .

Es ist bekannt, daß der Gasanteil  $\gamma$  und der Einblasdruck  $p_{einblas}$  folgende Einflüsse auf den Tropfendurchmesser  $d_{Tropfen}$  und den Zerstäubungswinkel  $\Theta$  haben:

- steigender Gasanteil  $\gamma$  bzw. steigender Einblasdruck  $p_{einblas}$   $\rightarrow$  Reduzierung der Tropfendurchmesser  $d_{Tropfen}$  /Lef (88)/, /Lef (89)/, /Avr (90)/,
- steigender Gasanteil  $\gamma$  bzw. steigender Einblasdruck  $p_{einblas}$   $\rightarrow$  Vergrößerung des Zerstäubungswinkels  $\Theta$  /Avr (90)/.

Beide Effekte sind für die Überschallverbrennung von Kerosin wünschenswert da:

- $d_{Tropfen}$  klein  $\rightarrow$  hohe Verdampfungsrate,
- $\Theta$  groß  $\rightarrow$  große Angriffsfläche für den Überschalluftstrom  $\rightarrow$  rasche Durchmischung.

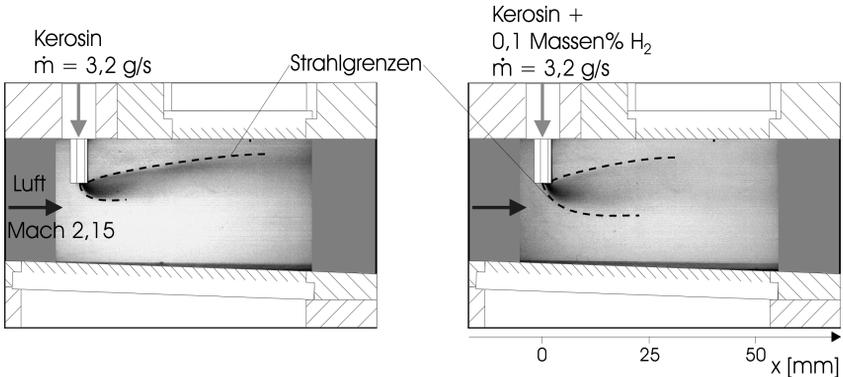
Daher wird ein Pylon mit einer kleinen Einblasöffnung ( $d_{Loch} = 0,5 \text{ mm}$ ) benutzt und der Gasanteil  $\gamma$  nahe  $\gamma_{max}$  gewählt.

### 4.3.3 Gemischbildung und Verdampfung

Setzt man den Kerosin/H<sub>2</sub>-Strahl einer Queranströmung aus, überlagern sich die demonstrierten Zerstäubungsmechanismen und die turbulenten Transportprozesse. Darauf wird im folgenden eingegangen.

Das Kerosin bzw. Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemisch wird mit einem einfachen Pylon (ähnlich Pylon A) normal zur Anströmrichtung in die Überschallströmung eingebracht. Der Pylon ragt 10 mm in die Anströmung hinein. Die Einblasöffnung besitzt einen kreisrunden Querschnitt ( $d = 0,5 \text{ mm}$ ).

Im Nahbereich der Brennstoffeinblasung bewirkt der Gasanteil im Kerosin eine positive Veränderung der Strahlstruktur, welche in Abb. 4-40 ersichtlich ist.



*Abb. 4-40: Einfluß des Gasgehaltes  $\gamma$  im Kerosin auf die Struktur des Brennstoffstrahles im Nahbereich der Einblasung in einen Mach 2,15 - Luftstrom, fotografische Aufnahme des Strahles ( $M_{Luft} = 2,15$ ,  $p_{Luft} = 0,7$  bar,  $T_{0,Luft} = 300$  K,  $\dot{m}_{Luft} = 0,33$  kg/s,  $\dot{m}_{Kerosin} = \dot{m}_{Kerosin/H_2} = 3,2$  g/s,  $p_{einblas,Kerosin/H_2} = 10,0$  bar,  $p_{einblas,Kerosin} = 7,0$  bar)*

Das linke Bild zeigt einen Strahl reinen Kerosins. Dem gegenübergestellt ist im rechten Bild der Strahl eines Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemisches (Gasanteil  $\gamma = 0,1$  %). Die Brennstoffmassenströme sind in beiden Fällen gleich. Es lassen sich zwei Unterschiede feststellen:

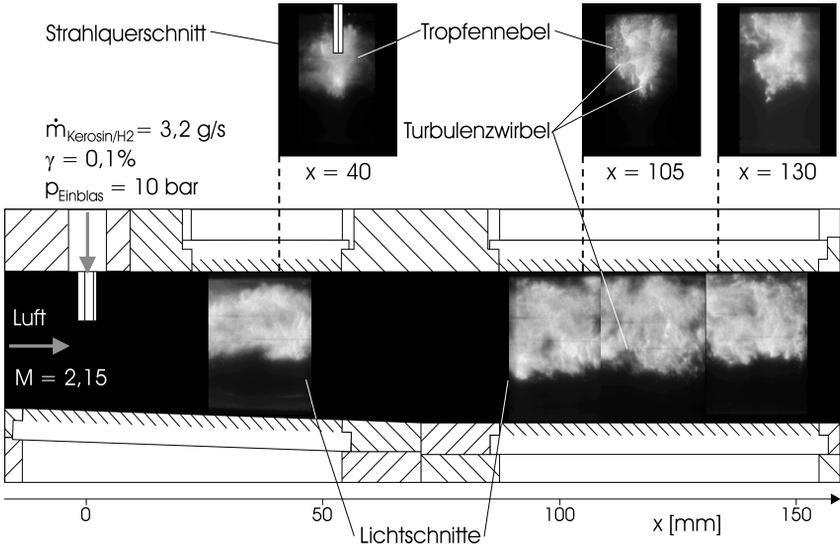
- Im Vergleich zum Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemisch wird der reine Kerosinstrahl stark in den Nachlauf des Pylones hinein gezogen und somit zur oberen Kanalwand hin abgelenkt.
- Durch den Kerosin/H<sub>2</sub>-Strahl wird der Brennstoff besser über den Strömungsquerschnitt verteilt.

Beide Effekte lassen sich wiederum auf zwei Ursachen zurückführen:

- Durch die Zerstäubung wird das Kerosin direkt nach dem Verlassen des Pylones in alle Raumrichtungen verteilt.
- Zur Beibehaltung des Massendurchsatzes mit demselben Pylon ist im Falle des Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemisches ein höherer Einblasdruck  $p_{einblas}$  – d.h. ein höheres Impulsverhältnis  $q_{Strahl}/q_{Luft}$  – notwendig. Die Eindringtiefe wird dadurch erhöht; vgl. auch /You (87)/.

Um genauere Einblicke in die Struktur des Brennstoffstrahles zu erhalten, wird das Verfahren der Mie-Streuung eingesetzt. Damit wird der Brennstoffstrahl orts- und zeitaufgelöst visualisiert. In Abb. 4-41 sind zeitaufgelöste Längs- und

Querschnitte des Kerosin/H<sub>2</sub>-Strahles entlang der ersten 150 mm Mischungsweg gezeigt.



**Abb. 4-41:** Struktur des Kerosin/H<sub>2</sub>-Strahles im Mach 2,15-Luftstrom: zweidimensionale Verteilungen des Mie-Streusignales längs bzw. quer des Kanals, Einzelpulsmessungen  $t_{\text{Puls}} = 7 \text{ ns}$  ( $M_{\text{Luft}} = 2,15$ ,  $p_{\text{Luft}} = 0,7 \text{ bar}$ ,  $T_{0,\text{Luft}} = 560 \text{ K}$ ,  $T_{\text{Luft}} = 300 \text{ K}$ ,  $\dot{m}_{\text{Luft}} = 0,33 \text{ kg/s}$ ,  $\dot{m}_{\text{Kerosin}/\text{H}_2} = 3,2 \text{ g/s}$ ,  $\gamma = 0,1 \%$ ,  $p_{\text{einblas}} = 10,0 \text{ bar}$ )

Der Überschallluftstrom wurde auf  $T_{0,\text{Luft}} = 560 \text{ K}$  vorgewärmt, um sicherzustellen, daß die Anströmtemperatur oberhalb des Gefrierpunktes des Kerosins ( $T_{\text{Gefrierpunkt}} = 222 \text{ K}$ ) liegt. In der Brennkammereintrittsebene liegt eine statische Temperatur  $T_{\text{Luft}} = 300 \text{ K}$  vor. Das Durchlaufen der Verdichtungsstöße bewirkt eine Temperaturerhöhung. Eine Abschätzung der Temperaturerhöhung (ähnlich der in Abschnitt 4.2.4) ergibt, daß die Siedelinie des Kerosins ( $T_{\text{siede}} = 440\text{-}539 \text{ K}$ , vgl. Tab. 1-1) nur knapp erreicht wird.

Die Mie-Messungen zeigen:

- Die Strahltrajektorie dringt nicht nennenswert in die Strömung ein. Sie bleibt auf der Höhe der Einblasöffnung. Ein Pylon muß also bis ins Zentrum des Querschnittsbereiches hineinragen, über welchen der Brennstoff verteilt werden soll. D.h. für den vorliegenden Brennkammerquerschnitt müßte der Pylon bis in die Kanalmitte reichen.

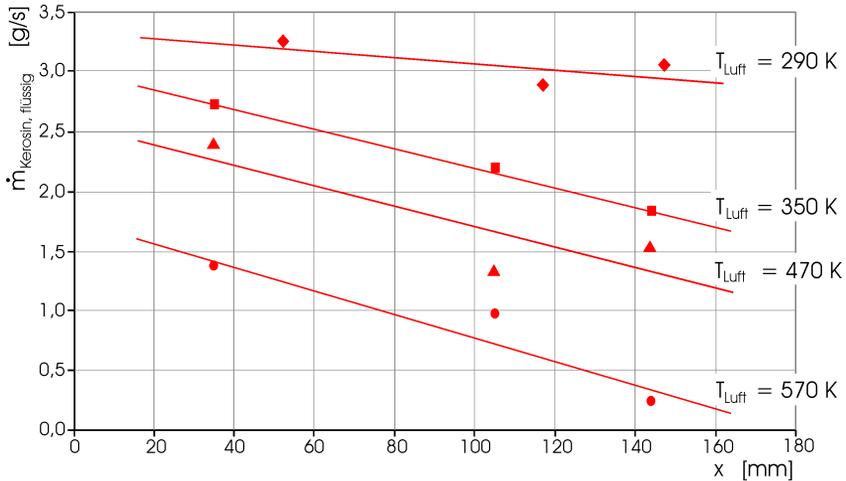
- Mit dem benutzten Pylon wird der Brennstoff nur auf einen Teil des Kanalquerschnittes verteilt. Der Brennstoffstrahl breitet sich ca. 8 mm um die Strahltrajektorie aus. Die obere Strahlgrenze liegt in unmittelbarer Wandnähe. Die Strahlunterseite grenzt sich klar vom Luftstrom ab.
- Der Brennstoffstrahl weist großskalige Turbulenzwirbel und zusammenhängende Strukturen auf. Diese existieren selbst noch am Ende des beobachteten Mischungsweges. Das charakteristische Längenmaß der Wirbelstrukturen beträgt ca. 5 mm.
- Ein Großteil des Kerosines liegt in Form feiner Tröpfchen bzw. eines Nebels vor. Die räumliche Auflösung der Detektionsoptik liegt im  $\mu\text{m}$ -Bereich. Die einzelnen Kerosintröpfchen lassen sich damit jedoch nicht auflösen. Dies weist darauf hin, daß die Tropfendurchmesser  $d_{\text{Tropfen}}$  ebenfalls im  $\mu\text{m}$ -Bereich liegen.
- Für die vorliegende Anströmtemperatur läßt sich keine signifikante Brennstoffverdampfung erkennen.

Wird die Anströmtemperatur  $T_{\text{Luft}}$  erhöht, beginnen die Kerosintropfen zu verdampfen. Um die Verdampfungsrate abzuschätzen, wird die Verteilung des Mie-Streusignales quer zur Strömungsrichtung gemessen. Unter der Annahme, daß die Signalintensität der Mie-Streuung proportional der Anzahl und Größe der Kerosintropfen ist (vgl. Abschnitt 3.3), läßt sich die Menge des in der Meßebeene noch in der Flüssigphase vorliegenden Kerosins bestimmen. Dies ist möglich, da im Meßvolumen die Mie-Streuung der dominierende Streuprozess ist und die um Größenordnungen schwächere Rayleigh-Streuung vernachlässigt werden kann. Es werden 10 Einzelmessungen aufsummiert und der Mittelwert berechnet, um so die statistisch gemittelte Konzentration flüssigen Kerosins in der jeweiligen Meßebeene zu erhalten. Diese Mittelung geschieht auf Grund folgender Überlegung.

Die großvolumigen Fluidballen besitzen eine relativ kleine Oberfläche für die Verdampfung und brauchen daher länger, bis sie verdampft sind. Ihre Lebensdauer im heißen Luftstrom ist im Vergleich zu den Tröpfchen groß. Die Wahrscheinlichkeit, daß während des Meßintervalls ( $t_{\text{Puls}} = 7 \text{ ns}$ ) ein solcher Fluidballen durch die Meßebeene ( $\delta_{\text{Lichtschmitt}} \approx 0,1 \text{ mm}$ ) tritt, nimmt entlang des Mischungsweges und mit steigender Anströmtemperatur ab. Daher ist eine statistische Mittelung notwendig.

Abb. 4-42 zeigt die Meßergebnisse. Die Mengen des Kerosins, das in der Meßebeene  $x$  noch in der Flüssigphase vorliegt, sind für verschieden Anströmtempe-

turen  $T_{Luft}$  aufgetragen. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß die angegebenen Werte für  $T_{Luft}$  die statische Temperatur in der Brennkammereintrittsebene repräsentieren und keine Temperaturerhöhung durch das Stoßsystem enthalten.



**Abb. 4-42:** Massenstrom von Kerosin in Flüssigphase  $\dot{m}_{Kerosin, flüssig}$  durch Meßebene in Abhängigkeit von  $T_{Luft}$  ( $M_{Luft} = 2,15$ ,  $p_{Luft} = 0,7$  bar,  $\dot{m}_{Luft} = 0,33$  kg/s,  $\dot{m}_{Kerosin/H_2} = 3,2$  g/s,  $\gamma = 0,1$  %,  $p_{einblas} = 10,0$  bar,  $A_{Austritt}/A_{Eintritt} = 1,13$ )

Bei  $T_{Luft} = 290$  K verdunstet schon ein geringfügiger Teil des Kerosins, was darauf hindeutet, daß die Temperaturerhöhung durch Verdichtungsstöße ausreicht, um die Siedelinie vom Kerosin ( $T_{siede} = 440-539$  K) zu tangieren. Mit steigender Anströmtemperatur nimmt die Verdampfungsrate stark zu. Eine Anströmtemperatur von  $T_{Luft} = 470$  K führt zu einer Verdampfung von ca. 50 % des eingebrachten Kerosins innerhalb der ersten 150 mm Mischungsweg. Bei  $T_{Luft} = 570$  K ist fast der gesamte Brennstoff verdampft.

Es zeigt sich, daß der Verdampfungsprozeß innerhalb ca.  $10^{-4}$  s abgeschlossen ist. D.h. die Zeitskala der Brennstoffverdampfung  $\tau_{Verdampfung}$  ist ca. eine Größenordnung kleiner als die Aufenthaltszeit des Brennstoffes in der Brennkammer ( $\tau_{Aufenthalt} \approx 10^{-3}$  s). Damit ist eine Grundvoraussetzung zur Verbrennung des Kerosins innerhalb der gegebenen Brennkammerlänge erfüllt.

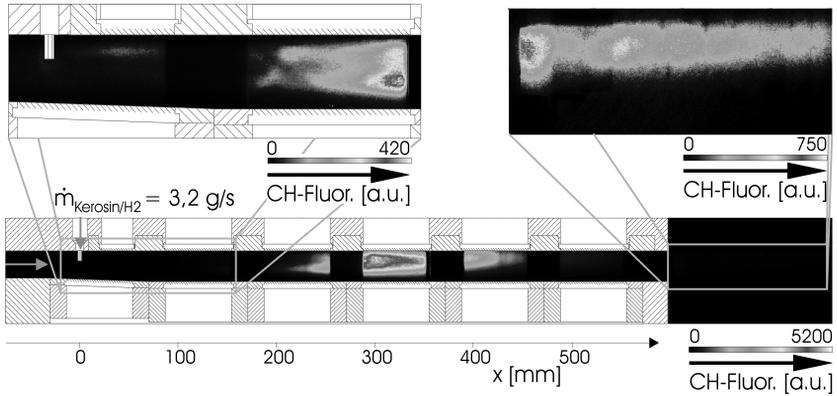
#### 4.3.4 Bestimmung der Brennkammer-Zündgrenzen

Um das Kerosin/ $H_2$ -Gemisch in der Überschallbrennkammer (Aufweitungsverhältnis  $A_{Austritt}/A_{Eintritt} = 1,13$ ) zur Reaktion zu bringen, muß die Totaltemperatur des Überschallluftstromes auf  $T_{0, Luft} \approx 1690$  K erhöht werden. Dies entspricht einer statischen Temperatur in der Brennkammereintrittsebene von  $T_{Luft} \approx 1000$  K. Auch ist von einer weiteren Temperaturerhöhung durch Verdichtungsstöße auszugehen, so daß das Brennstoff/Luft-Gemisch einer entsprechend höheren Temperatur ausgesetzt ist.

Zur Sichtbarmachung der Reaktionszone wurde die CH-Fluoreszenz aufgezeichnet; vgl. Abschnitt 3.4. Das gesamte Spektrum aller Emissionen der Kerosin-Überschallreaktion ist in Abb. 3-4 gezeigt. Die Flammenemission setzt sich hauptsächlich aus der Bandenstrahlung der Fluoreszenz verschiedener Moleküle (OH, CH,  $C_2$ ) zusammen. Die Abwesenheit einer breitbandigen Kontinuumsstrahlung zeigt, daß kein thermisches Leuchten von Kohlenstoffpartikeln auftritt, wie es für reine Diffusionsflammen typisch ist. Im Reaktionsablauf werden demnach keine nennenswerten Rußkonzentrationen gebildet, was wiederum auf eine gute Durchmischung hinweist. Die Kohlenwasserstoffe werden also eher im Vormisch-Regime umgesetzt.

Die räumliche Verteilung der CH-Fluoreszenz entlang der Brennkammer ist in Abb. 4-43 gezeigt. Die Reaktionszone liegt zentral in der Strömung. Sie beginnt ca. 250 mm stromab der Brennstoffeinblasung und endet ca. 150 mm vor der Brennkammeraustrittsebene. Dies läßt auf einen relativ hohen Ausbrand schließen.

Der linke obere Bildausschnitt zeigt die Emissionen im Nahbereich der Brennstoffeinblasung und der ersten 200 mm des Strömungsweges. Wie bei den in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Wasserstoff-Überschallflammen zeigen sich auch hier lokal begrenzte Reaktionen schwacher Intensität direkt nach der Einblasung des Brennstoffes. Im Bereich des zweiten Brennkammersegmentes steigt die Intensität der Reaktion schon merklich an. Die aufgenommene räumliche Verteilung der Flammenemission in diesem Bereich läßt auch hier auf Einflüsse von Verdichtungsstößen schließen. Das Hauptreaktionsgebiet beginnt weitere 100 mm stromab.



*Abb. 4-43: Überschallverbrennung des Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemisches: Reaktionszonenverteilung, CH-Fluoreszenz ( $M_{Luft} = 2,15$ ,  $T_{0,Luft} = 1690$  K,  $\dot{m}_{Luft} = 0,3$  kg/s,  $\dot{m}_{Kerosin/H_2} = 3,2$  g/s,  $\gamma = 0,1$  %,  $p_{einblas} = 10,0$  bar,  $A_{Austritt}/A_{Eintritt} = 1,13$ ), **Zur Beachtung:** Die Skalierung der Grauskale in den Bildausschnitten wurde auf den jeweiligen Maximalwert des Meßsignales angepaßt!*

Der rechte obere Ausschnitt zeigt Fluoreszenzemissionen des die Brennkammer verlassenden Heißgasstromes. Obwohl die Hauptreaktionszone ungefähr in der Brennkammermitte liegt, sind noch im Freistrah geringe Fluoreszenzintensitäten meßbar. Es ist bekannt, daß sich im zeitlichen Ablauf einer Kettenreaktion ein chemisches Gleichgewicht einstellt, in welchem bei ausreichend hohen Temperaturen signifikante Konzentrationen freier Radikale vorhanden sind /Alg (70)/. Diese unterliegen der thermischen Anregung (vgl. Abschnitt 3.4) und können daher weiterhin fluoreszieren. Allein aus der Detektion dieser Radikalen-Fluoreszenz – also dem Nachweis freier Radikale – läßt sich daher nicht auf eine noch unvollendete Reaktion schließen. Die exothermen Reaktionen – und damit die Abgabe der chemisch gebundenen Energie an die Strömung – kann durchaus schon abgeschlossen sein. Der genaue Stand des Reaktionsablaufes (Ausbrandgrad) läßt sich anhand der CH-Fluoreszenzmessungen jedoch nicht erfassen.

Wie bei der Wasserstoff-Überschallverbrennung ist die Mindesttemperatur des Luftstromes für die Zündung des Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemisches ebenfalls von der Brennkammeraufweitung  $A_{Austritt}/A_{Eintritt}$  abhängig. Die im Experiment gefundenen Brennkammer-Zündtemperaturen  $T_{Luft\_min}$  sind in Abb. 4-44 dargestellt.

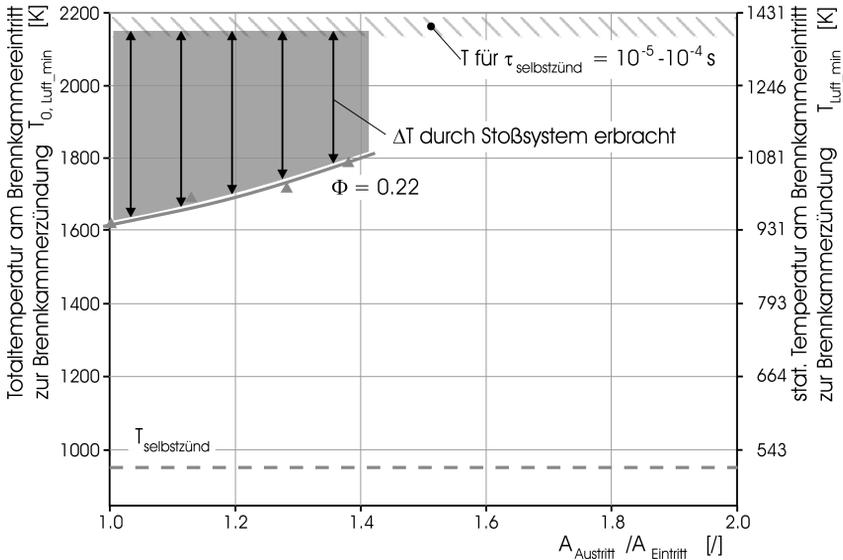


Abb. 4-44: Einfluß der Brennkammeraufweitung  $A_{\text{Austritt}}/A_{\text{Eintritt}}$  auf die Brennkammer-Zündtemperatur  $T_{\text{Luft\_min}}$  (Kerosin/ $\text{H}_2$ -Gemisch,  $\gamma = 0,1\%$ ,  $M_{\text{Luft}} = 2,15$ ,  $\dot{m}_{\text{Luft}} = 0,3 \text{ kg/s}$ )

Erwartungsgemäß ist auch im Fall der Kerosinverbrennung bei stärkerer Brennkammeraufweitung eine höhere Anströmtemperatur notwendig, um den Brennstoff zu zünden.

Ein Vergleich mit den Brennkammer-Zündtemperaturen für Wasserstoff (siehe Abb. 4-31) zeigt jedoch, daß für die Kerosinverbrennung ein wesentlich höheres Temperaturniveau notwendig ist. Dieses liegt weit über der Selbstzündtemperatur für Kerosin; siehe Abb. 4-44 bzw. Tab. 1-1. Es ist also nicht das Erreichen der Selbstzündtemperatur  $T_{\text{selbstzünd}}$  ausschlaggebend für das Einsetzen der Reaktion, sondern ein hinreichend kurzer Zündverzug  $\tau_{\text{selbstzünd}}$ .

Die Zündverzugszeiten  $\tau_{\text{selbstzünd}}$  unterliegen einer starken Temperaturabhängigkeit. Diese sind für stöchiometrische  $\text{H}_2$ - bzw. Kerosin/Luft-Systeme in Abb. 4-45 aufgetragen. Die Daten sind /Alg (70)/ bzw. /Spa (80)/ entnommen.

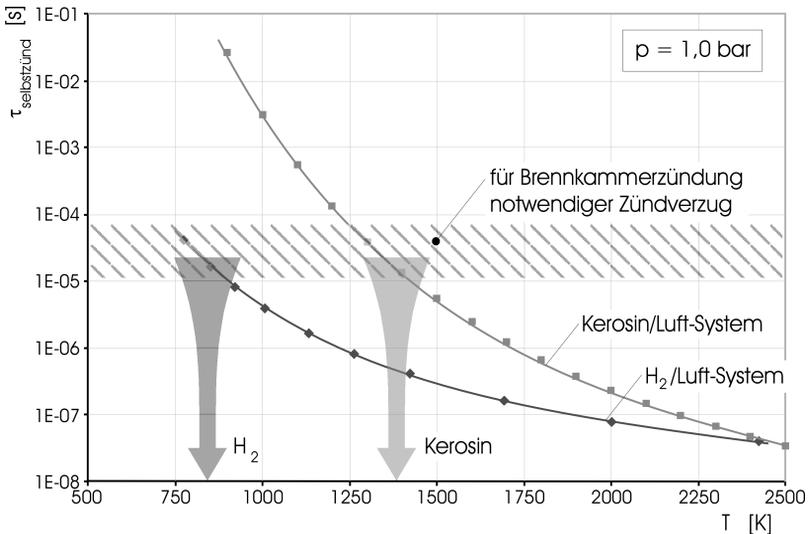


Abb. 4-45: Zündverzug  $\tau_{\text{selbstzueund}}$  für stöchiometrische H<sub>2</sub>- bzw. Kerosin/Luft-Gemische (Kerosin Jet A-1) sowie die notwendigen Mindesttemperaturniveaus für die Brennkammerzündung (Daten aus /Alg (70)/ bzw. /Spa (80)/)

Auf Grund der hohen Strömungsgeschwindigkeit ist die Aufenthaltszeit des Brennstoff/Luft-Gemisches innerhalb der Brennkammer extrem kurz. Für die in der Versuchsanlage vorliegenden Parameter (vgl. Tab. 2-1) liegt diese im Bereich  $\tau_{\text{Aufenthalt}} = 10^{-4} - 10^{-3}$  s. Es sei angenommen, daß die Zündverzugszeit um mindestens eine Größenordnung kürzer sein muß, um noch genügend Zeit für den Ausbrand zu lassen; also  $\tau_{\text{selbstzueund}} = 10^{-5} - 10^{-4}$  s. Daraus ergeben sich folgende Schlußfolgerungen:

- Wasserstoff: Bei  $T \approx T_{\text{selbstzueund,H2}}$  ist  $\tau_{\text{selbstzueund}}$  hinreichend kurz.
- Kerosin: Es ist ein Temperaturniveau  $T \approx 1400$  K notwendig, um  $\tau_{\text{selbstzueund}}$  hinreichend zu verkürzen.

Die Temperaturdifferenz zwischen  $T_{\text{Luft\_min}}$  und  $T \approx 1400$  K wird auch hier durch die Wirkung der Verdichtungsstöße erbracht. Dies ist in Abb. 4-44 skizziert.

### 4.3.5 Gasdynamische Stabilisierung der Reaktion

Für die reagierende Überschallströmung in einer Brennkammer gegebener Länge existieren also je nach Brennstoff unterschiedliche Zündkriterien:

- Bei H<sub>2</sub> ist hauptsächlich die Selbstzündtemperatur  $T_{\text{selbstzueund}}$  relevant für die Brennkammerzündung.

- Bei flüssigen Kohlenwasserstoffen ist es die Zündverzugszeit  $\tau_{\text{selbstzünd}}$  bzw. das Zeitskalenverhältnis  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$ .

Dies äußert sich auch im Zündverhalten der Überschallbrennkammer; also im Reaktionsablauf bei Anströmtemperaturen, welche kritisch für die Brennstoffselbstzündung sind. Dies zeigte sich bei einer Versuchsreihe, bei der – ähnlich wie in Abschnitt 4.2.5 beschrieben – die Anströmtemperatur  $T_{\text{Luft}}$  kontinuierlich erhöht wurde:

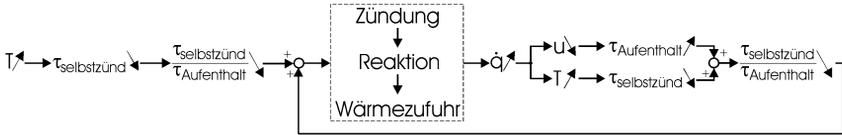
- In Abschnitt 4.2.5 wurde bereits beschrieben, daß die Selbstzündung von  $\text{H}_2$  allmählich einsetzt und sich die Reaktion kontinuierlich voll ausbildet.
- Die Zündung bzw. Reaktion des Kerosin/ $\text{H}_2$ -Gemisches hingegen setzt abrupt ein. Es existiert eine diskrete Temperaturgrenze, ab der eine voll ausgebildete Reaktion stattfindet. Direkt bei diesem Grenzwert zeigt die Brennkammer ein intermittierendes Brennverhalten. Zünden und Verlöschen der Brennkammer wechseln sich mehrere Male pro Sekunde ab. Für eine stabile Verbrennung bedarf es einer weiteren geringen Erhöhung der Anströmtemperatur.

Der Unterschied im Zündverhalten weist darauf hin, daß der im Kerosin enthaltene Wasserstoff auf Grund seines geringen Massenanteiles offenbar nur eine untergeordnete Rolle im Reaktionsablauf spielt.

Der diskrete Grenzwert bei der Zündung des Kerosin/ $\text{H}_2$ -Gemisches läßt sich wie folgt erklären. Durch die Erhöhung der Anströmtemperatur wird  $\tau_{\text{selbstzünd}}$  reduziert. Vernachlässigt man die  $T$ -Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit  $u$  bei konstantem Luftmassenstrom  $\dot{m}_{\text{Luft}}$  und Druck  $p$

$$u = \frac{\dot{m}_{\text{Luft}}}{\rho \cdot A} = \frac{\dot{m}_{\text{Luft}} \cdot R \cdot T}{p \cdot A} \quad (4-15)$$

ergibt sich eine Reduzierung des Zeitskalenverhältnisses  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$  bis schließlich die Brennstoffselbstzündung innerhalb der Brennkammer einsetzt. Durch die Reaktion wird der Strömung Wärme zugeführt. Die hat zwei Auswirkungen. Die Temperatur  $T$  erhöht sich bzw.  $\tau_{\text{selbstzünd}}$  verringert sich. Gleichzeitig wird die Strömungsgeschwindigkeit  $u$  verringert, d.h.  $\tau_{\text{Aufenthalt}}$  entsprechend verlängert. Das Verhältnis  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$  wird also kleiner. Dies überlagert sich der Reduzierung von  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$  durch die Erhöhung der Anströmtemperatur; Zündung und Reaktion werden intensiviert, usw., bis sich ein Gleichgewichtszustand eingestellt hat. Dieser Rückkopplungsmechanismus ist schematisch in Abb. 4-46 dargestellt.

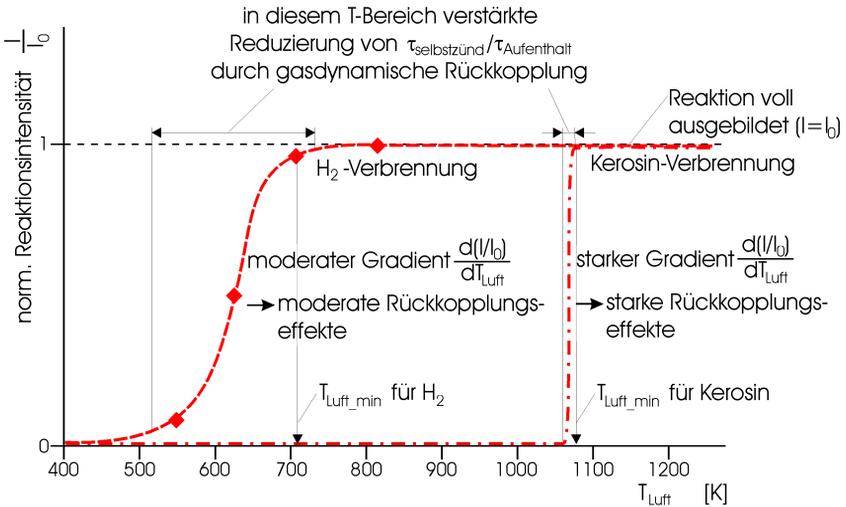


**Abb. 4-46:** Gasdynamische Rückkopplung bei der Selbstzündung des Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemisches in der Überschallbrennkammer

Je stärker die Temperaturabhängigkeit des Zündverzuges  $\tau_{\text{selbstzünd}}$ , desto signifikanter wirkt sich die gasdynamische Rückkopplung bei der Brennkammerzündung aus. Da auch der Zündverzug des H<sub>2</sub>/Luft-Systemes von der Temperatur abhängt (siehe Abb. 4-45), läßt sich die gasdynamische Rückkopplung auch bei der Zündung H<sub>2</sub>-betriebener Brennkammern vermuten. In der Tat wurde in Abschnitt 4.2.5 darauf hingewiesen, daß auch beim H<sub>2</sub>-Betrieb ein gewisser Schwellwert der Anströmtemperatur existiert, ab der sich die Reaktion voll ausbildet.

Ermittelt man nun die Reaktionsintensität  $I$  – z.B. an Hand der gemessenen Radikalenfluoreszenz bzw. des gemessenen Druckniveaus – und trägt diese als Funktion der Anströmtemperatur  $T_{\text{Luft}}$  auf, erhält man einen visuellen Eindruck von der Bedeutung der Temperaturabhängigkeit des Zündverzuges  $\tau_{\text{selbstzünd}}$  bzw. des Verhältnisses  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$  für die Brennkammerzündung.

Abb. 4-47 zeigt die Verläufe der normierten Reaktionsintensität  $I/I_0$  sowohl für die Kerosin- als auch für die H<sub>2</sub>-Verbrennung, wobei  $I_0$  für die Intensität der voll ausgebildeten Reaktion steht. Die Wasserstoffdaten sind Versuchen mit  $\Phi = 0,22$  und  $A_{\text{Austritt}}/A_{\text{Eintritt}} = 1,64$  entnommen; für die Kerosindaten gilt  $\Phi = 0,22$  und  $A_{\text{Austritt}}/A_{\text{Eintritt}} = 1,4$ . Zur Orientierung sind die Brennkammerzündtemperaturen eingetragen.



**Abb. 4-47:** Bedeutung der gasdynamischen Rückkopplung für die Brennkammerzündung: Reaktionsintensität in Abhängigkeit von der Anströmtemperatur

Abb. 4-47 führt zu folgenden Überlegungen:

- Je „plötzlicher“ die Reaktion einsetzt, d.h. je stärker der Gradient  $d(I/I_0)/dT_{Luft}$ , desto signifikanter ist die Rolle der Rückkopplung bei der Brennkammerzündung. So ist die Rückkopplung bei der Kerosinverbrennung deutlich stärker ausgeprägt als bei der  $H_2$ -Verbrennung. Dies ist auch auf Grund der stärkeren Temperaturabhängigkeit von  $\tau_{selbstzünd}$  bei Kerosin/Luft-Systemen (vgl. Abb. 4-45) zu erwarten.
- Bei der  $H_2$ -Verbrennung ist der Gradient  $d(I/I_0)/dT_{Luft}$  wesentlich moderater ausgeprägt; die Brennkammerzündung setzt dementsprechend langsamer ein.
- Ohne eine gasdynamische Rückkopplung würde sich die Reaktionsintensität mit steigendem Temperaturniveau  $T_{Luft}$  nur ganz allmählich erhöhen.

Die Stärke des Rückkopplungseffektes findet also seinen Ausdruck in der „Plötzlichkeit“ der Brennkammerzündung beim Überfahren der für die Zündung relevanten Temperaturschwelle.

Hat sich die Reaktion ausgebildet, liegt das Zeitskalenverhältnis  $\tau_{selbstzünd}/\tau_{Aufenthalt}$  auf der stabilen Seite. Verbrennungsversuche zeigten, daß nun die Anströmtemperatur unter den kritischen Grenzwert  $T_{Luft\_min}$  gesenkt werden kann (auf Grund der nun längeren Aufenthaltszeit  $\tau_{Aufenthalt}$  kann die Zündver-

zugszeit  $\tau_{\text{selbstzünd}}$  länger werden), bis bei einer Anströmtemperatur  $T_{\text{verlösch}}$  das Verhältnis  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$  wieder auf die instabile Seite umschlägt.

Für Anströmtemperaturen  $T_{\text{verlösch}} < T < T_{\text{min}}$  läßt sich dieser Hysterese-Effekt auch für die Zündung der Brennkammer benutzen. Durch das Einbringen einer kurzzeitigen Störung in die Brennkammer – Wandeinblasung von Stickstoff ca. in der Mitte der Brennkammer – wird die Strömungsgeschwindigkeit  $u$  für die Dauer der Störung gesenkt (Massenzufuhr entspricht Querschnittsverengung sowie  $u$ -Reduzierung durch die erzeugten Stöße) und somit das Zeitskalenverhältnis  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$  auf die stabile Seite gebracht. Die Reaktion setzt ein; die damit verbundene Wärmefreisetzung bewirkt eine Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit und hält  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$  auf der stabilen Seite. Die Überschallreaktion verankert sich in der Brennkammer und bleibt auch nach dem Entfernen der Störung erhalten. Dieser Hysterese-Effekt wird auch als gasdynamische Stabilisierung der Überschallverbrennung bezeichnet.

Dieses Phänomen wurde auch in /Avr (90)/, /Avr (92)/, /Rom (93)/, /Sab 1 (98)/ und /Sem (98)/ beobachtet und zur Zündung der Brennkammer benutzt.

#### 4.3.6 Auswirkung der zusätzlichen Zerstäubung

Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß bei der Einblasung als Zweiphasengemisch der Brennstoffstrahl tiefer in die Queranströmung eindringt und damit der Brennstoff besser über den Strömungsquerschnitt verteilt wird; vgl. Abb. 4-40. Versuche zur Gemischbildung und Verdampfung reinen Kerosins und entsprechende Messungen mit dem Mie-Verfahren ergaben jedoch, daß dieser Effekt auf den Nahbereich der Einblasung beschränkt ist:

- Es zeigen sich keine Unterschiede hinsichtlich der Stahlstruktur und Brennstoffausbreitung innerhalb des beobachteten Mischungsweges.
- Es läßt sich keine Erhöhung der Verdampfungsrate feststellen.

Dies führt zu der Schlußfolgerung, daß im untersuchten Fall der Brennstoffeinblasung senkrecht zur Anströmung die abscherende Wirkung des Luftstromes und der turbulente Transport die Vermischung des Brennstoffes mit der Luft dominiert und die zusätzliche Strahlzerstäubung nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die erhöhte Eindringtiefe und bessere Brennstoffverteilung in Pylonnähe werden weiter stromab durch den turbulenten Massentransport offensichtlich ausgeglichen.

Erwartungsgemäß zeigten Verbrennungsversuche mit reinem Kerosin, daß die zusätzliche Zerstäubung auch keinen Einfluß auf das Zünd- und Brennverhalten

hat. Diese Beobachtung steht im Gegensatz zu den in /Avr (90)/, /Rom (93)/ und /Sem (98)/ berichteten Arbeiten, wo die Brennstoffzerstäubung als Voraussetzung für die Überschallverbrennung von Kerosin angesehen wird.

Es liegt jedoch die Vermutung nahe, daß die Bedeutung der zusätzlichen Strahlerstäubung für die Überschallverbrennung stark von der Art der Brennstoffeinblasung bzw. dem Einblaswinkel abhängt. Es ist bekannt, daß die Eindringtiefe flüssiger Einblasstrahlen in Überschallanströmungen vom Einblaswinkel  $\alpha$  abhängt (siehe z.B. /You (87)/) und daß mit größer werdendem Einblaswinkel die zur Selbstzündung notwendige Anströmtemperatur  $T_{Luft,min}$  abnimmt /Bie 1 (71)/. Dies hat Auswirkungen auf das Zündverhalten. So gelang es z.B. in /Rom (93)/ nicht, parallel eingebrachtes Kerosin ohne Zündhilfe zur Reaktion zu bringen. Die Zündung von senkrecht eingebrachtem Kerosin verlief dem hingegen erfolgreich. In /Sab 1 (98)/ wird gezeigt, daß Mischeffizienz und Ausbrand bei einem Einblaswinkel  $\alpha = 45^\circ$  besser sind als bei paralleler Einblasung. Dies weist darauf hin, daß bei paralleler Einblasung ( $\alpha = 45^\circ$ ) die Strahlerstäubung auf Grund der Abscherung durch die Anströmung entsprechend schwach ausgeprägt ist und hier die zusätzliche Strahlerstäubung entsprechend signifikant ist.

### 4.3.7 Einsatzgrenzen Kerosin-betriebener Brennkammern

Ähnlich wie in Abschnitt 4.2.11 für die Überschallverbrennung von Wasserstoff dargelegt, sollen auch für den Einsatz von Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemischen als Brennstoff die im Experiment gefundenen Brennkammer-Zündgrenzen  $T_{Luft,min}$  zu den im realen Flug auftretenden Zustandsbedingungen im Brennkammereintritt  $T_3$  bzw.  $T_{0,3}$  in Beziehung gesetzt werden und so die Einsatzgrenzen Kerosin-betriebener Überschallbrennkammern bestimmt werden. Abb. 4-48 zeigt die entsprechenden Daten.

Die experimentellen Arbeiten entsprachen mit einer Mach-Zahl im Brennkammereintritt  $M = 2,15$  praktisch einem Flugzustand mit  $M_0 \approx 5$ . Die Brennkammer-Zündtemperaturen lagen für die untersuchten Brennkammeraufweitungen bei  $T_{Luft,min} = 1000-1080$  K. Durch das Verdichtungsstoßsystem wurde die Temperatur derart erhöht, daß der Zündverzug  $\tau_{selbstzünd}$  hinreichend verkürzt wurde, so daß die Brennkammerzündung einsetzte. Ein Vergleich mit den im realen Fall vorliegenden Brennkammereintrittszuständen macht jedoch deutlich, daß dies im tatsächlichen Flug nicht möglich wäre – liegt doch das zur Zündung notwendige Temperaturniveau  $T_{Luft,min}$  selbst über der durch Verzögerung auf  $M = 0$  möglichen Temperatur  $T_{0,3}$ . D.h. das vorgeschlagene Brennkammerkonzept mit der Flammenstabilisierung basierend auf reiner Selbstzündung ist für Kerosin

bei der den Versuchsbedingungen entsprechenden Fluggeschwindigkeiten nicht einsetzbar.

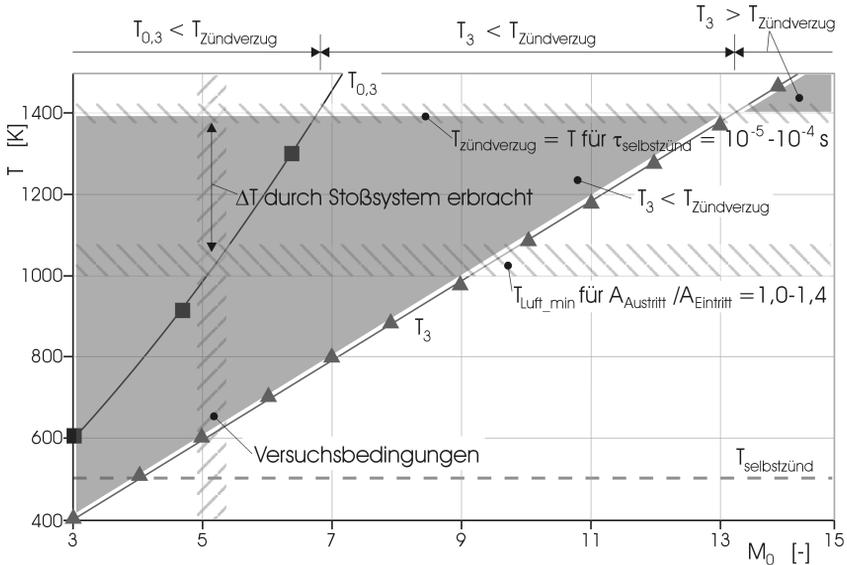


Abb. 4-48: Einsatzgrenzen Kerosin-betriebener Scramjetbrennkammern

Grundsätzlich zeigen sich auch im Fall von Kerosin drei grundsätzliche, charakteristische Bereiche:

- $M_0 < 6,8$ : Selbst bei einer Verzögerung des Luftstromes auf  $M = 0$  läßt sich nicht ein Temperaturniveau bereitstellen, bei dem der Zündverzug einer Brennkammerzündung genügen würde ( $T_{0,3} < T_{Zündverzug}$ ). Die Reaktionszone kann nicht allein durch Brennstoffselbstzündung stabilisiert werden. Zusätzlich Maßnahmen zur Verkürzung des Zündverzuges müssen ergriffen werden, wie z.B. Rezirkulationsgebiete oder Pilotflammen.
- $6,8 < M_0 < 13,3$ : Die Totaltemperatur am Brennkammereintritt  $T_{0,3}$  ist größer als  $T_{Zündverzug}$ , nicht jedoch die vorliegende statische Temperatur  $T_3$ . Es ist eine Temperaturerhöhung durch Verdichtungsstöße notwendig, um  $T_{Zündverzug}$  zu erreichen. Damit ist jedoch u.U. eine inakzeptable Machzahlreduzierung verbunden.
- $M_0 > 13,3$ : Oberhalb dieser Fluggeschwindigkeit liegt die statische Temperatur  $T_3$  oberhalb  $T_{Zündverzug}$ . Die vorgeschlagene Methode zur Flammenstabilisierung ist uneingeschränkt einsetzbar.

Im einführenden Abschnitt 1.5.3 wurde darauf hingewiesen, daß mit derzeitigen Hochtemperaturmaterialien und Kühlverfahren ein Kerosineinsatz auf Flugeschwindigkeiten  $M_0 < 8$  beschränkt ist. Hier wären jedoch für ein Erreichen von  $T_{\text{Zündverzug}}$  kräftige Verdichtungsstöße – und damit auch starke Totaldruckverluste – unabdingbar. Daher erscheint eine Flammenstabilisierung basierend auf reiner Selbstzündung ungeeignet für eine technische Anwendung. Maßnahmen zur Reduzierung des erforderlichen Temperaturniveaus (Rezirkulationsgebiete, Pilotierung) sind notwendig. Darüber hinaus bietet es sich an, das Temperaturniveaus  $T_{\text{Zündverzug}}$  zu reduzieren, indem man den Zündverzug  $\tau_{\text{Zündverzug}}$  anderweitig verkürzt. Dies kann durch Vorwärmung des Brennstoffes (Erhöhung der Tropfentemperatur) und/oder durch Einbringung von Brennstoffdampf in die Umgebungsluft der verdampfenden Tropfen (d.h. Voreinblasung von Brennstoff in den Luftstrom, z.B. im Triebwerkseinlauf oder am Vorkörper des Flugsystemes) geschehen /Cha (91)/, /Cha (98)/.

#### 4.3.8 Schlußfolgerungen

Aus den durchgeführten Arbeiten können folgende Schlußfolgerungen hinsichtlich der Überschallverbrennung von Kerosin bzw. Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemischen gezogen werden:

- Mit dem vorgeschlagenen Konzept zur Brennstoffeinbringung und zur Stabilisierung der Reaktionszone gelingt die Überschallverbrennung von Kerosin.
- Durch die Beimischung eines geringfügigen Gasanteiles wird ein Spray erzeugt. Die Tropfendurchmesser liegen im  $\mu\text{m}$ -Bereich. Bei Brennstoffeinblasung senkrecht zur Anströmung überlagern sich dieser Zerstäubung jedoch Mechanismen der Abscherung durch den Überschallluftstrom und des turbulenten Stoffaustausches, so daß keine signifikante Verbesserung der Gemischbildung bzw. der Brennstoffverdampfung festgestellt werden kann.
- Die Zeitskala der Brennstoffverdampfung liegt in der Größenordnung  $\tau_{\text{Verdampfung}} = 10^{-4} - 10^{-3}$  s.
- Im Gegensatz zur Überschallverbrennung von Wasserstoff ist bei Kerosin bzw. Kerosin/H<sub>2</sub>-Gemischen nicht die Selbstzündtemperatur  $T_{\text{Zündverzug}}$  für das Einsetzen der Reaktion relevant, sondern vielmehr der Zündverzug  $\tau_{\text{selbstzünd}}$ . Es ist ein vergleichsweise hohes Temperaturniveau notwendig, um  $\tau_{\text{selbstzünd}}$  ausreichend zu verkürzen.
- Durch die Relevanz des Zündverzuges bzw. des Zeitskalenverhältnisses  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$  ergibt sich ein Kerosin-spezifisches Zündverhalten der

Überschallbrennkammer. Sobald die Freisetzung von Verbrennungswärme einsetzt, wird das Verhältnisses  $\tau_{\text{selbstzünd}}/\tau_{\text{Aufenthalt}}$  reduziert, wodurch sich die Reaktion in der Brennkammer intensiviert. Es findet so eine gasdynamische Stabilisierung der Überschallreaktion statt.

- Das vorgeschlagene und untersuchte Konzept zur Flammenstabilisierung durch reine Selbstzündung ist nicht für einen realen Einsatz geeignet, da im möglichen Bereich der Fluggeschwindigkeiten das Temperaturniveau am Brennkammereintritt für eine Brennstoffselbstzündung nicht ausreicht.

#### 4.3.9 Vergleich mit der Literatur

Eine allgemeine Übersicht über die Problematik der Überschallverbrennung flüssiger Kohlenwasserstoffe ist in /Wal (87)/ gegeben. Zur Überschallverbrennung von Kerosin selbst finden sich in der Literatur vergleichsweise wenige Arbeiten. In Tab. 4-9 sind die wichtigsten Arbeiten aufgelistet.

In einer Reihe von Arbeiten wird der flüssige Brennstoff ebenfalls durch Zusatz geringer Gasanteile zerstäubt /Avr (92)/, /Rom (93)/, /Sab 1 (98)/, /Sem (98)/. Dabei werden sowohl Wasserstoff als auch Luft beigemischt. Die Flammenstabilisierung erfolgt in fast allen aufgeführten Arbeiten durch reine Selbstzündung, wobei zur Zündung der Brennkammer zum Teil der in Abschnitt 4.3.5 beschriebene Mechanismus der gasdynamischen Stabilisierung genutzt wurde, d.h. eine kurzzeitige Drosselung der Überschallströmung durch Einblasung von Luft- oder Stickstoffstrahlen herbeigeführt wurde. In /Pay (75)/ wird über eine Brennkammerzündung ohne diese Zündhilfe berichtet; allerdings liegt hier ein sehr hohes Temperaturniveau vor. In /Sch (79)/ wird ebenfalls keine zusätzliche Zündhilfe benutzt; hier jedoch wird der flüssige Brennstoff von der Wand aus eingebracht und die Reaktionszone befindet sich in Wandnähe, wo auf Grund der Verzögerung der Strömungsgeschwindigkeit eine höhere Temperatur als in der Kernströmung vorliegt.

*Tab. 4-9: Übersicht über Arbeiten zur Überschallve*

| Einblas-<br>methode | Ref.         | $M_3$<br>[-] | $T_{0,3}$<br>[K] | $T_3$<br>[K] | Gas-<br>zusatz        | Stabilisierung<br>durch      | Zündhilf                 |
|---------------------|--------------|--------------|------------------|--------------|-----------------------|------------------------------|--------------------------|
| Zentralkörper       | /Pay (75)/   | 3,0          | 5800             | 2470         | nein                  | Selbstzündung                | keine                    |
| Pylon               | /Sem (98)/   | 2,5          | 1180-1720        | 610-890      | Luft                  | Selbstzündung                | Drosselu                 |
| Pylon               | /Avr (92)/   | 2,5          | 1700             | 880          | H <sub>2</sub>        | Selbstzündung                | Drosselu                 |
| Pylon               | /Rom (93)/   | 2,5          | 1380             | 710          | Luft                  | Selbstzündung                | Drosselu                 |
| Pylon               | /Sab 1 (98)/ | 2,5          | 1650-1800        | 850-930      | Luft / H <sub>2</sub> | Selbstzündung                | Drosselu                 |
| Zentralkörper       | /Vin (92)/   | 2,0          | 1500             | 940          | nein                  | H <sub>2</sub> -Pilot.&Stufe | keine                    |
| Wand                | /Sch (79)/   | 1,65         | 1250             | 880          | nein                  | Selbstzündung                | keine                    |
| Wand                | /Owe (97)/   | 1,8          | 1000             | 670          | nein                  | H <sub>2</sub> -Pilot.&Stufe | keine                    |
| Wand                | /Owe (98)/   | 1,8          | 1000             | 670          | nein                  | H <sub>2</sub> -Pilot.&Stufe | keine                    |
| Zentralkörper       | /Bou (98)/   |              |                  |              |                       |                              | H <sub>2</sub> -Pilotier |

Auch in /Vin (92)/, /Owe (97)/ und /Owe (98)/ ist keine Zündhilfe nötig, da hier die Flammenstabilisierung selbst durch eine H<sub>2</sub>-Pilotflamme verbunden mit Wandrücksprüngen bzw. Cavities gewährleistet wird. Insbesondere in /Owe (97)/ und /Owe (98)/ sind die Arbeiten darauf ausgerichtet, die Überschallverbrennung von Kerosin auch bei moderaten – und damit realistischen – Brennkammereintrittstemperaturen zu ermöglichen. In /Owe (98)/ erfolgt zusätzlich noch eine Piloteinblasung von Kerosin stromauf der Stabilisierungszone. Der Erfolg zeigt sich im Vergleich der Temperaturen  $T_3$  mit den in den eigenen Arbeiten ermittelten Werten. Die Auswirkungen der wandnahen Reaktionszonen auf den Wärmeübergang und damit die erforderliche Kühlleistung bleibt freilich noch zu untersuchen.



## 5 ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit thermo- und fluiddynamischen Phänomenen reagierender Überschallströmungen. Das Hauptanwendungsgebiet dieser Art von Strömungen findet sich in Brennkammern supersonisch durchströmter Staustrahlantriebe. Eine optimale Verbrennungsführung in einer Staustrahlbrennkammer ist erreicht, wenn die gesamte chemische Energie des Brennstoffes innerhalb eines möglichst kurzen Strömungsweges an den Überschallluftstrom abgegeben wird. Darüber hinaus muß der gesamte Luftstrom in die Reaktion einbezogen werden, um auch stöchiometrische Verbrennungen zu ermöglichen. Schließlich muß im Interesse eines vertretbaren Aufwandes zur Kühlung die thermische Belastung der Brennkammerwände möglichst gering gehalten werden. Es sind also kompakte, zentral in der Strömung liegende Reaktionszonen gefordert.

Ziel der hier vorgestellten Arbeit war die Entwicklung und Untersuchung eines dazu geeigneten Brennraumkonzeptes. Dabei standen die Brennstoffeinblasung und die Stabilisierung der Flamme in der Überschallströmung im Mittelpunkt des Interesses. Zur Brennstoffeinblasung wurden Pylone benutzt, über welche der Brennstoff direkt in die Zentralströmung eingebracht wurde. Die Verankerung der Flamme in der Strömung erfolgte durch die kontinuierliche Selbstzündung des Brennstoffes.

Dieses Konzept der Brennraumgestaltung wurde sowohl mit Wasserstoff als auch mit Kerosin realisiert. Dem Kerosin wurde ein geringer Gasanteil ( $H_2$ ) beigemischt und so eine Zweiphasen-Blasenströmung erzeugt, wodurch eine zusätzliche Strahlzerstäubung erreicht wurde.

Die experimentellen Untersuchungen wurden in einem Überschallwindkanal durchgeführt, wobei die Enthalpie des Mach 2,15-Überschallluftstromes durch Vorverbrennung von Wasserstoff erhöht wurde. Der Verbrennungsprozeß fand in einer Brennkammer mit veränderbarer Kanalgeometrie statt. Damit kann der Strömungsquerschnitt den jeweiligen Randbedingungen, insbesondere der eingebrachten Brennstoffmenge angepaßt werden, um ein thermisches Blockieren der Strömung zu verhindern.

Die Brennkammer ist für berührungslose, optische Messungen zugänglich. Zum Einsatz kamen das Schlieren- und das Schattenverfahren (zur Visualisierung der Verdichtungsstöße), das Verfahren der Rayleigh-Streuung (zur Untersuchung der Einmischung gasförmigen Brennstoffes), das Verfahren der Mie-Streuung (zur Untersuchung von Mischung und Verdampfung des Kerosines) sowie das

Verfahren der Eigenfluoreszenz (zur Bestimmung der Reaktionszonenverteilung und der Reaktionsintensität). Darüber hinaus wurde der axiale Verlauf des statischen Wanddruckes gemessen, um einen Eindruck von der Freisetzung von Verbrennungswärme zu erhalten.

An Hand von Rayleigh-Messungen wurde der Einfluß ausgewählter Pylonparameter auf die Mischeffizienz untersucht. Mittels Fluoreszenz- und Druckverlaufsmessungen wurde das dazugehörige Brennverhalten bestimmt. Die Ergebnisse dieser Testreihen mündeten in den Entwurf eines optimierten Pylones.

Durch Schlierenaufnahmen und Fluoreszenzmessungen wurden die Stoßstruktur bzw. die Reaktionszonenverteilung in der Brennkammer bestimmt und so detaillierte Kenntnisse über die Wechselwirkungen zwischen Gasdynamik und Reaktionskinetik gewonnen. So beeinflussen die in der Strömung vorhandenen Verdichtungsstöße in erheblichem Maße die chemischen Reaktionen (sowohl über die Modifikation der Lokaltemperatur und damit der Reaktionsraten, als auch über die Turbulenzerzeugung und die Wechselwirkungen zwischen Turbulenz und Reaktion); die mit den exothermen Reaktionen einhergehende Freisetzung von Verbrennungswärme wiederum verändert u.U. die gesamte Stoßstruktur in der Brennkammer. Diese komplexen Wechselwirkungen haben substantielle Auswirkungen sowohl auf den Zündprozeß als auch auf den Ablauf der darauf folgenden chemischen Reaktionen in der Überschallströmung. Z.B. kommt es in der Zündzone zu Vorreaktionen und Auslöschungen dieser. Ist die eingebrachte Brennstoffmenge und damit die Wärmezufuhr in die Strömung groß genug, bildet sich ein Pseudo-Stoßzug, welcher sich u.U. bis in die Zündzone hinein erstreckt und so die Zustandsbedingungen vor der Zündung verändert. Dadurch daß sich der Gegendruck auf die Strömungsstruktur auswirkt, ist ein Mechanismus gegeben, durch den Informationen über Zustandsänderungen am Brennkammeraustritt auch entgegen der Strömungsrichtung übertragen werden, so daß sich die reagierende Überschallströmung den veränderten Randbedingungen anpaßt.

Durch den Einsatz der beiden verschiedenen Brennstoffe Wasserstoff und Kerosin wurde das brennstoffspezifische Zünd- und Reaktionsverhalten untersucht. Insbesondere zeigte sich beim Kerosin eine starke gasdynamische Rückkopplung. Auf Grund der hohen Strömungstemperatur ist das Verhältnis vom Zündverzögerung zur Aufenthaltszeit des Brennstoffes innerhalb der Brennkammer von besonderer Bedeutung für die Reaktion. Durch die ausgeprägte Temperaturabhängigkeit des Zündverzögerung von flüssigen Kohlenwasserstoffen wird dieses Zeitskalenverhältnis besonders stark durch die Freisetzung von Verbrennungs-

---

wärme beeinflusst. Kurz unterhalb der Brennkammer-Zündtemperatur – also der Lufttemperatur, ab der eine Reaktion in der Brennkammer stattfindet – genügt schon eine geringe Menge an Verbrennungswärme, um das Verhältnis von Zündverzug zu Aufenthaltszeit derart zu verschieben, daß die Reaktion in vollem Umfang einsetzen kann. Bei Wasserstoff hingegen ist dieser Zusammenhang moderater ausgeprägt; die Reaktion setzt beim Überfahren der Brennkammer-Zündtemperatur vergleichsweise langsam ein.

Schließlich wurden die Brennkammer-Zündgrenzen in Abhängigkeit von der Brennkammeraufweitung und dem Äquivalenzverhältnis bestimmt, mit den im realen Einsatz vorliegenden Zustandsbedingungen am Brennkammereintritt verglichen und so das mögliche Einsatzpotential des vorgeschlagenen Brennraumkonzeptes für beide Brennstoffarten diskutiert.



---

**6 LITERATUR**

- /Abb (91)/ **Abbitt III, J.D., Hartfield, R.J., McDaniel, J.C.:**  
*Mole-Fraction Imaging of Transverse Injection in a Ducted Supersonic Flow*, AIAA Journal, Vol. 29, No. 3, pp. 431-435, 1991.
- /Abb (93)/ **Abbitt, J.D., Segal, C., McDaniel, J.C., Krauss, R.H., Whitehurst, R.B.:**  
*Experimental Supersonic Hydrogen Combustion Employing Staged Injection Behind a Rearward-Facing Step*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 9, No. 3, pp. 472-478, 1993.
- /Abd (89)/ **Abdel-Gayed, R.G., Bradley, D.:**  
*Combustion Regimes and the Straining of the Turbulent Premixed Flames*, Combustion and Flame, Vol. 76, pp. 213-218, 1989.
- /Alg (70)/ **Algermissen, J., Nötzold, D.:**  
*Der zeitliche Ablauf der Verbrennung von Wasserstoff im Überschall-Luftstrom*, Forschung im Ingenieurwesen, VDI Düsseldorf, Bd. 36, Nr. 6, pp. 169-200, 1970.
- /Alo (74)/ **Alonso, M., Finn, E.J.:**  
*Quantenphysik*, Addison-Wesley Publishing Company, Bonn 1974.
- /And (87)/ **Anderson, G.Y., Bencze, D.P., Sanders, B.W.:**  
*Ground Tests confirm the Promise of Hypersonic Propulsion*, Aerospace America, September 1987, pp. 38-42, 1987.
- /And (89)/ **Anderson, J.D.:**  
*Introduction to Flight*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1989.
- /And (90)/ **Anderson, J.D.:**  
*Modern Compressible Flow – With Historical Perspective*, McGraw-Hill Publishing Company, New York, 1990.
- /Arc (96)/ **Archer, R.D., Saarlal, M.:**  
*An Introduction to Aerospace Propulsion*, Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey, 1996.
- /Ard (98)/ **Ardey, N.:**  
*Struktur und Beschleunigung turbulenter Wasserstoff-Luft-Flammen in Räumen mit Hindernissen*, Dissertation, Technische Universität München, 1998.

- /Avr (90)/ **Avrashkov, V., Baranovsky, S., Levin, V.:**  
*Gasdynamic Features of Supersonic Kerosene Combustion in a Model Combustion Chamber*, AIAA-Paper 90-5268, 1990.
- /Avr (92)/ **Avrashkov, V., Baranovsky, S., Levin, V.:**  
*Organisation of Supersonic Combustion in a Model Combustion Chamber*, Bulletin of Moscow Aviation Institute, Vol. 6, No. 2, pp. 30-37, 1992.
- /Bar (89)/ **Barber, T.J., Cox Jr., G.B.:**  
*Hypersonic Vehicle Propulsion: A Computational Fluid Dynamics Application Case Study*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 5, No. 4, pp. 492-501, 1989.
- /Bar 1 (90)/ **Baranovsky, S.I., Levin, V.M.:**  
*Gas Dynamics of Flow Structure in a Channel under Thermal and Mechanical Throttling*, in: Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, Proc. of the 1<sup>st</sup>. International Symposium, July 8-12, 1990, Beijing, China, pp. 763-767, Publishers: World Publishing Corporation, Beijing, China, 1990.
- /Bar 2 (90)/ **Baranovsky, S.I., Kononov, I.V.:**  
*The Physics of Combustion and Explosion*, Vol. 26, No. 4, p. 66, USSR Academy, 1990.
- /Bar 3 (90)/ **Baranovsky, S.I., Kononov, I.V., Tichonov, A.G.:**  
*On Principles of Mixing in a Supersonic Combustion Chamber with Multijet Injection of Fuel*, Izv. Vusov. Aviatsionnaya Tekhnika, No. 3, pp. 71-73, Russia, 1990, in US: übersetztes Journal "Soviet Aeronautics" published by Allerton Press, 1990.
- /Bar (92)/ **Baranovsky, S.I., Davidenko, D.M., Kononov, I.V., Levin, V.M.:**  
*Experimental Study of the Hydrogen Supersonic Combustion*, Proc. of the 9<sup>th</sup>. World Hydrogen Energy Conf., June 22-25, Paris, 1992.
- /Bar (97)/ **Barber, M.J., Schetz, J.A., Roe, L.A.:**  
*Normal, Sonic Helium Injection Through Wedge-Shaped Orifice into Supersonic Flow*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 13, No. 2, pp. 257-263, 1997.

- 
- /Bea (94)/ **Beauvais, R.:**  
*Brennverhalten vorgemischter, turbulenter Wasserstoff-Luft-Flammen in einem Explosionsrohr*, Dissertation, Technische Universität München, 1994.
- /Bem (90)/ **Bement, D.A., Stevens, J.R., Thompson, M.W.:**  
*Measured Operating Characteristics of a Rectangular Combustor/Inlet Isolator*, AIAA-Paper 90-2221, 1990.
- /Bil (90)/ **Billig, F.S.:**  
*Design and Development of Single-Stage-to-Orbit Vehicles*, Johns Hopkins APL Technical Digest, Vol. 11, Nr. 3 und 4, pp. 336-352, 1990.
- /Bie 1 (71)/ **Bier, K., Kappler, G., Wilhelmi, H.:**  
*Influence of the Injection Conditions on the Ignition of Methane and Hydrogen in a Hot Mach 2 Air Stream*, AIAA Journal, Vol. 9, No. 9, pp. 1865-1866, 1971.
- /Bie 2 (71)/ **Bier, K., Kappler, G., Wilhelmi, H.:**  
*Zündung und Verbrennungsablauf beim Einblasen von Wasserstoff und Methan in heiße Überschall-Luftstrahlen*, Chemie-Ing.-Techn., Vol. 43, No. 9, 1971.
- /Bil (93)/ **Billig, F.S.:**  
*Research on Supersonic Combustion*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 9, No. 4, pp. 499-514, 1993.
- /Bog (83)/ **Bogdanoff, D.W.:**  
*Compressibility Effects in Turbulent Shear Layers*, AIAA Journal, Vol. 21, No. 6, pp. 926-927, 1983.
- /Bor (84)/ **Borghi, R.:**  
*On the Structure of Turbulent Premixed Flames*, Recent Advances in Aeronautical Science, Pergamon Press, 1984.
- /Bou (98)/ **Bouchez, M., Montazel, X., Dufour, E.:**  
*Hydrocarbon Fueled Scramjets for Hypersonic Vehicles*, AIAA-Paper 98-1589, 1998.
- /Bre (91)/ **Brewer, G.D.:**  
*Hydrogen Aircraft Technology*, CRC Press, Boca Raton, 1991.
- /Bur (73)/ **Burrows, M.C., Kurkov, A.P.:**  
*Analytical and Experimental Study of Supersonic Combustion of Hydrogen in a Vitiated Airstream*, NASA TMX-2828, September, 1973.

- /Cha (91)/ **Char, J.M., Fan, M.Y.:**  
*The Parametric Study of Ignition Process of a Fuel Droplet*, The 36<sup>th</sup> ASME International Gas Turbine Conference, Orlando, FL, June, 1991.
- /Cha (98)/ **Char, J.M., Chiu, C.L., Yin, C.Y.:**  
*Ignition Behaviours of Fuel Droplets in a Hot Convective Flow-field*, International Journal of Turbo and Jet Engines, Vol. 15, No. 2, pp. 129-139, 1998.
- /Chi (86)/ **Chinzei, N. et al.:**  
*Spreading of Two-Stream Supersonic Turbulent Mixing Layers*, Phys. Fluids, Vol. 29, No. 5, pp. 1345-1347, 1986.
- /Chi (96)/ **Chinitz, W.:**  
*On the Use of Shock-Induced Combustion in Hypersonic Engines*, AIAA-Paper 96-4536, 1996.
- /Cur (91)/ **Curran, E.T.:**  
*High-Speed Flight Propulsion Systems, Introduction*, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 137, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Washington D.C., 1991.
- /Des (98)/ **Dessornes, O., Jourden, C.:**  
*Mixing Enhancement Techniques in a Scramjet*, AIAA-Paper 98-1517, 1998.
- /Die (62)/ **Dieke, G.H., Crosswhite, H.M.:**  
*The Ultraviolet Bands of OH*, Journ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 2, pp. 97-199, 1962.
- /Din (97)/ **Dinkelmann, M.:**  
*Reduzierung der thermischen Belastung eines Hyperschallflugzeuges durch optimale Bahnsteuerung*, Dissertation, Herbert Utz Verlag, München, 1997.
- /Don (94)/ **Donohue, J.M., McDaniel Jr., J. C., Haj-Hariri, H.:**  
*Experimental and Numerical Study of Swept Ramp Injection into a Supersonic Flowfield*, AIAA Journal, Vol. 32, No. 9, pp. 1860-1867, 1994.
- /Eck (88)/ **Eckbreth, A.C.:**  
*Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*, Abacus Press, Tunbridge Wells, Kent & Cambridge, Mass., 1988.

- 
- /Ell (90)/ **Elliot, G.S., Samimy, M.:**  
*Compressibility Effects on Free Shear Layers*, Phys. Fluids A, Vol. 2, No. 7, pp. 1231-1240, 1990.
- /Erd (97)/ **Erdos, J.I.:**  
*Scramjet Testing in Shock-Heated Tunnels*, 21<sup>st</sup> International Symposium on Shock Waves, Great Keppel Island, Australia, 1997.
- /Fad (89)/ **Fadini, A., Schnepel, F.-M.:**  
*Vibrational Spectroscopy, Methods and Applications*, Ellis Horwood Limited, Chichester, 1989.
- /Fer (60)/ **Ferri, A.:**  
*Possible Directions of Future Research in Air-Breathing Engines*, Proc. AGARD Combustion and Propulsion Colloquium, Pergamon Press Ltd., pp. 3-15, 1960.
- /Fer (64)/ **Ferri, A.:**  
*Review of Problems in Application of Supersonic Combustion*, J. Royal Aero. Soc., 68, 645, pp. 575-597, 1964.
- /Fer (66)/ **Ferri, A.:**  
*Review of Scramjet Propulsion Technology*, AIAA-Paper 66-826, 1966.
- /Fri (93)/ **Friedrich, R.:**  
*Grundlagen Kompressibler Turbulenz*, Scriptum zur Vorlesung, München 1993.
- /Ful (92)/ **Fuller, E.J., Mays, R.B., Thomas, R.H., Schetz, J.A.:**  
*Mixing Studies of Helium in Air at High Supersonic Speeds*, AIAA Journal, Vol. 30, No. 9, pp. 2234-2243, 1992.
- /Gab 1 (94)/ **Gabler, W., Haibel, M., Mayinger, F.:**  
*Dynamic Structure and Mixing Processes in Sub- and Supersonic Hydrogen/Air Flames in Combustion Chambers with Cascades of Rearwards Facing Steps*, Proc. of the 19th ICAS Congress, Anaheim, California, USA, 1994.
- /Gab 2 (94)/ **Gabler, W., Haibel, M., Mayinger, F.:**  
*Mixing Process in Reacting and Non-reacting Supersonic Flows*, Proc. of the 5th European Turbulence Conf., Siena, Italy, 1994.

- /Gab (96)/ **Gabler, W.:**  
*Gemischbildung, Flammenstabilisierung und Verbrennung in einer gestuften Überschallbrennkammer*, Dissertation, Herbert Utz Verlag, München, 1996.
- /Gay (74)/ **Gaydon, A.G.:**  
*The Spectroscopy of Flames*, Chapman & Hall, London, 1974.
- /Ger (94)/ **Gerlinger, P., Brüggemann, D., Algermissen, J.:**  
*Numerical Simulation of Supersonic Mixing and Combustion*, Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, pp. 21-27, 1994.
- /Ger (95)/ **Gerlinger, P., Brellochs, F., Algermissen, J., Brüggemann, D.:**  
*Mixing and Combustion Phenomena in Supersonic Flows Studied by CFD and Laser Diagnostics*, Z. Flugwiss. Weltraumforsch., Vol. 19, pp. 246-252, 1995.
- /Gla (96)/ **Glawe, D.D., Samimy, M.; Nejad, A.S., Chen, T.H.:**  
*Effects of Nozzle Geometry on Parallel Injection into a Supersonic Flow*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 12, No. 6, 1996.
- /Goe (91)/ **Goebel, S.G., Dutton, J.C.:**  
*Experimental Study of Compressible Turbulent Mixing Layers*, AIAA Journal, Vol. 29, No. 4, pp. 538-546, 1991.
- /Gou (91)/ **Gousbet, G., Gréhan, G., Maheu, B.:**  
*Generalised Lorenz-Mie Theory and Applications to Optical Sizing*, in Chigier, N.: Combustion Measurements, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, 1991.
- /Gra (95)/ **Grasso, F., Magi, V.:**  
*Simulation of Transverse Gas Injection in Turbulent Supersonic Air Flows*, AIAA Journal, Vol. 33, No. 1, pp. 56-62, 1995.
- /Gra (98)/ **Grallert, H., Herrmann, O.:**  
*Generic Derivation of a Promising Air-Breathing TSTO Space Transport System – From Sänger to FESTIP*, AIAA-Paper 98-1552.
- /Gue (91)/ **Guerra, R., Waidmann, W., Laible, C.:**  
*An Experimental Investigation of the Combustion of a Hydrogen Jet Injected Parallel in a Supersonic Air Stream*, AIAA-Paper 91-5102, 1991.

- 
- /Gui (95)/ **Guichard, L., Vervisch, L., Domingo, P.:**  
*Two Dimensional Weak Shock-Vortex Interaction in a Mixing Zone*, AIAA Journal, Vol. 33, No. 10, pp. 1797-1802, 1995.
- /Gut (89)/ **Gutmark, E., Schadow, K.C., Wilson, K.J.:**  
*Noncircular Jet Dynamics in Supersonic Combustion*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 5, No. 5, pp. 529-533, 1989.
- /Gut (90)/ **Gutmark, E., Schadow, K.C., Bicker, C.J.:**  
AIAA Journal, Vol. 28, No. 7, pp. 1163-1170, 1990.
- /Gut (91)/ **Gutmark, E., Schadow, K.C., Wilson, K.J.:**  
Effect of Convective Mach Number on Mixing of Coaxial Circular and Rectangular Jets, Phys. Fluids A, Vol. 3, No. 1, pp. 29-36, 1991.
- /Gut (93)/ **Gutmark, E., Yu, K.H., Schadow, K.C.:**  
*The Effect of Nozzle-Lip Wake on the Structure, Stability, and Pressure Fluctuations of Coaxial Supersonic Jets*, AIAA-Paper 93-4363, 1993.
- /Hai 1 (93)/ **Haibel, M., Mayinger, F.:**  
*Fundamental Combustion Technology*, Space Course, Technische Universität München, 1993.
- /Hai 2 (93)/ **Haibel, M., Mayinger, F., Strube, G.:**  
*Application of Non-intrusive Diagnostic Methods to Sub- and Supersonic H<sub>2</sub>-Air-Flames*, Proc. of the 3<sup>rd</sup>. Int. Symposium on Special Topics in Chemical Propulsion, Scheveningen, NL, pp. 109-112, 1993.
- /Hai 1 (94)/ **Haibel, M.:**  
*Gemischbildung und Struktur schneller Wasserstoff-Luft-Flammen im Nahbereich turbulenter Rezirkulationsgebiete*, Dissertation, Technische Universität München, 1994.
- /Hai 2 (94)/ **Haibel, M., Mayinger, F.:**  
*Experimental Investigation of the Mixing Process and the Flame Stabilization in Sub- and Supersonic Hydrogen/Air-Flames*, Proc. Of the 10<sup>th</sup>. Int. Heat Transfer Conference, Vol. 3, Brighton, UK, 1994.

- /Han (93)/ **Hannappel, R.:**  
*Direkte numerische Simulation der Wechselwirkung eines Verdichtungsstoßes mit isotroper Turbulenz*, Dissertation, Technische Universität München, 1993.
- /Har (96)/ **Hartfield Jr., R.J., Bayley, D.J.:**  
*Experimental Investigation of Angled Injection in a Compressible Flow*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 12, No. 2, pp. 442-445, 1996.
- /Hau (91)/ **Hauf, W., Grigull, U., Mayinger, F.:**  
*Optische Meßverfahren der Wärme- und Stoffübertragung*, Springer-Verlag, Berlin, 1991.
- /Her (66)/ **Herzberg, G.:**  
*Molecular Spectra and Molecular Structure: I. Spectra of Diatomic Molecules*, Van Nostrand, Princeton – New York, 1966.
- /Hön (95)/ **Hönig, R.:**  
*Konzentrations- und Temperaturbestimmung in Brennkammern luftatmender Antriebe mit Hilfe laserspektroskopischer Meßverfahren*, Dissertation, Technische Universität München, 1995.
- /Hub (79)/ **Huber, P.W., Schetznyder Jr, C.J., McClinton, C.R.:**  
*Criteria für Self-Ignition of Supersonic Hydrogen-Air Mixtures*, NASA TM-1457, 1979.
- /Hul (81)/ **van de Hulst, H.C.:**  
*Light Scattering by Small Particles*, Dover, New York, 1981.
- /Hun (98)/ **Hunt, J.L., Rausch, V.L.:**  
*Airbreathing Hypersonic Systems Focus at NASA Langley Research Center*, AIAA-Paper 98-1641.
- /Jon (78)/ **Jones, R.A., Huber, P.W.:**  
*Toward Scramjet Aircraft*, Astronautics and Aeronautics, Vol. 16, No. 2, pp. 38-48, 1978.
- /Kam (72)/ **Kamotani, Y., Greber, I.:**  
*Experiments on a Turbulent Jet in Cross Flow*, AIAA Journal, Vol. 10, No. 11, pp. 1425-1429, 1972.
- /Kap (95)/ **Kappler, G., Vortmeyer, D.:**  
Arbeits- und Ergebnisbericht Juli 1992 - Mai 1995 des SFB 255, Teilprojekt B4; Technische Universität München, 1995.

- 
- /Kar (96)/ **Karagozian, A.R., Wang, K.C., Le, A.-T., Smith, O.I.:**  
*Transverse Gas Jet Injection Behind a Rearward-Facing Step*,  
Journal of Propulsion and Power, Vol. 12, No. 6, pp. 1129-1136,  
1996.
- /Kel (70)/ **Kelvin, M.V.:**  
*Optics*, John Wiley, New York, 1970.
- /Koc (92)/ **Koch, A.:**  
*Verbrennungsanalyse in turbulenten und laminaren Flammen mit  
schmalbandigen Excimerlasern*, Dissertation, Universität Göttingen,  
1992.
- /Kra (96)/ **Kraus, D.K., Cutler, A.D.:**  
*Mixing of Swirling Jets in a Supersonic Duct Flow*, Journal of  
Propulsion and Power, Vol. 12, No. 1, pp. 170-177, 1996.
- /Kuc (96)/ **Kuczera, H., Sacher, P.W., Dujarric, Ch.:**  
*FESTIP System Study – An Overview*, AIAA 7<sup>th</sup> International  
Space Plane and Hypersonic Systems and Technologies Confer-  
ence, November 18-22, Norfolk VA, 1996.
- /Kuo (86)/ **Kuo, K.K.:**  
*Principles of Combustion*, John Wiley & Sons, New York, 1986.
- /Lan (68)/ **Landolt-Börnstein:**  
*Zahlenwerte und Funktionen*, Springer-Verlag, Berlin, 1968.
- /Lef (88)/ **Lefebvre, A.H., Wang, X.F., Martin, C.A.:**  
*Spray Characteristics of Aerated-Liquid Pressure Atomizers*,  
Journal of Propulsion and Power, Vol. 4, No. 4, pp. 293-298,  
1988.
- /Lef (89)/ **Lefebvre, A.H.:**  
*Atomisation and Sprays*, Hemisphere Publishing Corporation,  
New York, 1989.
- /LeG (78)/ **LeGrives, E.:**  
*Mixing Process Induced by the Vorticity Associated with the  
Penetration of a Jet into a Crossflow*, Journal of Engineering for  
Power, Vol. 100, July, pp. 465-475, 1978.
- /Mai (98)/ **Maita, M., Kubota, H.:**  
*Japanese Spaceplane / RLV Programme*, Plenary Paper AIAA 8<sup>th</sup>  
International Space Plane and Hypersonic Systems and Tech-  
nologies Conference, April 27-30, Norfolk VA, 1998.

- /Mar (90)/ **Marble, F.E., Zukoski, E.E., Jacobs, J.W., Hendricks, G.J., Waitz, A.I.:**  
*Shock Enhancement and Control of Hypersonic Mixing and Combustion*, AIAA-Paper 90-19891, 1990.
- /Mar (94)/ **Marble, F.E.:**  
*Gasdynamic Enhancement of Nonpremixed Combustion*, Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, pp.1-12, 1994.
- /Mas (95)/ **Masuya, G., Komuro, T., Murakami, A., Shinozaki, N., Nakamura, A., Murayama, M., Ohwaki, K.:**  
*Ignition and Combustion Performance of Scramjet Combustors with Fuel Injection Struts*, AIAA Journal, Vol. 11, No. 2, pp. 301-307, 1995.
- /May (94)/ **Mayinger, F.:**  
*Optical Measurements, Techniques and Application*, Springer-Verlag, Berlin, 1994.
- /McD (88)/ **McDaniel, J.C., Graves, J. Jr.:**  
*Laser-Induced Fluorescence Visualization of Transverse Gaseous Injection in a Nonreacting Supersonic Combustor*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 4, No. 6, pp. 591-597, 1988.
- /McM (94)/ **McMillin, B.K., Seitzman, J.M., Hanson, R.K.:**  
*Comparison of NO and OH Planar Fluorescence Temperature Measurements in Scramjet Model Flowfields*, AIAA Journal, Vol. 32, No. 10, pp. 1945-1952, 1994.
- /Men (89)/ **Menon, S.:**  
*Shock-Waved-Induced Mixing Enhancement in Scramjet Combustors*, AIAA-Paper 89-0104, 1989.
- /Men (93)/ **Menees, G.P., Adelman, H.G., Cambier, J.-L., Bowles, J.V.:**  
*Wave Combustors for Trans-Atmospheric Vehicles*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 8, No. 3. pp. 709-713, 1993.
- /Mit (95)/ **Mitani, T.:**  
*Ignition Problems in Scramjet Testing*, Combustion and Flame, Vol. 101, pp. 347-359, 1995.
- /Mit (98)/ **Mitani, T., Takahashi, M., Tomioka, S., Hiraiwa, T., Tani, K.:**  
*Measurement of Scramjet Engine Performance by Gas Sampling*, AIAA-Paper 98-1590, 1998.

- 
- /Mor (86)/ **Morgan, R.G., Paull, A., Morris, N.A., Stalker, R.J.:**  
*Further Shock Tunnel Studies of Scramjet Phenomena*, NASA CR-179937, 1986.
- /Mün (72)/ **Münzberg, H.G.:**  
*Flugantriebe*, Springer-Verlag, Berlin, 1972.
- /Nar (97)/ **Narayanan, A.K., Damodaran, K.A.:**  
*Experimental Studies on Piloted Supersonic Combustion Using the Petal Nozzle*, AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 13, No. 1, pp. 142-149, 1997.
- /Nii (95)/ **Nioka, T., Terada, K., Kobayashi, H., Hasegawa, S.:**  
*Flame Stabilisation Characteristics of Strut Divided into Two Parts in Supersonic Airflow*, AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 11, No. 1, pp. 112-116, 1995.
- /Owe (97)/ **Owens, M., Segal, C., Auslender, A.H.:**  
*Effects of Mixing Schemes on Kerosene Combustion in a Supersonic Airstream*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 13, No. 4, pp. 525-531, 1997.
- /Owe (98)/ **Owens, M.G., Tehranian, S., Segal, C., Vinogradov, V.A.:**  
*Flame-Holding Configurations for Kerosene Combustion in a Mach 1.8 Airflow*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 14, No. 4, pp. 456-461, 1998.
- /Pap (88)/ **Papamouscho, D., Roshko, A.:**  
The Compressible Turbulent Shear Layer: An Experimental Study, Journal of Fluid Mechanics, 197, pp. 453-477, 1988.
- /Pay (75)/ **Payne, P.:**  
*Supersonic Combustion of Liquid Kerosene*, AFOSR - 2682 - 74, Ph.D. Thesis, Sheffield University, 1975.
- /Pes (95)/ **Peschke, W.O.T.:**  
*Approach to In Situ Analysis of Scramjet Combustor Behaviour*, AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 11, No. 5, pp. 943-949, 1995.
- /Raj (96)/ **Rajamanohar, D., Kurian, J.:**  
*Preliminary Studies on Dual-Mode Combustion Ramjet Using Petal Nozzle*, AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 12, No. 2, pp. 424-426, 1996.

- /Rao (76)/ **Rao, K.V.L., Lefebvre, A.H.:**  
*Ignition and Flame Quenching in Flowing Gaseous Mixtures*,  
Combustion and Flame, Vol. 27, pp. 1-20, 1976.
- /Ren (87)/ **Rendell, D.:**  
*Fluorescence and Phosphorescence*, Series Analytical Chemistry  
by Open Learning, Wiley, Chichester, 1987.
- /Ric (98)/ **Rick, H.:**  
Arbeits- und Ergebnisbericht, Sonderforschungsbereich 255  
„Transatmosphärische Flugsysteme“, Teilprojekt B1, Technische  
Universität München, 1998.
- /Riz (75)/ **Rizkalla, A., Lefebvre, A.H.:**  
*The Influence of Air and Liquid Properties on Air Blast Atomiza-  
tion*, ASME J. Fluids Eng., Vol. 97, No. 3, pp. 316-320, 1975.
- /Riz (83)/ **Rizk, N.K., Lefebvre, A.H.:**  
*Influence of Airblast Atomizer Design Features on Mean Drop  
Size*, AIAA Journal, Vol. 21, No. 8, pp. 1139-1142, 1983.
- /Rom (93)/ **Romankov, O.N., Starostin, F.I.:**  
*Design and Investigation of the Stand and Flying Scramjet Mod-  
els Conceptions and Results of Experiments*, AIAA-Paper 93-  
2447, 1993.
- /Sab 1 (98)/ **Sabelnikov, V.A., Korontsvit, Yu.Ph., Schadow, K., Ivanov,  
V.V., Volschenko, O.V., Zosimov, S.A.:**  
*Investigation of Supersonic Combustion enhancement using Bar-  
botage and Injectors with Noncircular Nozzles*, AIAA-Paper 98-  
1516, 1998.
- /Sab 2 (98)/ **Sabelnikov, V.A., Korontsvit, Yu.Ph., Ivanyushkin, A.K.,  
Ivanov, V.V.:**  
*Experimental Investigation of Combustion Stabilisation in Super-  
sonic Flows using Free Recirculating Zone*, AIAA-Paper 98-  
1515, 1998.
- /Sac (95) **Sachs, G., Dinkelmann, M.:**  
*Trajectory Optimisation for Reducing Coolant Fuel Losses of  
Aerospace Planes*, AIAA-Paper 95-3371, 1995.
- /Sam (88)/ **Samimy, M., Elliot, G.S.:**  
*Effects of Compressibility on the Structure of Free Shear Layers*,  
AIAA-Paper 88-3054, 1988.

- 
- /Sch (34)/ **Schardin, H.:**  
*Das Toeplersche Schlierenverfahren*, VDI-Forschungsheft 367, VDI-Verlag, Berlin, 1934.
- /Sch (42)/ **Schardin, H.:**  
*Schlierenverfahren und ihre Anwendungen*, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Vol. 20, pp. 303-439, 1942.
- /Sch (79)/ **Schetz, J.A.:**  
*Ignition of Liquid Fuel Jets in a Supersonic Air Stream*, AIAA-Paper 79-1238, 1979.
- /Sch (87)/ **Schetz, J.A., Billig, F.S.:**  
*Studies of Scramjet Flowfields*, AIAA-Paper 87-2161, 1987.
- /Scu (98)/ **Scuderi, L.F., Orton, G.F., Hunt, J.L.:**  
*Mach 10 Cruise / Space Access Vehicle Definition*, Plenary Paper AIAA-Paper 98-1584, 1998.
- /Sel (76)/ **Self, S.A.:**  
*Optical Methods for in situ Determination of Particle Size-Concentration-Velocity Distributions in Combustion Flows*, in Goulard, A.: *Combustion Measurements – Modern Techniques and Instrumentation*, pp. 364-370, Academic Press, New York, 1976.
- /Sem (98)/ **Semenov, V.L., Romankov, O.N., Van Wie, D.:**  
*The Investigation of Operation Domain of Strut Fuel Feed System for Model Scramjet Combustor*, AIAA-Paper 98-1514, 1998.
- /Sha (53)/ **Shapiro, A.T.:**  
*Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, Ronald, New York, 1953.
- /Spa (66)/ **Spaid, F.W., Zukoski, E.E.:**  
*Further Experiments Concerning Secondary Injection of Gases into a Supersonic Flow*, AIAA Journal, Vol. 4, No. 12, pp. 2216-2218, 1966.
- /Spa (80)/ **Spadaccini, L.J., TeVelde, J.A.:**  
*Autoignition Characteristics of Aircraft-Type Fuels*, NASA Contractor Report, NASA CR 159886, 1980.
- /Sri (96)/ **Srikrishnan, A.R., Kurian, J., Sriramulu, V.:**  
*An Experimental Investigation of Thermal Mixing and Combustion in Supersonic Flows*, *Combustion and Flame*, Vol. 107, pp. 464-474, 1996.

- /Sta (84)/ **Stalker, R.J., Morgan, R.G.:**  
*Supersonic Hydrogen Combustion with a Short Thrust Nozzle, Combustion and Flame*, Vol. 57, pp. 55-70, 1984.
- /Sto (89)/ **Stockbridge, R.D.:**  
*Experimental Investigation of Shock Wave/Boundary Layer Interactions in Annular Ducts*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 5, No. 3, pp. 346-352, 1989.
- /Str (93)/ **Strube, G.:**  
*Struktur und Brenngeschwindigkeit turbulenter, vorgemischter Wasserstoff-Flammen*, Dissertation, Technische Universität München, 1993.
- /Sub (73)/ **Subba Rao, H.N., Lefebvre, A.H.:**  
*Ignition of Kerosene Fuel Sprays in a Flowing Air Stream*, Combustion Science and Technology, Vol. 8, pp. 95-100, 1973.
- /Sul (93)/ **Sullins, G.A.:**  
*Demonstration of Mode Transition in a Scramjet Combustor*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 9, No. 4, pp. 515-520, 1993.
- /Sut (72)/ **Suttrop, F.:**  
*Katalytische Induktion der Verbrennung von Wasserstoff in Hyperschall-Staustrahlantrieben*, DGLR-Jahrbuch, 1972.
- /Sut (74)/ **Suttrop, F.:**  
*Untersuchungen über Zündhilfen für Überschall-Diffusionsflammen am Rande des Selbstzündungsbereiches*, Zeitschrift für Flugwissenschaften 19, Heft 4, 1974.
- /Swe (93)/ **Sweetman, B.:**  
*Aurora, The Pentagon's Secret Hypersonic Spyplane*, Motorbooks International Publishers & Wholesalers, Osceola, 1993.
- /Tak (98)/ **Takahashi, S., Sato, N., Tsue, M., Kono, M., Nakamura, M., Kondo, H., Ujiie, J.:**  
*Control of Flame-Holding in Supersonic Airflow by Secondary Air Injection*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 14, No. 1, pp. 18-23, 1998.
- /Til (92)/ **Tillmann, T.G., Paterson, R.W., Presz, W.M. Jr.:**  
Journal of Propulsion and Power, Vol. 7, No. 6, pp. 1006-1014, 1991.

- Tis (96)/ **Tishkoff, J.M., Drummond, J.P., Edward, T., Nejad, A.S.:**  
*Future Directions of Supersonic Combustion Research*, Air Force/NASA Workshop on Supersonic Combustion, 14.-16.05.1996.
- /Tou (72)/ **Touloukian, Y.S., Dewitt, D.P., Hernicz, R.S.:**  
*Thermophysical Properties of Matter*, The TPRC Data Series, IFI/Plenum, New-York-Washington, 1972.
- /Tru (83)/ **Truckenbrodt, E.:**  
*Lehrbuch der angewandten Fluidmechanik*, Springer-Verlag, Berlin, 1983.
- /Tur (96)/ **Turns, S.R.:**  
*An Introduction to Combustion, Concepts and Applications*, McGraw-Hill, Inc., New York, 1996.
- /VDI (84)/ *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 1984.
- /Vin (92)/ **Vinogradov, V., Kobigsky, S., Petrov, M.:**  
*Experimental Investigation of Liquid Carbonhydrogen Fuel Combustion in Channel at Supersonic Velocities*, AIAA-Paper 92-3429, 1992.
- /Wai (97)/ **Waitz, I.A., Qiu, Y.J., Manning, T.A., Fung, A.K.S., Elliot, J.K., Kerwin, J.M., Krasnodebski, J.K., O'Sullivan, M.N., Tew, D.E., Greitzer, D.E., Marble, F.E., Tan, C.S., Tillman, T.G.:**  
*Enhanced Mixing with Streamwise Vorticity*, Prog. Aerospace Sci., Vol. 33, No. 5/6, pp. 323-351, 1997.
- /Wag (87)/ **Wagner T.C.:**  
*Ignition and flameholding in supersonic flow by injection of dissociated hydrogen*, PhD Thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, 1987.
- /Wal (73)/ **Waltrup, P.J., Billig, F.S.:**  
*Structure of Shock Waves in Cylindrical Ducts*, AIAA Journal, Vol. 11, No. 10, pp. 1404-1408, 1973.
- /Wal (87)/ **Waltrup, P.J.:**  
*Liquid Fueled Supersonic Combustion Ramjets: A Research Perspective*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 3, No. 6, pp. 516-524, 1987.

- /Wes (84)/ **Westbrook, C. K., Dryer, F. L.:**  
*Chemical Kinetic Modeling of Hydrocarbon Combustion*, Prog. Energy Combust.Sci., Vol. 10, pp. 1-57, 1984.
- /Yan (93)/ **Yang, J., Kubota, T., Zukoski, E.E.:**  
*Application of Shock-Induced Mixing to Supersonic Combustion*, AIAA Journal, Vol. 31, No. 5, pp. 854-862, 1993.
- /Yok (95)/ **Yokota, K., Kaji, S.:**  
*Two and Three Dimension Study on Supersonic Flow and Mixing Fields with Hydrogen Injection*, AIAA-Paper 95-6024, 1995.
- /You (87)/ **Young, T.R., Oran, E.S., Kailasanath, K., Boris, J.P.:**  
*Mixing Enhancement in Supersonic Shear Layers*, AIAA-Paper 87-0373, 1987.
- /Yu (94)/ **Yu, K., Gutmark, E., Smith, R.A., Schadow, K.C.:**  
*Supersonic Jet Excitation using Cavity-Actuated Forcing*, AIAA-Paper 94-0185, 1994.
- /Zie (75)/ **Zierep, J.:**  
*Strömungen mit Energiezufuhr*, G. Braun, Karlsruhe, 1975.

## 7 ANHANG A

### A.1 KORREKTUR DES MESSWERTES VON $T_{0,LUFT}$

Die Totaltemperatur des vorgeheizten Luftstromes  $T_{0,Luft}$  wird mit einem Pt/PtRh-Mantelthermoelement in der Austrittsebene des Vorheizers gemessen. Da es sich hierbei um hohe Temperaturen bis  $T_0 = 1700$  K handelt, wird der Wärmeverlust am Thermoelement durch Strahlung ermittelt und die gemessenen Werte entsprechend korrigiert.

Die Bilanz der zu- und abgeführten Wärmeströme an der Spitze des Thermoelements ergibt sich zu

$$\dot{Q}_{\text{Wärmeübergang}} = \dot{Q}_{\text{Strahlung}} + \dot{Q}_{\text{Wärmeleitung}} \quad (\text{A.1-1})$$

mit

$$\dot{Q}_{\text{Wärmeübergang}} = \alpha \cdot A_{\text{Mantel}} \cdot (T_{\text{Luft}} - T_{\text{Mantel}}) \quad (\text{A.1-2})$$

$$\dot{Q}_{\text{Strahlung}} = \varepsilon_{\text{Mantel}} \cdot C_s \cdot A_{\text{Mantel}} \cdot \left[ \left( \frac{T_{\text{Mantel}}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{\text{Wand}}}{100} \right)^4 \right] \quad (\text{A.1-3})$$

$$\dot{Q}_{\text{Wärmeleitung}} = -\lambda_{\text{Mantel}} \cdot A_{\text{Mantel-Querschnitt}} \cdot \left( \frac{dT}{dx} \right)_{x=L} \quad (\text{A.1-4})$$

An der Spitze des Thermoelements, d.h. bei  $x = L$ , ist  $(dT/dx) = 0$  und somit ergibt sich  $\dot{Q}_{\text{Wärmeleitung}} = 0$ . Damit reduziert sich (A.1-1) zu

$$\dot{Q}_{\text{Wärmeübergang}} = \dot{Q}_{\text{Strahlung}} \quad (\text{A.1-5})$$

Durch Einsetzen von (A.1-2) und (A.1-3) in Gl. (A.1-5) und Umformen ergibt sich die tatsächliche Temperatur des Luftstromes  $T_{Luft}$  unter Berücksichtigung, daß  $T_{me\beta} = T_{Mantel}$ , zu

$$T_{Luft} = \frac{\varepsilon_{\text{Mantel}} \cdot C_s \cdot \left[ \left( \frac{T_{me\beta}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{Wand}}{100} \right)^4 \right] + \alpha \cdot T_{me\beta}}{\alpha} \quad (\text{A.1-6})$$

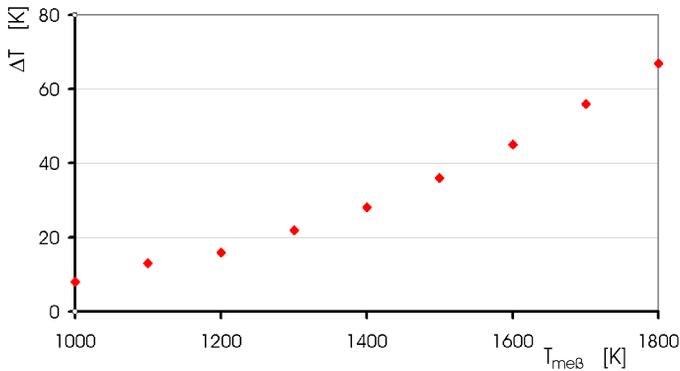
Das Emissionsverhältnis  $\varepsilon$  für die PtRh-Oberfläche des Mantelthermoelements wurde /Tou (72)/ entnommen. Die Wände des Vorheizers sind gekühlt. Es wird  $T_{Wand} = 420$  K angenommen.

Der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  wird aus der Nusseltbeziehung für ein querangeströmtes Rohr

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = 0,43 + 1,11 \cdot C \cdot Re^m \cdot Pr^{0,31} \quad (\text{A.1-7})$$

berechnet.  $d$  ist hierbei der Durchmesser des Thermoelementes. Die Reynoldszahl  $Re$  bezieht sich ebenfalls auf den Durchmesser des Thermoelementes. Die empirischen Konstanten  $C$  und  $m$  sind abhängig von der Reynoldszahl und betragen im vorliegenden Bereich  $C = 0,48$  bzw.  $m = 0,5$ .

Der so ermittelte Meßfehler ist hauptsächlich abhängig von  $T_{Luft}$ . Abb. A.1-1 zeigt den berechneten Meßfehler für verschiedene Meßwerte  $T_{meß}$ .



*Abb. A.1- 1: Meßfehler  $\Delta T$  auf Grund von Wärmeverlust durch Strahlung  $\dot{Q}_{Strahlung}$  am Mantelthermoelement*

Die tatsächliche Totaltemperatur des vorgeheizten Luftstromes  $T_{0, Luft}$  ergibt somit aus

$$T_{0, Luft} = T_{meß} + \Delta T \quad (\text{A.1-8})$$

Diese Korrektur wird für alle gemessenen Werte vorgenommen.

## A.2 MASSENDURCHSATZ DURCH KRITISCH DURCHSTRÖMTE QUERSCHNITTE

Für den Massendurchsatz  $\dot{m}$  einer kompressiblen Strömung durch einen kritisch durchströmten Querschnitt gilt

$$\dot{m} = \rho^* \cdot A^* \cdot u^* \quad (\text{A.2-1})$$

wobei die mit „\*“ gekennzeichneten Größen sich auf den kritischen Querschnitt beziehen. In diesem Querschnitt gilt

$$M^* = 1 \quad (\text{A.2-2})$$

bzw. für die Strömungsgeschwindigkeit

$$u^* = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T^*} \quad (\text{A.2-3})$$

Die Zustandsgleichung des idealen Gases lautet hier

$$\rho^* = \frac{p^*}{R \cdot T^*} \quad (\text{A.2-4})$$

Mit (A.2-3) und (A.2-4) läßt sich Gl. (A.2-1) schreiben als

$$\dot{m} = \frac{p^*}{R \cdot T^*} \cdot A^* \cdot \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T^*} = \frac{p^* \cdot A^*}{\sqrt{R \cdot T^*}} \cdot \sqrt{\kappa} \quad (\text{A.2-5})$$

Für den Zusammenhang zwischen Totalgrößen und statischen Größen von Temperatur und Druck gelten folgende Beziehungen /Tru (83)/, /And (90)/

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M^2 \quad (\text{A.2-6})$$

und

$$\frac{p_0}{p} = \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (\text{A.2-7})$$

Im kritischen Querschnitt gilt  $M = 1$ . Damit werden oben genannte Beziehungen zu

$$\frac{T_0}{T^*} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M^{*2} = \frac{\kappa + 1}{2} \quad (\text{A.2-8})$$

und

$$\frac{p_0}{p^*} = \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M^{*2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} = \left( \frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (\text{A.2-9})$$

Setzt man (A.2-8) und (A.2-9) in Gl. (A.2-5), ergibt sich der Massendurchsatz zu

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \cdot A^* \cdot \left( \frac{\kappa + 1}{2} \right)^{-\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} \cdot \frac{p_0}{\sqrt{T_0}} = \frac{p_0 \cdot A^*}{\sqrt{T_0}} \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \cdot \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \quad (\text{A.2-10})$$

Der Massendurchsatz durch eine kritisch durchströmte Fläche bekannter Größe hängt also nur von den Totalgrößen sowie einem medienabhängigen Faktor ab. Da für die statischen Zuströmbedingungen in den Versorgungsleitungen  $u \ll a$  und damit  $M \ll 1$  gilt, kann man die statischen Zuströmgrößen als Totalgrößen betrachten:

$$T_{\text{zuström}} \approx T_0 \quad (\text{A.2-11})$$

$$p_{\text{zuström}} \approx p_0 \quad (\text{A.2-12})$$

Die Totaltemperatur  $T_0$  und der Totaldruck  $p_0$  sind meßtechnisch leicht zu erfassen.

### A.3 ANWENDUNG DES ÄQUIVALENZVERHÄLTNISES $\Phi$

Das Äquivalenzverhältnis  $\Phi$  ist wie folgt definiert /Kuo (86)/

$$\Phi = \frac{\left( \dot{m}_{\text{Brennstoff}} / \dot{m}_{\text{Luft}} \right)}{\left( \dot{m}_{\text{Brennstoff}} / \dot{m}_{\text{Luft}} \right)_{\text{stöchiometrisch}}} \quad (\text{A.3-1})$$

Definiert man einen Faktor  $L$

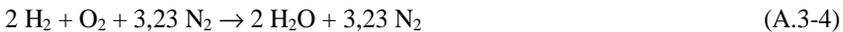
$$L = \frac{1}{\left( \dot{m}_{\text{Brennstoff}} / \dot{m}_{\text{Luft}} \right)_{\text{stöchiometrisch}}} \cdot \frac{1}{\dot{m}_{\text{Luft}}} \quad (\text{A.3-2})$$

läßt sich Gl. (A.3-1) ausdrücken als

$$\Phi = L \cdot \dot{m}_{\text{Brennstoff}} \quad (\text{A.3-3})$$

Der Faktor  $L$  ist abhängig von der Art des Brennstoffes.

Für die  $\text{H}_2$ -Verbrennung ergibt sich folgende Berechnung. Für das stöchiometrische  $\text{H}_2$ /Luft-System gilt



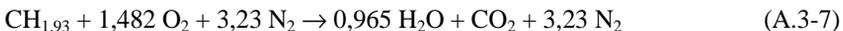
Das Massenverhältnis  $\left( \dot{m}_{\text{Brennstoff}} / \dot{m}_{\text{Luft}} \right)$  wird mit Hilfe der relativen Atommassen  $A_r$  bzw. Molekülmassen  $M_r$  bestimmt

$$\left( \frac{\dot{m}_{\text{Brennstoff}}}{\dot{m}_{\text{Luft}}} \right)_{\text{stöchiometrisch, H}_2} = \frac{2 \cdot M_{r, \text{H}_2}}{M_{r, \text{O}_2} + 3,23 \cdot M_{r, \text{N}_2}} = 0,03265 \quad (\text{A.3-5})$$

Mit einem Luftdurchsatz  $\dot{m}_{\text{Luft}} = 330 \text{ g/s}$  (vergleiche Abschnitt 2.1, Tab. 2-1) ergibt sich  $L_{\text{H}_2}$  zu

$$L_{\text{H}_2} = 0,0928 \text{ s/g} \quad (\text{A.3-6})$$

Für die Kerosinverbrennung gilt



und damit

$$\left( \frac{\dot{m}_{\text{Brennstoff}}}{\dot{m}_{\text{Luft}}} \right)_{\text{stöchiometrisch, Kerosin}} = \frac{A_{r, \text{C}} + 1,93 \cdot A_{r, \text{H}}}{1,482 \cdot M_{r, \text{O}_2} + 3,23 \cdot M_{r, \text{N}_2}} = 0,1012 \quad (\text{A.3-8})$$

Für den selben Luftdurchsatz wie oben ergibt sich  $L_{\text{Kerosin}}$  zu

$$L_{\text{Kerosin}} = 0,0299 \text{ s/g} \quad (\text{A.3-9})$$



#### A.4 VERGLEICH WÄRMEÜBERGANG – WÄRMEZUFUHR

Zur Abschätzung des Wärmeverlustes der reagierenden Überschallströmung durch Wärmeübergang an die Brennkammerwände werden folgende vereinfachende Annahmen getroffen:

- Der Wärmeübergang wird als stationär angenommen.
- Es wird nur der konvektive Wärmeübergang betrachtet; der Wärmeübergang durch Strahlung wird vernachlässigt (Sowohl bei der H<sub>2</sub>- als auch bei der Kerosin-Überschallverbrennung tritt nur Bandenstrahlung auf, nicht jedoch thermische Strahlung von Rußpartikeln; vgl. Abb. 3-3 und 3-4. Der Wärmeverlust durch Strahlung ist also äußerst gering.)
- Die Strömung durch die Brennkammer wird als Rohrrinnenströmung aufgefaßt.

Der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  wird mit Hilfe folgender Nusseltbeziehung berechnet /VDI (84)/

$$Nu = \frac{\frac{\xi}{8} \cdot (Re - 1000) \cdot Pr}{1 + 12,7 \cdot \sqrt{\frac{\xi}{8}} \cdot \left( Pr^{\frac{2}{3}} - 1 \right)} \cdot \left( 1 + \left( \frac{d_{hydraulisch}}{l} \right)^{\frac{2}{3}} \right) \quad (\text{A.4-1})$$

mit

$$\xi = (1,82 \cdot \log(Re) - 1,64)^2 \quad (\text{A.4-2})$$

Obwohl Gl. A.4-1 nicht für Überschallströmungen hergeleitet wurde, kann sie doch benutzt werden, um den Wärmeübergangskoeffizient näherungsweise abzuschätzen.

Der hydraulische Durchmesser der Brennkammer  $d_{hydraulisch}$  berechnet sich zu

$$d_{hydraulisch} = \frac{4 \cdot b \cdot h}{2 \cdot (b + h)} \quad (\text{A.4-3})$$

$l$  steht für die Brennkammerlänge.

Bezieht man die Reynolds-Zahl  $Re$  auf den hydraulischen Durchmesser  $d_{hydraulisch}$ , so ergibt sich eine Temperaturabhängigkeit der Reynolds-Zahl  $Re = f(T_{Luft})$  zu

$$Re = 0,3549 \cdot T_{Luft}^2 - 1152,8 \cdot T_{Luft} + 1150000 \quad (\text{A.4-4})$$

Mit der Definition der Nusselt-Zahl

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d_{\text{hydraulisch}}}{\lambda} \quad (\text{A.4-5})$$

berechnet sich der entzogene Wärmestrom  $\dot{Q}_{ab}$  zu

$$\dot{Q}_{ab} = A \cdot \alpha \cdot (T_{\text{Wand}} - T_{\text{Luft}}) \quad (\text{A.4-6})$$

Da die Wandtemperatur  $T_{\text{Wand}}$  und die Temperatur der Luft in direkter Wandnähe  $T_{\text{Luft}}$  nicht bekannt sind, sollen zur Abschätzung der Größenordnung des Wärmeüberganges realistische Temperaturbereiche in Betracht gezogen werden. Abb. A.4-1 zeigt den durch konvektiven Wärmeübergang abgeführten Wärmestrom  $\dot{Q}_{ab}$  als Funktion von  $T_{\text{Luft}}$  für verschiedene angenommene Wandtemperaturen  $T_{\text{Wand}}$

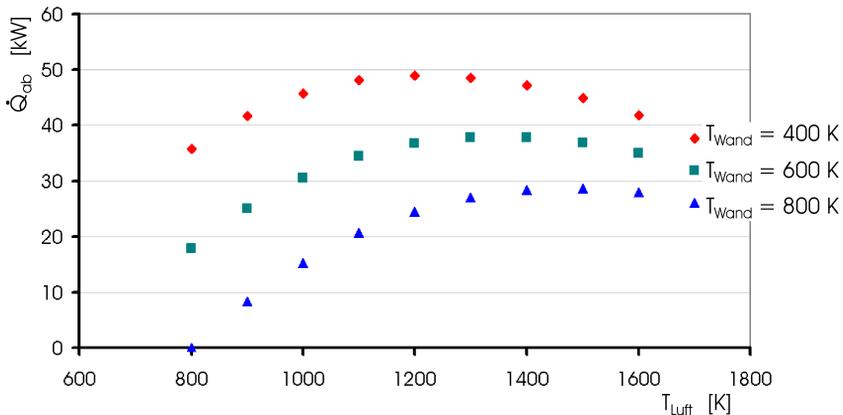


Abb. A.4- 1: Durch konvektiven Wärmeübergang abgeführter Wärmestrom  $\dot{Q}_{ab}$  in Abhängigkeit von  $T_{\text{Luft}}$  und  $T_{\text{Wand}}$

Wie Abb. A.4-1 ersichtlich, weist der abgeführte Wärmestrom  $\dot{Q}_{ab}$  ein Maximum auf. Dieses ist darauf zurückzuführen, daß der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  laut Gl. (A.4-1) und (A.4-4) temperaturabhängig ist. In Abb. A.4-2 ist Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  über  $T_{\text{Luft}}$  aufgetragen. Zusätzlich ist die Temperaturdifferenz  $(T_{\text{Luft}} - T_{\text{Wand}})$  für  $T_{\text{Wand}} = 600 \text{ K}$  gegeben.  $\alpha$  und  $(T_{\text{Luft}} - T_{\text{Wand}})$  haben also einen gegenläufigen Einfluß auf  $\dot{Q}_{ab}$ , was zu dem Maximum von  $\dot{Q}_{ab}$  führt.

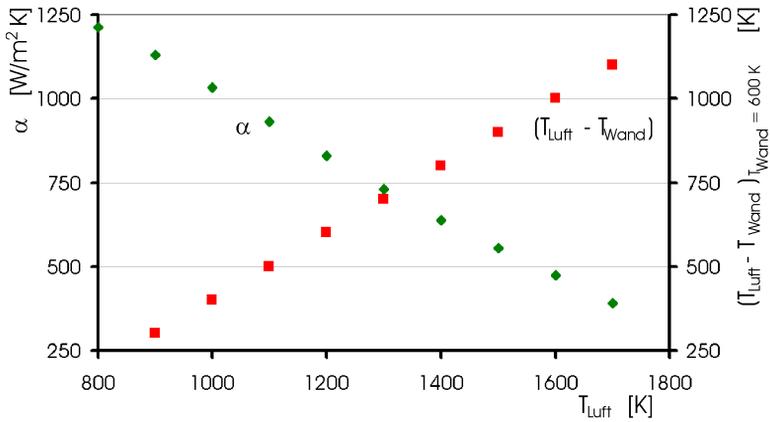


Abb. A.4- 2: Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  in Abhängigkeit von  $T_{Luft}$ , zusätzlich aufgetragen die Differenz  $(T_{Luft} - T_{Wand})$

Zum Vergleich der durch die Verbrennung zugeführten Wärmemenge  $\dot{Q}_{zu}$  mit der durch Wärmeübergang abgeführten Wärmemenge  $\dot{Q}_{ab}$  sind in Abb. A.4-3 die Werte von  $\dot{Q}_{zu}$  als Funktion des Äquivalenzverhältnisses  $\Phi$  gezeigt. Den Berechnungen wurde ein Luftmassenstrom  $\dot{m}_{Luft} = 0,33$  kg/s zu Grunde gelegt und vollständiger Ausbrand angenommen.

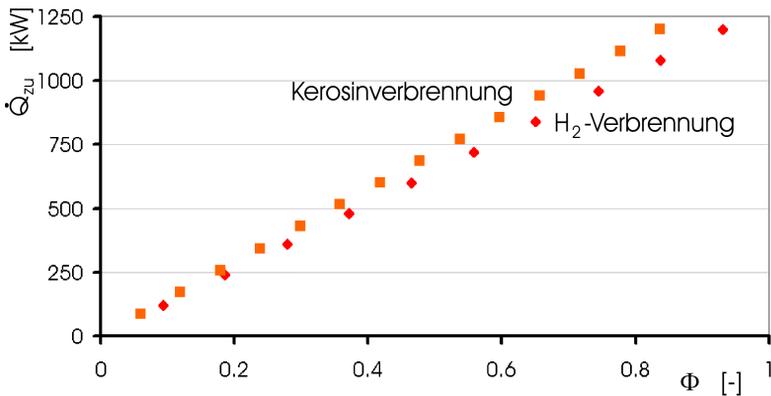


Abb. A.4- 3: Durch Verbrennung zugeführter Wärmestrom  $\dot{Q}_{zu}$  als Funktion des Äquivalenzverhältnisses  $\Phi$  für Kerosin- bzw.  $H_2$ -Verbrennung

Ein Vergleich von  $\dot{Q}_{zu}$  und  $\dot{Q}_{ab}$  zeigt, daß selbst bei geringen Äquivalenzverhältnissen  $\Phi$  und unvollständigem Ausbrand die der Überschallströmung durch die Verbrennung zugeführte Wärme den Wärmeentzug bei weitem überwiegt. Damit kann der Einfluß der Wärmeabfuhr bei der Interpretation des gemessenen Wanddruckverlaufes vernachlässigt werden; vergleiche Abschnitt 3.5.