Lehrstuhl A für Thermodynamik Technische Universität München

### Zündung und Verbrennung in vorgemischten turbulenten Freistrahlen

#### Martin Jordan

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

#### **DOKTOR – INGENIEURS**

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Prüfer der Dissertation: 1. 2.

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

## Inhaltsverzeichnis

Fo	rme	lzeichen	V
1	Ei	nleitung	1
<b>2</b>	$\mathbf{St}$	and des Wissens	4
3	Pl	hysikalische und chemische Grundlagen	12
	3.1	Ausbreitung einer vorgemischten Flamme	12
		3.1.1 Einfluß von Diffusionsgrößen auf die Flammen- struktur	19
		3.1.2 Turbulente Brenngeschwindigkeit	20
		3.1.3 Turbulente Flammenlöschung	22
	3.2	Der turbulente Freistrahl	24
		3.2.1 Simulation des Freistrahls mit dem Programm CFX-TASCflow	27
	3.3	Grundlagen der Reaktionskinetik	29
		3.3.1 Laminare Brenngeschwindigkeiten	33
4	Be	eschreibung der Versuchsanlagen	35
	4.1	Die L.VIEW-Versuchsanlage	36
	4.2	Die PuFlaG-Versuchsanlage	40
5	O	ptische Meßtechnik	43
	5.1	Messung des Flammenfortschritts und der globalen Flammenstruktur	44
		5.1.1 Schlierenverfahren	44

i

		5.1.2	Hochgeschwindigkeitsaufnahmen	45
	5.2	Grund	llagen der Laser-Doppler-Anemometrie	48
		5.2.1	Teilchenfolgevermögen	50
	5.3	Laser-	induzierte Fluoreszenz	52
		5.3.1	Anregungssystem	56
		5.3.2	Detektionssystem	57
		5.3.3	Detektion des OH- und $\mathrm{C}_{\mathrm{m}}\mathrm{H}_{\mathrm{n}}\text{-}\mathrm{Radikals}$	58
		5.3.4	Triggerung des LIF-Systems auf die Flamme .	60
6	Erg	gebniss	e der Versuche	62
	6.1	Disku	ssion eines repräsentativen Versuches	62
	6.2	Verbre	ennung in der ersten Kammer	67
		6.2.1	Untersuchung der Flammenstruktur in der er- sten Kammer	69
	6.3	Ström	ungsmessungen im turbulenten Freistrahl	74
		6.3.1	Turbulenz im Freistrahl	77
	6.4	Flamr	nenlöschung und Zündung nach der Blende	83
		6.4.1	Flammenlöschung bei Wasserstoff	83
		6.4.2	Flammenlöschung bei Methan	88
	6.5	Unters	suchung der Flammenstruktur	93
		6.5.1	Rückzündung	97
7	Ver	gleich	mit Literaturdaten	99
	7.1	Turbu	lente Flammenlöschung	99
		7.1.1	Bestimmung der Löschkriterien bei Wasserstoff	104
		7.1.2	Bestimmung der Löschkriterien bei Methan .	106

	7.2 Brenngeschwindigkeit in der zweiten Kammer	108
	7.2.1 Brenngeschwindigkeit bei der direkten Zündung	108
	7.2.2 Brenngeschwindigkeit im Falle eines Zündver- zuges	113
8	Zusammenfassung	125
Literaturverzeichnis		127

#### INHALTSVERZEICHNIS

## Formelzeichen

Zeichen	Bezeichnung
a	Temperaturleitfähigkeit
a	Position des Winkelscheitels im Freistrahl
a	Schallgeschwindigkeit
A	projizierte Fläche des Meßvolumens
A 21	Einsteinkoeffizient für die spontane Emission
b.c	Proportionalitätskonstanten bei der Berechnung
, , , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	der turbulenten Brenngeschwindigkeit nach Beauvais [bea 94]
$B_{12}$	Einsteinkoeffizient der stimulierten Emission
с 12 С	Lichtgeschwindigkeit
C.n.	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
d	Durchmesser
$d_{\circ}$	Düsendurchmesser
$\overline{D}$	Diffusivität
$D_{h}$	hydraulisch äquivalenter Durchmesser
$D_n$	Damköhlerzahl
f	Brennweite
J f	Schwingungsfrequenz
J f	Dopplerfrequenz
J fo	Schiftfrequenz
$J_0$	Plancksches Wirkungsquantum
T	spektrale Energiedichte des Lasers
$K_{a}$	Karlovitz Flammenstreckungsfaktor
1	Kalnovitz Tiannienstreekungstaktor Kolmogorov-Mikromaß
*s 1	charakteristische Länge
1	Länge des Meßvolumens
T.	integrales Längenmaß
	charakteristische Wirhelgröße
L <sub>char</sub>	Makromaß
Le Le	Lowiszahl
M	Molmasse einer Spezies
n	Angahl der Photonen
N	Cosemttoilchonanzahl
n ges	Druck
р D	Dradigoogiationgrate
$\int$	Stoßrate
$Q_{21}$	Abstand
' R	Caskonstanto
n D	Gassonstante Korrelationsfunktion der Schwankungsgrößen
$\mathcal{R}_{o}$	Romoldszahl
ne Do	neynoidszam turbulente Devneldezebl
$\kappa e_L$	turbulente Keynoldszani

$s_l$	laminare Brenngeschwindigkeit
$s_t$	turbulente Brenngeschwindigkeit
$S_F$	Fluoreszenzintensität
t	Zeit
T	Temperatur
Tu	Turbulenzgrad
u	Geschwindigkeit
$w_e$	Ausströmgeschwindigkeit
$\overline{u}$	mittlere Strömungsgeschwindigkeit
u', v', w'	momentane Abweichung von der mittleren Geschwindigkeit
$u'_{k}$	korrigierte turbulente Schwankungsgeschwindigkeit
$u'_{rme}, v'_{rme}, w'_{rme}$	turbulente Schwankungsgeschwindigkeiten
Vmeß	Meßvolumen
v	spezifisches Volumen
v	Vibrationsquantenzahl
v	Geschwindigkeit eines Streuteilchens (LDA)
$\vec{x}$	Vektor zum ersten Meßpunkt
x. y. z	Ortskoordinaten
$A, \Sigma, X, \Pi$	elektronische Zustände
$\alpha$	Winkel zwischen Laserstrahl und Streuteilchen
$\gamma$	Molenbruch
$\delta_l$	laminare Flammendicke
$\epsilon$	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie
$\vartheta$	Winkel zwischen zwei Laserstrahlen
$\kappa$	Isentropenexponent
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda$	Wellenlänge des Lichtes
$\lambda_T$	Taylor-Mikromaß
$\mu$	Korrekturfaktor zur Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit
$\mu$	dynamische Viskosität
ν	kinematische Viskosität
ν	Wellenzahl des Lichtes
$\pi$	Kreiszahl
ρ	Dichte
au	Dauer einer Schwingung
$ au_c$	charakteristisches Zeitmaß der chemischen Reaktion
$ au_L$	Lebensdauer der Wirbel mit integralem Längenmaß
$ au_{\lambda_T}$	charakteristisches Zeitmaß der Taylor-Mikrowirbel
$ au_s$	Kolmogorov Zeitmaß der turbulenten Strömung
$\Phi$	Äquivalenzverhältnis des Brenngasgemisches
Ω	Raumwinkel

### <u>Indizes</u>

0	Anfangszustand, Total-, bzw. Ruhezustand
1	Zustand 1. Kammer
2	Zustand 2. Kammer
b	verbrannt
e	Zustand im engsten Querschnitt
f	Fluid
ges	$\operatorname{gesamt}$
l	laminar
Lö	Flammenlöschung
p	Partikel (Streuteilchen)
t	$\operatorname{turbulent}$
u	unverbrannt
u	in Hauptströmrichtung
$\infty$	Umgebung, unendlich

### Abkürzungen

BR	Blockierrate
CCD	Charged-Coupled-Device
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LIF	Laser-induzierte Fluoreszenz
LIPF	Laser-induzierte Prädissoziations-Fluoreszenz
L.VIEW	Large View – Versuchsanlage an der Universität Pisa
MCP	Micro-Channel-Plate
PLIF	Planare Laser-induzierte Fluoreszenz
PuFlaG	Pulsed Flame Generator – Versuchsanlage an der
	Technischen Universität München

### 1 Einleitung

In geschlossenen Gebäuden stellt das Ausströmen eines brennbaren Gases nach einem Unfall ein schwer zu kalkulierendes Sicherheitsrisiko dar. In Verbindung mit der Umgebungsluft können sich explosionsfähige Gemische bilden, die nach der Zündung z.B. an heißen Oberflächen oder durch Funken für das Gebäude eine hohe Druck- und Temperaturbelastung darstellen.

Während der Verbrennung bildet sich durch die Expansion des heißen, verbrannten Gases vor der Flamme ein Strömungsfeld aus, das aufgrund der Umströmung von Hindernissen, die sich im Raum befinden, meist hochturbulent ist. Dies führt üblicherweise zu einer Beschleunigung der Flamme, wie exemplarisch in Abbildung 1.1 im Falle der Umströmung eines waagrechten Rohres dargestellt ist. Durch die erhöhte Verbrennungsgeschwindigkeit wird die im Brennstoff vorhandene Energie in einer kürzeren Zeit frei, was eine deutliche Druckerhöhung zur Folge hat.

Eine besonders große Beschleunigung der Flamme wird erreicht, wenn zwei Räume, in denen sich das gleiche Gasgemisch befindet, durch eine Zwischenwand mit einer kleinen Öffnung, z.B. eine Tür oder ein Fenster, getrennt sind. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit dem Einfluß solcher Hindernissen auf die Ausbreitung von vorgemischten Flammen. Der praktische Bezug für die beiden untersuchten Brennstoffe, Wasserstoff und Methan, ergibt sich aus sicherheitstechnischen Überlegungen. Bei kerntechnischen Anlagen kann im Falle einer hypothetischen Kernschmelze im Containment Wasserstoff entstehen. Aber auch durch die zunehmende Nutzung von Wasserstoff als Energieträger, z.B. für den Betrieb von Verbrennungsmotoren oder von Brennstoffzellen, sind vermehrt Überlegungen zur unfallbedingten Verbrennung von Wasserstoff nötig. Methan, als Hauptbestandteil von Erdgas (je nach Herkunft des Erdgases bis zu 99 Vol.% [lan 72]), stellt sowohl im industriellen als auch im privaten Bereich einen weitverbreiteten Energieträger dar.

Die konkrete Fragestellung des Einflusses von Hindernissen mit ho-



<u>Abbildung 1.1</u>: Bildsequenz einer turbulenten Flammenbeschleunigung (8 Vol%  $H_2$ in Luft) durch ein waagrechtes Rohr. Zeitlicher Abstand zweier Bilder 2,7 ms.

hen Blockierraten (= blockierte Querschnittsfläche zu Gesamtquerschnittsfläche des Hindernisses) ergibt sich im vorliegenden Fall aus Versuchen zur Wasserstoff-Verbrennung, die an einem Modell eines Kernkraftwerk-Containments bei der Battelle Ingenieurtechnik GmbH in Eschborn durchgeführt wurden [kan 95]. Diese großmaßstäbliche Versuchsanlage bestand unter anderem aus einem ringförmigen Raum, der durch ein Hindernis mit einer hohen Blockierrate unterteilt wurde. Die an diesem Hindernis auftretende unerwartet hohe Flammenbeschleunigung konnte aufgrund der mangelhaften Instrumentierung der Versuchsanlage nicht ausreichend analysiert werden.

Um die Flamme über die gesamte Kammerlänge beobachten zu können, wurde dieser Raum des Modell-Containments an der Universität Pisa von Carcassi et al. [car 94] nachgebildet, wobei die Wände der Versuchsanlage aus Glas gefertigt wurden. Mit der eingesetzten Videokamera zur Beobachtung der Flammenausbreitung konnte zwar die Verbrennung vor dem Hindernis, nicht aber der Zünd- und Verbrennungsprozeß hinter dem Hindernis ausreichend aufgelöst werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden daher an der Brennkammer in Pisa sowie an einer kleinmaßstäblichen Versuchsanlage in München zeitlich und örtlich hochauflösende Untersuchungen des Zünd- und Verbrennungsvorganges hinter Hindernissen hoher Blockierrate durchgeführt.

Um durch die Messung den Verbrennungsvorgang nicht zu beeinflussen, wurden unterschiedliche optische Meßmethoden eingesetzt (Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen, Laser-Doppler-Anemometrie sowie Laser-induzierte Fluoreszenz), mit deren Hilfe sowohl der Verbrennungsprozeß an sich als auch die Strömung vor der Flamme mit einer hohen Genauigkeit vermessen werden konnte. Die Ergebnisse dieser Messungen sowie der Vergleich mit Literaturdaten soll einerseits ein besseres Verständnis der Vorgänge bei der Flammenausbreitung an Hindernissen hoher Blockierraten ermöglichen. Andererseits werden durch die Versuche detaillierte Ergebnisse bereitgestellt, mit deren Hilfe numerische Codes zur Berechnung der Flammenausbreitung verbessert sowie validiert werden können.

# 2 Stand des Wissens bei der Flammenbeschleunigung durch ein Einzelhindernis großer Blockierrate

In der Technik nimmt die Verbrennung, z.B. bei der Wärmeerzeugung oder bei Wärmekraftmaschinen, eine bedeutende Rolle ein. Daher befaßt sich eine sehr große Anzahl von Arbeiten damit, die Verbrennungseffizienz zu erhöhen sowie die Schadstoffentstehung zu vermindern. Nur eine vergleichsweise geringe Anzahl von Arbeiten beschäftigt sich hingegen mit freien Ausbreitung von vorgemischen Flammen in halb- bzw. unverdämmten Räumen, wie sie im Falle einer unfallbedingten Verbrennung vorzufinden sind.

Im Folgenden soll der Stand des Wissens bei der Flammenfortpflanzung durch Hindernisse mit einer hohen Blockierrate bei Wasserstoffund Methan-Luft-Gemischen anhand einiger ausgewählter Beispiele dargestellt werden. Auf Arbeiten die sich allgemein mit der turbulenten Flammenbeschleunigung sowie der Flammenlöschung bei sehr hoher Turbulenz beschäftigen, wird in den jeweiligen Abschnitten, in denen diese Themen behandelt werden, eingegangen.

Lee, Pangritz und Wagner erstellten 1977 einen sehr ausführlichen Bericht über die Beschleunigung vorgemischter Wasserstoff- sowie Kohlenwasserstoff-Flammen in Rohren durch Blenden [lee 77]. Dabei wurden sowohl die Brennkammerquerschnitte als auch die Gemisch- und Hinderniskonfigurationen variiert. Zur Flammenbeobachtung wurden mehrere Kameras verwendet, die natürlich nicht mit den heute zur Verfügung stehenden digitalen Systemen zu vergleichen sind. Trotzdem konnten aus den Versuchen sehr wichtige grundlegende Erkenntnisse abgeleitet werden.

Im Rahmen der oben genannten Arbeit wird zwischen drei grundlegende Mechanismen der Flammenfortpflanzung durch Blenden unterschieden. Bei großen Blendendurchmessern (niedrige Blockierraten) brennt die Flamme durch die Öffnung, ohne wesentlich beschleunigt zu werden. Bei kleiner werdendem Blendendurchmesser steigt die Geschwindigkeit der Flamme durch die Öffnung. Wird der Blendendurchmesser noch weiter verringert, beobachteten die Autoren in der zweiten Kammer ein losgelöstes Volumen, von dem aus die Verbrennung im hinteren Rohrteil fortschreitet. Dabei stellten sich Lee et al. vor, daß die Flamme durch die hohe Strömungsgeschwindigkeit im Bereich der Blende gelöscht wird und sich je nach Gemisch und Strömung an einer bestimmten Stelle in der zweiten Kammer ein zündfähiger Bereich in Bezug auf Temperatur und Konzentration bildet, der sich nach einer entsprechenden Induktionszeit entzündet. Es wird zwar bemerkt, daß die Turbulenz in der zweiten Kammer vor der Flamme nicht ausreichen kann, die beobachteten hohen Flammengeschwindigkeiten zu erklären, es werden aber keine konkreten Hinweise auf den Flammenbeschleunigungsmechanismus gegeben. Bei sehr kleinen Blockierraten schließlich kam es bei Lee et al. zu einem völligen Verlöschen der Flamme hinter der Blende.

Eine Fortsetzung dieser Arbeiten ist bei Dörge, Pangritz und Wagner [doe 79], [doe 81] zu finden. Dabei wird der Mechanismus der Flammenbeschleunigung hinter einer Blende mit einer sehr hoher Blockierrate beschrieben. Demnach führt die hohe Turbulenz im Bereich hinter der Blende zu einem Aufbrechen der Flammenfront. Die hohe Strahlgeschwindigkeit bewirkt, daß sehr schnell unverbranntes Gas in den Strahl gesaugt wird und mit heißem, verbranntem oder brennendem Gas vermischt wird. Besonders bei größeren Abmessungen führt dies dazu, daß ein größeres Volumen nahezu gleichzeitig sehr schnell abbrennt.

In einer jüngeren Arbeit von Phylaktou et al. [phy 94], in der Versuche an drei verschieden skalierten Anlagen beschrieben werden, wird gezeigt, daß die Form der Blende (eine oder mehrere nebeneinander liegende runde Öffnungen) bei gleicher Blockierrate einen entscheidenden Einfluß auf die Brenngeschwindigkeit hat. Zurückgeführt wird dies auf die sich unterschiedlich ausbildenden Längenmaße, die einen entscheidenden Faktor bei der turbulenten Flammenbeschleunigung darstellen. Abbildung 2.1 zeigt einen Vergleich der Flammengeschwindigkeiten magerer Methan-Luft-Flammen bei Hindernissen gleicher Blockierrate (BR = 60%), allerdings mit einer unterschiedlichen Anzahl von Öffnungen.



<u>Abbildung 2.1</u>: Flammenbeschleunigung einer 6 Vol.% Methan-Luft-Flamme bei Hindernissen mit einer unterschiedlichen Anzahl von Öffnungen bei gleicher Blockierrate [phy 94].

Bereits 1991 beschrieben die gleichen Autoren [phy 91], daß die Flammenlöschung bei Hindernissen mit großer Blockierrate nicht mit bekannten Korrelationen aus der Literatur (z.B. Abdel-Gayed et al. [abd 89]) erklärt werden kann. Zurückgeführt wird dies darauf, daß diese Korrelationen üblicherweise nur in einem homogenen Turbulenzfeld Gültigkeit besitzt. Im vorliegenden Fall des Durchströmens einer Blende kann aufgrund der auftretenden hohen Strömungsgradienten im Bereich der Flammenlöschung davon allerdings nicht ausgegangen werden.

Eine quantitative Bestimmung der Strömungsvorgänge bei der Beschleunigung von unterschiedlichen Kohlenwasserstoff-Flammen durch eine Blende mit Hilfe des optischen Meßverfahrens der Laser-Doppler-Anemometrie ist bei Roth und Starke [rot 85], [sta 86], [sta 89] zu finden. Vermutlich aufgrund der geringen Datenrate des verwendeten Systems beschränkt sich die Auswertung der Meßwerte leider auf die Hauptströmgeschwindigkeit in axialer Richtung, ohne daß die für die Flammenbeschleunigung wichtigen Turbulenzwerte bestimmt wurden. Interessanter Weise wurde bei diesen Versuchen beobachtet, daß sich ca. 0, 5 - 2 Blendendurchmesser stromabwärts des Hindernisses ein Strömungsprofil ausbildete, das am Rand des Strahls höhere Geschwindigkeitswerte aufweist, als auf der Strahlachse.

Sehr genaue Informationen über die Strömungsverhältnisse bei der Flammenbeschleunigung durch ein plattenförmiges Hindernis sind von Lindstedt et al. [lin 98] dokumentiert. Aufgrund der relativ niedrigen Blockierrate von BR = 50% und der Verbrennung von stöchiometrischen Methan-Luft-Gemischen, bei denen die Flammenkontur sehr unempfindlich gegen Störungen des Strömungsfeldes ist, konnte eine sehr große Reproduzierbarkeit zwischen den einzelnen Versuchen erzielt werden. Dadurch war es möglich, die Ergebnisse von mehreren Experimenten statistisch auszuwerten und so z.B. Informationen über charakteristische Längenmaße der Strömung zu erhalten.

Die detaillierteste Vorstellung über die lokalen Lösch- und Mischvorgänge, die zur Flammenbeschleunigung beim Passieren eines Hindernisses großer Blockierrate führen, ist bei Ardey beschrieben [ard 98]. In einer umfangreichen Arbeit, in der der Einfluß unterschiedlicher Einzelhindernisse (vgl. Abb. 2.2) auf die Beschleunigung turbulenter Wasserstoff-Luft-Flammen in geschlossenen Gebäuden experimentell und theoretisch erfaßt wurde, wurde auch ein Hindernis mit einer Blockierrate von BR = 85% untersucht. Die dabei auftretenden flammenbeschleunigenden Effekte unterschieden sich grundlegend von denen bei Hindernissen niedrigerer Blockierrate. Insbesondere konnten laut Ardey die auftretenden hohen Flammengeschwindigkeiten nicht mit den üblichen Korrelationen für die turbulente Brenngeschwindigkeit als Funktion ausgewählter Turbulenzparameter erklärt werden.

Ardey führt diesen Effekt auf eine lokale turbulente Flammenlöschung mit anschließendem Wiederzünden von Radikalen-angereicherten Gebieten aus den Löschzonen in den Randwirbeln des Strömungsjets



<u>Abbildung 2.2</u>: Maximale Flammengeschwindigkeiten von Wasserstoff-Luft-Gemischen bei Einzelhindernissen unterschiedlicher Blockierrate [ard 98].

zurück. Besonders anschaulich ist die Visualisierung dieser Lösch- und Wiederzündvorgänge im Bereich des Rezirkulationsgebietes, dargestellt in Abbildung 2.3. Die Messungen wurden mit Hilfe der Laserinduzierten Prädissoziations-Fluoreszenz (vgl. Abschn. 5) durchgeführt, bei der die bei der Verbrennung von Wasserstoff entstehenden OH-Radikale in einem zweidimensionalen Schnittbild sichtbar gemacht werden. Deutlich zu erkennen ist bei den Messungen von Ardey in Abbildung 2.3 das relativ große Gebiet hochreaktiver OH-Radikale, das hinter dem Hindernis auf eine volumetrische Reaktion schließen läßt.

Die Ergebnisse der Arbeiten, die von Hayashi et al. [hay 97], [hay 98], durchgeführt wurden, weichen von der übrigen Literatur ab. Bei diesen Versuchen wurden zwei geschlossene Zylinder mit einem Durchmesser von 150 mm und einer gemeinsamen Höhe von 310 mm durch eine Blendenöffnung miteinander verbunden. Nach den zeitlich hochauflösenden Schlierenaufnahmen war bei einer bestimmten kritischen Gemischzusammensetzung  $(14 Vol.\% H_2)$  eine Zündung in der zweiten Kammer zu beobachten, noch bevor die Flamme aus der ersten Kammer die Blendenöffnung überhaupt erreicht hatte. Erklärt wurde



<u>Abbildung 2.3</u>: Schnittbilder der OH-Radikalenverteilung, aufgenommen mit Hilfe der Laser-induzierten Prädissoziations-Fluoreszenz, hinter einem Hindernis mit einer großen Blockierrate (BR = 85%) [ard 98].

dieses Verhalten von Hayashi folgendermaßen: Durch die Verbrennung in der ersten Kammer wurde das Gemisch vor der Flammenfront komprimiert. Die dadurch induzierten Druckwellen, die über die Blende in die zweite Kammer gelangten, wurden in einer Ecke der zweiten Kammer fokussiert und zündeten so das Gemisch noch bevor die eigentliche Flammenfront die Blende passierte.

Dieser Zündmechanismus wurde unter anderem von Edlinger [edl 99] detailliert untersucht. Die Zündung von Wasserstoff-Luft-Gemischen ist dabei allerdings nur durch die Fokussierung eines Verdichtungsstoßes möglich. Eine adiabate Kompression des Gemisches reicht dazu nicht aus.

Die von Hayashi aufgenommenen Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahmen zeigen leider nur einen kleinen Ausschnitt der Versuchskammer. Die Ecken der Kammer, in denen vermutlich die Zündung auftritt, sind auf den Aufnahmen nicht abgebildet. Um die Versuchsergebnisse von Hayashi zu bestätigen, wurden diese jüngst von Kara [kar 98] in zwei unterschiedlichen Versuchsanlagen mit rechteckigem Querschnitt (100 mm x 68 mm und 270 mm x 270 mm) wiederholt. Dabei konnte jeweils mit einer Schlierenkamera die gesamte Versuchskammer eingesehen werden. Bei Blendendurchmessern von 5 – 10 mm und Wasserstoff-Konzentrationen von 10 – 20 Vol.% konnte allerdings bei keiner der Konfigurationen der von Hayashi beschriebene Effekt beobachtet werden.

Großskalige Versuche der Jet-Zündung mit mageren Wasserstoff-Luft-Gemischen wurden unter anderem in Kanada, z.B. von Kumar et al. [kum 83], Chen et al. [cha 98] sowie Arneson et al. [arn 99], durchgeführt. Dabei wurde ein Rohr mit einem Durchmesser von 0,45 mund einer Länge von 2,7m als Anlaufstrecke an eine Kugel mit einem Durchmesser von 2,5m angeflanscht bzw. dieses Rohr als Verbindungsstück zwischen der Kugel und einem Zylinder mit einem Volumen von  $9 m^3$  verwendet. Aufgrund von fehlenden optischen Meßmethoden konnte eine Brennverlaufsanalyse nur anhand der Druck- und Temperaturmessungen durchgeführt werden. Je nach geometrischer Konfiguration ergaben sich auch hier Bereiche, in denen entweder kein direkter Flammenübergang von einem Volumen in das nächste beobachtet wurde, oder aber die Brennrate beim Übergang in die Kugel deutlich erhöht war. Durch den dadurch vergrößerten Druckanstieg in der Kugel kam es bei einigen Konfigurationen zu einem Zurückbrennen der Flamme in das Rohr.

Eine Reihe von Arbeiten beziehen sich auf die direkte Zündung von Detonationen durch einen sogenannten "Hot-Jet" (z.B. Mackay et al. [mac 88], Schildknecht et al. [sch 84] oder Stock et al. [sto 84]). Dabei wird meist die Zündung von unverdämmten Brennstoff-Luft-Gemischen betrachtet, die sich in Ballons bzw. mit Folie bespannten Gerüsten befinden. Nicht in allen Arbeiten wird näher auf die Flammenbeschleunigungsmechanismen eingegangen. Einzig von Mackay et al. [mac 88] wird beschrieben, wie durch die Mischung von verbranntem und unverbranntem Gas ein Gradientenfeld für die Induktionszeit der Zündung kreiert wird. Ein Übergang zur Detonation konnte von den oben genannten Autoren nur mit hochreaktiven Gemischen (wie z.B. Acetylen [mac 88]) oder stöchiometrischen  $H_2$ -Luft-Gemischen [sch 84]) erreicht werden. Anders die Arbeiten von Pförtner [pfo 85], der, ebenfalls in einer unverdämmten Anlage, die direkte Zündung einer Detonation durch einen sogenannten "Hot-Jet" bei einer Wasserstoffkonzentration von 22 Vol.% beobachten konnte.

Die Meßtechnik bei den genannten Experimenten zur direkten Zündung einer Detonation bestand meist aus Druckaufnehmern sowie Kamerasystemen mit einer zu geringen zeitlichen Auflösung um die physikalischen Vorgänge befriedigend beobachten zu können. So war der Ort der Zündung sowie ein eventueller globaler Zündverzug hinter der Blende aufgrund der Instrumentierung meist nicht zu erkennen.

# 3 Physikalische und chemische Grundlagen

### 3.1 Ausbreitung einer vorgemischten Flamme in einem Strömungsfeld

Bei der Modellierung der turbulenten Flammengeschwindigkeit stößt man auf eine Reihe von Problemen. Während bei einer laminaren Verbrennung die mittlere Geschwindigkeit senkrecht zur Ausbreitungsrichtung in allen Bereichen der Flammenfront gleich groß ist, trifft dies bei einer turbulenten Verbrennung nicht mehr zu. Um die komplexen Vorgänge bei der turbulenten Flammenausbreitung zu beschreiben, haben sich in der Literatur drei Modellvorstellungen durchgesetzt:

- 1. Das Oberflächenmodell, bei dem sich unter dem Einfluß der Turbulenz eine ursprünglich laminare Flamme faltet. Bei genügend großer Turbulenz zerreißt die Front und es bilden sich einzelne Ballen aus, die ihrerseits von einer dünnen Flammenfront umgeben sind.
- 2. Das gestreckte Flammenmodell (in der russischen Literatur auch Volumenverbrennungsmodell<sup>1</sup> genannt) unterscheidet sich im Prinzip nicht sehr vom laminaren Flammenmodell, es geht vielmehr von einer deutlich gestreckten Reaktionszone aus.
- 3. Beim Mikrovolumenmodell hingegen wird angenommen, daß die Flamme in kleine Elemente zerfällt, die Frischgas, Reaktionsprodukte, Zwischenprodukte oder eine Kombination daraus enthalten. In den Bereichen, in denen genügend Frischgas vorhanden ist, wird wiederum eine Volumenreaktion angenommen.

Die oben beschriebenen Verbrennungsmodelle schließen einander nicht aus. Obwohl die Übergänge zwischen den einzelnen Flammenformen

 $<sup>^{1}</sup>$ Aus der stark vereinfachten Vorstellung, daß bei einer Volumenverbrennung im gesamten Volumen zu jedem Zeitpunkt gleiche Zustände vorherrschen.

fließend verlaufen, konnten Borghi [bor 84] und in der Folge Peters [pet 86] einzelne Bereiche, wie in Abbildung 3.1 dargestellt, quantitativ voneinander abgrenzen, in denen bevorzugt eines dieser Modelle die Vorgänge bei der turbulenten Flammenausbreitung gut wiedergibt. Wie die zweidimensionalen Messungen der OH-Radikalenverteilung in der Reaktionszone der Flamme von Ardey [ard 98] und Gabler [gab 96] in Abbildung 3.1 zeigen, kann bei Flammenausbreitungsvorgängen je nach Turbulenzbedingung und Gemischzusammensetzung die Flammenfront unterschiedliche Formen annehmen, die mit einer der drei Vorstellungen – und natürlich auch aus einer Kombination daraus – beschrieben werden können.

Neben den gemischspezifischen Eigenschaften wie z.B. der kinematischen Viskosität  $\nu$ , der laminaren Brenngeschwindigkeit  $s_l$  sowie der laminaren Flammendicke  $\delta_l$ , die oftmals über die einfache Beziehung

$$\delta_l = \frac{\nu}{s_l} \tag{3.1}$$

angenähert wird, spielt dabei auch die Struktur der turbulenten Strömung vor der Flamme eine große Rolle. Damköhler [dam 40] wies bereits 1940 darauf hin, daß eine grobballige Turbulenz, bei der die Wirbelgröße deutlich über der laminaren Flammendicke liegt, die eigentliche Struktur der Reaktionszone nicht ändert, sondern eine ursprünglich ebene Flamme krümmt. Die dadurch entstehende Vergrößerung der Flammenfläche erhöht die effektive Brenngeschwindigkeit. Feinballige Turbulenz hingegen, bei der die Wirbelgröße im Bereich der Flammenfrontdicke liegt, verbessert den Wärme- und Stoffaustausch zwischen verbranntem und unverbranntem Gemisch und erhöht so die Brenngeschwindigkeit.

Auch bei dieser Vorstellung wird in der Realität selten ein Effekt ohne den anderen zu beobachten sein, insbesondere wenn man bedenkt, daß bei einer turbulenten Strömung große Wirbel kaum ohne einen Anteil feinskaliger Turbulenz anzutreffen sind. Vielmehr bildet sich in einer turbulenten freien Strömung eine Wirbelkaskade aus, in der



<u>Abbildung 3.1</u>: Phasendiagramm der turbulenten Verbrennung nach Borghi [bor 84]. <u>Messung der Flammenkontur in den einzelnen Bereichen von Ardey [ard 98] (Be-</u> reiche 1-3) und Gabler [gab 96] (Bereich 4).

die kinetische Energie ständig zwischen großen, stark anisentropen Wirbeln sowie kleinen Wirbeln unterschiedlicher Längenskalen ausgetauscht wird. Im Mittel geht dabei die Energie an immer kleiner werdende Wirbel über, bis sie schließlich in unkoordinierte Wärmebewegung übergeht [bra 99], [fer 99a].

Bei der Entstehung einer turbulenten Strömung hingegen, bei der z.B. zwei Gase unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeit aufeinandertreffen, werden aufgrund der auftretenden Scherkräfte Wirbel kleiner Größe produziert, die sich mit der Zeit zu immer größeren Wirbeln zusammenschließen (ähnlich einer Karmanschen Wirbelstraße). Zwei Beispiele dieser Vorgänge sind in Abbildung 3.2 dargestellt, wobei das untere der beiden Beispiele, der Strahlaustritt aus einer Düse, direkt mit der in dieser Arbeit betrachteten Strömung durch eine Blende verglichen werden kann (Abb. 6.20).



<u>Abbildung 3.2</u>: Ausbildung einer turbulenten Scherschicht [fro 77] (oben) sowie Aufnahmen eines beginnenden Freistrahls [gar 43] (unten).

Zur Charakterisierung einer turbulenten Strömung, die an jeder Stelle als eine Überlagerung eines zeitlichen Mittelwertes  $\overline{u}$  mit der sogenannten mittleren turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit  $u'_{rms}$  angesehen werden kann, müssen deshalb genau definierte Längenmaße mit ihren dazugehörigen Zeitmaßen eingeführt werden. Eine detailliertere Darstellung dieser Größen sowie deren Einfluß auf turbulente Verbrennungsvorgänge findet sich z.B. bei Kuo [kuo 86], Griffiths und Barnard [gri 95] sowie Eder et al. [ede 98], wo auch die entsprechenden Hinweise auf die jeweilige Primärliteratur zu finden sind. 3 PHYSIKALISCHE UND CHEMISCHE GRUNDLAGEN

Obwohl, wie beschrieben, in einer turbulenten Strömung Wirbel unterschiedlicher Größe vorhanden sind, ist es doch möglich, eine Wirbelgröße zu definieren, in der der größte Anteil der turbulenten kinetischen Energie enthalten ist. Bestimmt werden kann dieses sogenannte integrale Längenmaß über das Integral der Korrelationsfunktion  $\mathcal{R}$  der Schwankungsgrößen zwischen zwei verschiedenen Orten im Strömungsfeld [ten 87]:

$$L = \int_{0}^{\infty} \mathcal{R}(r) dr \qquad (3.2)$$

$$\mathcal{R}_{ij}(\vec{x}, \vec{r}) = \frac{\overline{u'_i(\vec{x})u'_j(\vec{x} + \vec{r})}}{\sqrt{\overline{u'_i}^2(\vec{x})}\sqrt{\overline{u'_j}^2(\vec{x} + \vec{r})}}$$
(3.3)

Nicht zu verwechseln ist dieses integrale Längenmaß mit dem sogenannten Makromaß  $L_L$ , mit dem die größten vorkommenden Wirbel einer Strömung bezeichnet werden. Die Größenordnung des Makromaßes liegt im Bereich der begrenzenden Geometrie, jedoch kommen Wirbel dieser Größe nicht sehr häufig vor und können daher statistisch gesehen vernachlässigt werden.

Das Längenmaß, das die kleinsten kohärenten Strukturen charakterisiert, bevor die Energie in unkorrelierte Wärmebewegung dissipiert, ist das sogenannte Kolmogorov-Mikromaß  $l_s$ , das wie folgt definiert ist:

$$l_s = \sqrt[4]{\frac{\nu^3}{\epsilon}} \tag{3.4}$$

Als weitere Kenngröße einer turbulenten Strömung wird häufig das Taylor-Mikromaß  $\lambda_T$  verwendet, mit dem zwar keine spezielle Gruppe an Wirbelgrößen bezeichnet wird, das aber eine gute Abschätzung für die Schubspannung in der Strömung darstellt [ten 87]:

$$\lambda_T = \sqrt{\frac{u'_{rms}}{\left(\frac{\partial u'_{rms}}{\partial x}\right)^2}} \tag{3.5}$$

Der Zustand einer Strömung wird üblicherweise über die dimensionslose Reynoldszahl als Relation von Trägheits- zu Reibungskräften eines Fluids charakterisiert:

$$Re = \frac{u \ l}{\nu} \tag{3.6}$$

Bei der Betrachtung von turbulenten Verbrennungsvorgängen ist es üblich, eine sogenannte turbulente Reynoldszahl einzuführen, die auf dem integralen Längenmaß basiert und somit das Produkt der beiden Achsen im Phasendiagramm nach Borghi (Abb. 3.1) darstellt:

$$Re_L = \frac{u'_{rms} \ L}{\nu} \tag{3.7}$$

Aus den oben definierten Größen  $s_l$ ,  $u'_{rms}$ ,  $\delta_l$ , L und  $\lambda_T$  können nun eine chemische Zeitskala sowie zwei turbulente Zeitsskalen, basierend auf dem integralen Längenmaß sowie dem Taylor-Mikromaß, gebildet werden:

$$\tau_c = \frac{\delta_l}{s_l}; \quad \tau_L = \frac{L}{u'_{rms}}; \quad \tau_{\lambda_T} = \frac{\lambda_T}{u'_{rms}}$$
(3.8)

Der dimensionslose Quotient der <br/>ersten beiden Kennzahlen, der mit der Damköhlerzahl ${\cal D}a$ 

$$Da = \frac{\tau_L}{\tau_c} \tag{3.9}$$

ausgedrückt wird, ermöglicht einen Vergleich der turbulenten Zeitskala großer Wirbelstrukturen, die die Flammenfront strecken und so die Verbrennung beschleunigen, mit der Zeitskala der chemischen Reaktion. Die Linie Da = 1, die das Phasendiagramm in Abbildung 3.1 unter 45° in zwei Bereiche teilt, verläuft aber nicht bis zum Ursprung, da für turbulente Reynoldszahlen von  $Re_L < 1$  eine laminare Verbrennung vorliegt. In dem Gebiet, in dem die Damköhlerzahl Da < 1 ist (ideal gerührter Behälter), werden aufgrund der hohen Turbulenzintensitäten bei gleichzeitig relativ kleinen integralen Längenmaßen örtliche Inhomogenitäten von Temperatur und Konzentration geglättet. In technischen Anwendungen ist diese idealisierte Vorstellung nur schwierig zu realisieren. Sie wird allerdings oft null-dimensionalen numerischen Modellierungen von Verbrennungsabläufen zugrunde gelegt, wie sie auch in Abschnitt 7.2.2 diskutiert werden.

Der Karlovitz-Flammenstreckungsfaktor Ka beschreibt den Einfluß der kleinen Wirbel auf die Beschleunigung des Verbrennungsvorganges<sup>2</sup>. Die kleinen Wirbel dringen in die Vorheizzone der Flamme ein, weiten diese auf und erhöhen so den Wärme- und Stofftransport zwischen verbranntem und unverbranntem Gas. Ebenso wie die Damköhlerzahl wird der Karlovitz-Flammenstreckungsfaktor aus dem Quotienten zwischen dem chemischen Zeitmaß und einem turbulenten Zeitmaß, in diesem Fall allerdings dem Taylor-Zeitmaß, gebildet.

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_{\lambda_T}} \tag{3.10}$$

Die Steigung der Linie Ka = 1 in Abbildung 3.1, die den Bereich der "gewellten Flammen" vom Bereich der "dicken turbulenten Flammen" voneinander abtrennt, hängt natürlich vom Verhältnis der beiden Längenskalen L und  $\lambda_T$  zueinander ab. In Abbildung 3.1 ist die Linie Ka = 1 exemplarisch für den Fall eingetragen, daß  $\lambda_T = 0.01 \cdot L$ beträgt [gri 95]. Im Bereich Ka < 1 führen die im Vergleich zur turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit großen Wirbel zu einer Fältelung der Flamme, ohne daß die laminare Flammenstruktur stark verändert

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>In dieser Arbeit wird die Notation von [gri 95] verwendet. Häufig wird mit Ka allerdings auch die Karlovitzzahl, die das Verhältnis zwischen dem chemischen Zeitmaß zur Zeitkonstante der Kolmogorov-Wirbel beschreibt, bezeichnet.

wird. Im Bereich Ka < 1 dringen die zunehmend kleinskaligen Wirbel in die eigentliche Reaktionszone ein, wodurch diese wie in Abbildung 3.1 dargestellt vergrößert wird.

### 3.1.1 Einfluß von Diffusionsgrößen auf die Flammenstruktur

Bisher wurde alleine der Einfluß von verschiedenen Strömungsparametern auf die Flammenstruktur betrachtet. Es ist aber bekannt, daß sich Flammeninstabilitäten auch aufgrund von hydrodynamischen sowie diffusiven Effekten ausbilden können. Dies wurde ausführlich von Ardey [ard 98] diskutiert. In diesem Abschnitt soll daher nur auf die Instabilität aufgrund von molekularen Transportvorgängen eingegangen werden. Mit der aus dem Ingenieurwesen bekannten Lewiszahl Lewird der Quotient aus der Temperaturleitfähigkeit a und der molekularen Diffusion D beschrieben:

$$Le = \frac{a}{D} = \frac{\lambda}{\rho c_p D} \tag{3.11}$$

Im Falle der vorgemischten Verbrennung bezieht sich der Diffusionskoeffizient auf die jeweils geringer vorhandene Spezies, also auf Brennstoff im unterstöchiometrischen und auf Sauerstoff im überstöchiometrischen Fall [abd 85]. Die Lewiszahlen für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Gemische variieren nur gering, so daß in guter Näherung für sämtliche Wasserstoff-Luft-Gemische  $Le \approx 0,35$ und für Methan-Luft-Gemische  $Le \approx 1$  angenommen werden kann [gri 95], [ard 98]. Praktisch wirken sich unterschiedliche Lewiszahlen wie folgt aus: Bei einer Lewiszahl von Le < 1, bei der die Massendiffusion über den Wärmeverlust dominiert, ist bei einer positiven Wölbung der Flamme in das unverbrannte Gemisch eine deutlich erhöhte Reaktionsrate zu beobachten (Abb. 6.8 oben). Dies läßt sich damit erklären, daß im vorliegenden Fall einer mageren Wasserstoff-Luft-Flamme durch die Krümmung zum unverbrannten Gemisch mehr Wasserstoffmoleküle in die Reaktionszone diffundieren können, der Wärmeverlust der Flamme an das unverbrannte Gemisch jedoch gering ist. Bei Lewiszahlen von Le > 1 überwiegt hingegen bei einer positiven Krümmung der Wärmeverlust der Flamme an das unverbrannte Gemisch und eine von außen aufgezwungene Wölbung bildet sich zurück (Abb. 6.8 unten). Bemerkenswert an den Schnittbildern in Abbildung 6.8 ist, daß beide Flammen ähnliche laminare Brenngeschwindigkeiten besitzen (Wasserstoff: 0.41 m/s, Methan: 0.48 m/s).

#### 3.1.2 Turbulente Brenngeschwindigkeit

Aufgrund der Komplexität der turbulenten Verbrennung finden sich in der Literatur sehr viele Beziehungen zwischen ausgewählten turbulenten Strömungsparametern sowie der turbulenten Brenngeschwindigkeit. Zusammenfassende Vergleiche zwischen einigen dieser Beziehungen sind z.B. in Andrews et al. [and 75], Bradley [bra 92] und Beauvais [bea 94] dargestellt. Eine der umfangreichsten Zusammenstellungen von experimentellen Daten aus eigenen und fremden Arbeiten ist von Abdel-Gayed und Bradley [abd 81] dokumentiert. Diese Arbeit stellt auch den Ursprung für ein Diagramm dar, dessen in Abbildung 3.3 abgebildete Form aus der Arbeit von Bradley [bra 92] entnommen ist. Die Vergrößerung der turbulenten Brenngeschwindigkeit ist dabei über der Turbulenzgröße  $u'_k$  aufgetragen. In den meisten dazu verwendeten experimentellen Arbeiten wurde in einem mit Brennstoff-Oxidator gefüllten Behälter mit Hilfe von Ventilatoren ein Turbulenzfeld erzeugt, das bereits vor der eigentlichen Zündung detailliert vermessen wurde. Die Tatsache, daß sich dieses Turbulenzfeld durch die verbrennungsinduzierte Expansionsströmung verändert, wurde durch die Einführung der Turbulenzgröße  $u'_k$  korrigiert [gri 95], [abd 89]. Im vorliegenden Fall wurde die Turbulenz jedoch optisch mit Hilfe eines Laser-Doppler-Anemometers direkt vor der Flammenfront bestimmt. Die Größe  $u'_k$  kann also in diesem Fall durch den gemessenen Wert  $u'_{rms}$  ersetzt werden.

Dem Einfluß der Längenmaße und Stoffgrößen ist dadurch Rechnung getragen, daß die Zunahme der Brenngeschwindigkeit vom Pro-



<u>Abbildung 3.3</u>: Turbulente Brenngeschwindigkeit in Abhängigkeit der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit  $u'_k$  (entspricht bei den vorliegenden Versuchen  $u'_{rms}$ ) für unterschiedliche Werte von Ka · Le [abd 89].

dukt aus dem Karlovitz-Flammenstreckungsfaktor und der Lewiszahl  $Ka \cdot Le$  abhängt. Auch hier lassen sich, ähnlich wie in Abbildung 3.1, einzelne Bereiche, von einer kontinuierlichen Flammenfront bei  $Ka \cdot Le < 0, 15$  bis hin zum völligen Erlöschen der Flamme bei  $Ka \cdot Le > 1, 5$  (worauf im folgenden Abschnitt detailliert eingegangen wird) voneinander abgrenzen [abd 89], [gri 95].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das turbulente Brenngesetz von Beauvais [bea 94] verwendet, welches das Ergebnis der Auswertung von zahlreichen Messungen in einem 6 m langen Explosionsrohr mit einem Durchmesser von 66 mm darstellt. Zur Erzeugung der Turbulenz, die quantitativ wie erwähnt mit einem Laser-Doppler-Anemometer vermessen wurde, verwendete Beauvais periodisch angeordnete Hindernisse mit einer maximalen Blockierrate von 70%. Die Zunahme der effektiven Brenngeschwindigkeit  $s_t/s_l$  in Abhängigkeit der Turbulenzgrößen  $u'_{rms}$  sowie L folgt demnach der Beziehung:

$$\frac{s_t}{s_l} = 1 + b \left[ \sqrt{\frac{L}{\delta_l}} \left( \sqrt{\frac{u'_{rms}}{s_l} + 1} - 1 \right) - c \left( \frac{u'_{rms}}{s_l} \right)^2 \right], \qquad (3.12)$$

wobei die Variable c des Löschterms mit Hilfe von:

$$c = \frac{0,157 Le}{4 (Ka \cdot Le)_{L\ddot{o}}} \tag{3.13}$$

bestimmen wird. Diese Form des Brenngesetzes wurde auch von Ardey [ard 98] zur eindimensionalen Modellierung von Verbrennungsvorgängen in einem Explosionsrohr mit einem Einzelhindernis verwendet. Beauvais bestimmte in seiner Arbeit einen konzentrationsabhängigen Parameter b. Ardey konnte hingegen seine eigenen Versuche in guter Näherung mit dem konzentrations- und hindernisunabhängigen Faktor b = 0,53 beschreiben, mit dem Beauvais auch die Meßergebnisse Abdel-Gayed und Bradley [abd 89] sowie Koroll et al. [kor 93] gut wiedergeben konnte.

### 3.1.3 Turbulente Flammenlöschung

Zur Berechnung der globalen Flammenausbreitung zwischen den einzelnen Räumen eines geschlossenen Gebäudes ist es natürlich von entscheidender Bedeutung zu wissen, ob sich eine Flamme überhaupt von einem Raum in den nächsten fortpflanzen kann oder ob diese durch lokale, in der Übergangsöffnung zwischen den Räumen auftretende hohe Turbulenzspitzen gelöscht wird. Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, steigt aufgrund des erhöhten Wärmeund Stofftransportes vor der Flamme mit zunehmender Turbulenz auch die Brenngeschwindigkeit eines Brennstoff-Luft-Gemisches. Ab einem gemischspezifischen Maximalwert der turbulenten Schwankung kommt es allerdings zu einer Abnahme der Brenngeschwindigkeit bis hin zum völligen Erlöschen der Flamme. Anschaulich ist dies damit zu erklären, daß aufgrund der hohen Geschwindigkeitsfluktuationen die kalten Frischgasmoleküle von den heißen Abgasmolekülen getrennt werden, bevor das Frischgas auf die nötige Entzündungstemperatur aufgeheizt werden kann. Es liegt daher nahe, den Karlovitz-Flammenstreckungsfaktor Ka (Verhältnis der chemischen zur turbulenten Zeitskala kleiner Wirbelstrukturen) als Hauptparamater zur Bestimmung der Flammenlöschung einzuführen [abd 79], [cho 82]. Von verschiedenen Autoren (z. B. Abdel-Gayed et al. [abd 79], [abd 81], [abd 85], Chomiak und Jarosinski [cho 82]) wird gezeigt, daß neben dem Flammenstreckungsfaktor auch noch die Lewiszahl *Le* als dimensionslose Kenngröße für die diffusiven Stoffeigenschaften des Gemisches sowie die turbulente Reynoldszahl  $Re_L$  zu berücksichtigende Größen für die Flammenlöschung darstellen.

Für den Bereich der turbulenten Reynoldszahlen von  $Re_L < 300$  ergibt sich nach Abdel-Gayed und Bradley [abd 89] als Kriterium für die turbulente Flammenlöschung:

$$Ka \cdot Re_L^{-0.5} > 0,079.$$
 (3.14)

Bei turbulenten Reynoldszahlen von  $Re_L > 300$  lautet das Löschkriterium:

$$Ka \cdot Le > 1, 5,$$
 (3.15)

wie es auch in Abbildung 3.3 dargestellt ist. Der Faktor  $Ka \cdot Le > 1, 5$  ergibt sich dabei aus einem Vergleich, den Abdel-Gayed und Bradley ([abd 85], [abd 89]) mit zur Verfügung stehenden Literaturdaten zur turbulenten Flammenlöschung durchführten. Dabei wurden unter anderem magere Methan- und Wasserstoff-Luft-Gemische in einem Turbulenzbereich von  $0, 3 m/s \le u'_{rms} \le 17 m/s$  sowie integralen Längenmaßen von  $4, 6 mm \le L \le 43 mm$  berücksichtigt, wie sie auch bei den vorliegenden Versuchen verwendet wurden.

## 3.2 Die turbulente Vermischung von Abgas und Frischgas nach der Blende – Der turbulente Freistrahl

Strömt ein Fluid aus einer Öffnung in die Umgebung, so spricht man in der Literatur häufig von einem Freistrahl [sch 65], [len 71], [gue 84], [pra 90]. Bei den vorliegenden Untersuchungen tritt aufgrund der Expansionsströmung, die durch die Verbrennung erzeugt wird, zunächst unverbranntes Frischgas und, nachdem die Flamme das Hindernis erreicht hat, heißes Abgas in Form eines Freistrahls durch die Blende in die zweite Kammer.

Abgesehen von sehr kleinen Strömungsgeschwindigkeiten ist der Freistrahl kurz nach dem Austritt voll turbulent [sch 65]. Daher vermischt sich der Strahl mit dem anfangs ruhenden Frischgas in der zweiten Kammer, wodurch die im Strahl beförderte Masse zunimmt und sich der Strahl stromabwärts verbreitert. Da der Gesamtimpuls konstant bleibt, nimmt die Geschwindigkeit des Strahles stromabwärts kontinuierlich ab.

Turbulente Freistrahlen werden üblicherweise idealisiert in einzelne Bereiche aufgeteilt (vgl. Abb. 3.4):

- Der Kernbereich ist durch einen allmählich enger werdenden Kern gekennzeichnet, in dem die Strömung ihre Geschwindigkeit beibehält.
- Im relativ kurzen Übergangsbereich ist das Mischungsgebiet bereits über den gesamten Strahlquerschnitt ausgedehnt.
- Im anschließenden sogenannten Ähnlichkeitsbereich (auch Affinitätsbereich oder Hauptbereich genannt) kann das Strömungsprofil in jedem beliebigen Querschnitt über dieselbe Funktion beschrieben werden.



<u>Abbildung 3.4</u>: Schema eines turbulenten Freistrahls nach Günther [gue 84] (a und b). Berechnung des Geschwindigkeitsverlaufes über der Längsachse an der L. VIEW-Versuchsanlage mit CFX-TASCflow, kurz bevor die Flamme die Blende erreicht (c) [ede 99].

Aus Beobachtungen ergibt sich, daß der Strahlwinkel eines runden Freistrahls einen über seine Länge konstanten Wert zwischen  $18^{\circ}$  und  $20^{\circ}$  annimmt [pra 90]. Dieser Winkel ist auch bei den eigenen Messungen des Dichtegradientenfeldes mit Hilfe der Schlierenmethode, dargestellt in Abbildung 3.5, zu finden. Die Position *a* des Winkelscheitels, die sich ca. 0,5 Düsendurchmesser hinter der Austrittsöffnung befindet, weicht von den in der Literatur angegebenen Werten, bei denen eine Position von ca. 0,6 Düsendurchmesser vor der Austrittsöffnung angegeben wird, ab. Dies liegt darin begründet, daß bei den vorliegenden Versuchen keine wie in der Literatur häufig verwendete ideal gerundete Düse, sondern eine scharfkantige Blende verwendet wurde, wodurch die Expansion des Gases nicht direkt hinter der Aufweitung beginnt.



<u>Abbildung 3.5</u>: Freistrahl des durch die Blende strömenden Abgases einer Methan-Luft Flamme unter Angabe des Strahlwinkels (Schlierenmessung an der PuFlaG-Anlage).

Zur Beschreibung des Wärme-, Stoff- und Impulsaustausches des Freistrahls mit der Umgebung gibt es seit Prandtl viele Ansätze [pra 90], [hin 59], [sch 65], [rot 72]. Dabei werden bei turbulenten Freistrahlen die laminaren Austauschgrößen (beschrieben durch die Temperaturleitfähigkeit a, die Diffusivität D und die kinematische Viskosität  $\nu$ ) von den entsprechenden turbulenten Größen um mehrere Größenordnungen übertroffen [gue 84]. Der Austausch von Impuls geht dabei allerdings üblicherweise langsamer vonstatten als der Austausch von Wärme und Stoff.

In der Literatur sind auch Anhaltswerte für die bei turbulenten Verbrennungsvorgängen wichtigen charakteristischen Längenmaße einer Strömung angegeben. Beispielsweise wurde das für die Berechnung der turbulenten Flammenbeschleunigung benötigte integrale Längenmaß L (vgl. Abschn. 3.1), in Abbildung 3.6 für unterschiedliche Blendendurchmesser und Strömungsgeschwindigkeiten über der Freistrahlachse dargestellt, von Lenze [len 71] gemessen.



<u>Abbildung 3.6</u>: Integrales Längenmaß L in einem Freistrahl längs der Strahlachse nach Lenze [len 71].

### 3.2.1 Simulation des Freistrahls mit dem Programm CFX-TASCflow

Aufgrund der komplexen Geometrie wurde im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen auf eine analytische Berechnung der Mischungsvorgänge im Freistrahl verzichtet und dieser mitsamt der umgebenden Wand mit Hilfe des numerischen Strömungssimulationsprogramms CFX-TASCflow der Firma AEA Technology Ltd. simuliert [tas 96], [ede 99]. Dieses Programm arbeitet nach dem Finite-Volumen-Verfahren, das auf finiten Elementen basiert. Das Berechnungsgebiet wird dabei in einzelne Teilvolumina zerlegt und die die Strömung beschreibenden Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie für jedes Teilvolumen gelöst.

Einflüsse der Turbulenz werden mit Hilfe des sogenannten  $k{-}\epsilon{-}$ Modelles berücksichtigt. Dabei werden von den mitunter lokal stark

turbulent schwankenden Größen lediglich zeitliche Mittelwerte berechnet. Der Effekt der Turbulenz wird über eine Zunahme der sogenannten turbulenten Viskosität berücksichtigt, die zur molekularen Viskosität addiert wird. Die turbulenten Viskosität errechnet sich dabei aus der turbulenten kinetischen Energie k und der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie  $\epsilon$ .

Die Grenzschicht in der Nähe von Wänden wird im Turbulenzmodell durch spezielle Wandfunktionen berücksichtigt. Durch die Verwendung eines logarithmischen Geschwindigkeitsprofiles in Wandnähe ist einerseits gewährleistet, daß die Haftbedingung an den Wänden erfüllt wird. Andererseits wird damit der Reibungseinfluß erfaßt, ohne daß dieser Bereich mit einem sehr feinen Berechnungsgitter aufgelöst werden muß.

Abbildung 3.4 (c) zeigt den mit dem Programm CFX-TASCflow berechneten Geschwindigkeitsverlauf eines turbulenten Freistrahls über der Längsachse. Das dazu verwendete Berechnungsgitter wird ausführlich in Abschnitt 7.2.2 (Abb. 7.8) dargestellt. Ein Vergleich des Geschwindigkeitsverlaufes über der Längsachse mit der Literatur [gue 84] zeigt dabei eine gute Übereinstimmung (Abb. 3.4 b). Deutlich sind auch in der Simulation der Kern-, Übergangs- und Ähnlichkeitsbereich voneinander abgetrennt.
# 3.3 Grundlagen der Reaktionskinetik bei der Wasserstoff- und Methanverbrennung

Die Oxidation von technischen Brennstoffen verläuft in der Regel über relativ aufwendige Reaktionsmechanismen, die aus vielen Einzelreaktionen zusammengesetzt sind. So läßt sich z.B. nach Maas und Warnatz [maa 88] die Wasserbildung aus Wasserstoff und Sauerstoff in 37 Elementarreaktionen zerlegen. Dabei sind nicht alle Reaktionen gleich bedeutend, man unterscheidet vielmehr zwischen Startreaktionen, Kettenreaktionen, Kettenverzweigungen sowie Rekombinationsund Abbruchreaktionen. Neben den Hauptspezien treten dabei aktive Teilchen auf, die erst durch den Verbrennungsvorgang selber gebildet werden. Dies können sowohl freie Atome als auch Molekülbruchstücke mit einem oder mehreren ungepaarten Elektronen, sogenannten Radikale, sein. Die wichtigsten dieser aktiven Teilchen bei Verbrennungsprozessen von Wasserstoff- bzw. Methan-Luft-Gemischen sind nach Günther [gue 84] H-Atome, O-Atome sowie die Radikale OH, C<sub>2</sub>, CH, CH<sub>3</sub> und HCO.

Als Startreaktion werden die Schritte bezeichnet, mit der, nach Zuführung der nötigen Aktivierungsenergie, der chemische Vorgang eingeleitet wird. Dabei werden aus einem oder mehreren stabilen Teilchen ein oder mehrere aktive Teilchen gebildet. Für den Fall der Wasserstoffverbrennung lauten die wichtigsten Startreaktionen [gue 84], [war 97]:

$$Startreaktionen :$$

$$H_{2} + O_{2} \rightleftharpoons OH + OH$$

$$H_{2} + O_{2} \rightleftharpoons H_{2}O + O$$

$$H_{2} + M \rightleftharpoons H + H + M.$$
(3.16)

Bei den Kettenreaktionen wird die Anzahl der beteiligten aktiven Teilchen aufrecht erhalten bzw. vermindert, wie z.B. bei:

$$Kettenreaktion: H_2 + OH \rightleftharpoons H_2O + H.$$
(3.17)

Verbrennungsvorgänge zeichnen sich durch ihre explosionsartige Ausbreitung aus. Verantwortlich dafür sind unter anderem sogenannte Kettenverzweigungsreaktionen<sup>3</sup>. Durch diese nimmt die Anzahl der aktiven Spezien exponentiell zu, wie z.B. bei:

$$Kettenverzweigungen:$$

$$H + O_2 \rightleftharpoons OH + O$$

$$H_2 + O \rightleftharpoons OH + H$$

$$H_2O + O \rightleftharpoons OH + OH.$$
(3.18)

Beim letzten Abschnitt, den sogenannten Kettenabbruchsreaktionen (Rekombination), reagieren reaktive Teilchen zu stabilen Molekülen, wobei die freiwerdende Energie entweder an Moleküle mit genügend großer Masse, oder aber z.B. an die Gefäßwand abgegeben wird:

$$Kettenabbruch: H + OH + M \rightleftharpoons H_2O + M.$$
(3.19)

Aufgrund des komplizierteren Aufbaus ist die Verbrennung von Methan durch eine größere Anzahl von Zwischenschritten gekennzeichnet. Nach der Startreaktion, der Pyrolyse von  $CH_4$ , wie z.B. bei:

$$Startreaktionen: CH_4 + M \rightarrow CH_3 + H + M,$$
 (3.20)

kommt es nach dem Abbau der  $CH_4$  Moleküle:

$$CH_4 - Abbau :$$

$$CH_4 + H \rightleftharpoons CH_3 + H_2 \tag{3.21}$$

und mehrerern Formaldehydreaktionen, wie z.B.:

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Neben dieser Kettenverzweigungsexplosion tritt bei Verbrennungsvorgängen auch noch die thermische Explosion auf. Dabei führt das rasche Ansteigen der Temperatur durch exotherme Reaktionen zu einer Erhöhung der Reaktionsgeschwindigkeit, die wiederum eine schnellere Temperaturerhöhung zur Folge hat [atk 92].

Formaldehydreaktionen :  

$$CH_3 + O_2 \rightleftharpoons H_2CO + OH$$
  
 $H_2CO + OH \rightleftharpoons HCO + H_2O$   
 $HCO + OH \rightleftharpoons CO + H_2O,$  (3.22)

zu einem Abbau der CO-Moleküle in der Form von:

$$CO - Abbau :$$
  
 $CO + OH \rightleftharpoons CO_2 + H.$  (3.23)

Nachdem bei der Verbrennung von Methan ebenso Wasserstoffmoleküle und -atome gebildet werden, treten auch hier die bei der Wasserstoffverbrennung dargestellten Kettenreaktionen, Kettenverzweigungen sowie Abbruchreaktionen auf. Bei der Bildung von  $CO_2$  und dem ebenso stabilen CO wird im Gegensatz zu den Abbruchreaktionen für die Wasserstoff- und Sauerstoffradikale keine zusätzliche Masse benötigt, an die die überschüssige Energie abgegeben werden muß. Daher werden die Radikale, in denen C-Atome vorhanden sind, vergleichsweise rasch abgebaut.

Zur Bestimmung des Gesamtsystems muß eine große Anzahl von Gleichungen gelöst werden. Erst in jüngster Zeit stehen numerische Verfahren zur Verfügung, um mit vertretbarem Rechenaufwand die detaillierte Chemie während eines Verbrennungsvorganges zu bestimmen. Da die meisten der beteiligen Reaktionspartner erst während des eigentlichen Prozesses entstehen und oft nach kürzester Zeit wieder abgebaut werden, ist auch eine experimentelle Bestimmung aller beteiligten Spezien nur sehr schwer möglich.

Um einen Anhaltspunkt für die Zeitkonstanten der Zündung sowie der Lebensdauer von Radikalen zu erhalten, wurden Berechnungen mit dem Reaktionskinetikprogramm CHEMKIN II [kee 89] durchgeführt. Als Reaktionsmechanismus wurde Gri-Mech 1.2 [fre 95] verwendet, bei dem insgesamt 177 Reaktionsgleichungen berücksichtigt werden. Nachdem für die untersuchten Phänomene der Flammenausbreitung die Stickstoffreaktionen keine große Rolle spielen, wurden diese Reaktionen bei dem verwendeten Mechanismus vernachlässigt.

Abbildung 3.7 zeigt ein Beispiel einer nulldimensionalen Simulation einer isobaren und adiabaten Verbrennung eines 7 Vol.% Methan-Luft-Gemisches. Die Molbrüche der dargestellten Spezien wurden dabei zur besseren Übersicht auf den jeweiligen Maximalwert normiert.



<u>Abbildung 3.7</u>: Berechnete Temperatur- und Spezienverläufe in einer 7 Vol.% CH<sub>4</sub>-Flamme (Reaktionskinetikprogramm CHEMKIN II [kee 89]).

Die Temperaturerhöhung tritt in Abbildung 3.7 nicht sofort, sondern erst nach einer gewissen Induktionszeit ein. Der Grund hierfür ist nach Warnatz und Maas [war 97] darin zu suchen, daß bei chemischen Reaktionen, bei denen wie im vorliegenden Fall ein Kettenverzweigungsmechanismus zugrunde liegt, erst reaktive Radikale gebildet werden müssen. Es finden zwar bereits während der Induktionszeit wichtige Reaktionen, z.B. Kettenverzweigungen oder die Pyrolyse des Methans, statt, die Temperatur des Gemisches ändert sich dabei jedoch nur gering. Für das Ende der Induktionszeit existieren in der Literatur unterschiedliche Definitionen [kuo 86], [akb 98]. In der vorliegenden Arbeit wurde als Ende der Induktionszeit der Zeitpunkt angenommen, zu dem die Temperaturkurve die größte Steigung aufweist [war 84].

Nachdem bei der Simulation keine Wärme nach außen abgeführt wird, bleibt auch nach der eigentlichen Reaktionszone die adiabate Verbrennungstemperatur erhalten. Dadurch kann die bei der Rekombination (Gl. 3.19) freiwerdende Energie nicht zur Gänze an andere Moleküle abgegeben werden. Dies hat zur Folge, daß nicht alle Radikale abgebaut werden, sondern daß sich hinter der Flamme ein thermisches Gleichgewicht zwischen den Wasserstoff- und Sauerstoffmolekülen, Radikalen sowie freien Atomen einstellt.

Dies ist auch bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten optischen Messungen der zweidimensionalen OH-Radikalenverteilung mit Hilfe der Laser-induzierten Prädissoziations-Fluoreszenz festzustellen (vgl. Abschn. 5), bei denen die OH-Radiakle nicht nur in der Oxidationszone sondern auch im heißen Abgas der Flamme detektiert wurden (vgl. Abb. 6.8). Aufgrund der höheren Abgastemperatur ist dabei hinter der Methan-Flamme eine deutlich größere Anzahl an OH-Radikalen zu erkennen als hinter der Wasserstoff-Flamme.

Wie in Abschnitt 5.3 dargestellt, können mit Hilfe der Laserinduzierten Fluoreszenz auch die in der Pyrolysezone der Methan-Flamme produzierten  $C_mH_n$ -Radikale gemessen werden. Wie in Abbildung 3.7 zu erkennen, wird diese Gruppe an Radikalen im Bereich der Flamme völlig abgebaut und stellt somit einen guten Indikator für den Ort der eigentlichen Reaktionszone dar.

### 3.3.1 Die laminaren Brenngeschwindigkeiten von Wasserstoff- und Methan-Luft-Gemischen

In technischen Prozessen treten turbulente Vormischflammen wie sie hier betrachtet werden immer nur in Zusammenhang mit einem Strömungsfeld auf. Es genügt daher häufig, die Vergrößerung der laminaren Brenngeschwindigkeit durch die Turbulenz in Abhängigkeit der Strömungsparameter und einiger ausgewählter Stoffeigenschaften zu modellieren, ohne dabei sämtliche Teilreaktionen zu betrachten. Ein Beispiel einer solchen Korrelation wurde in Abschnitt 3.1.2 (Gl. 3.12) vorgestellt.

Gerade bei mageren Gemischen unterscheiden sich die gemessenen laminaren Brenngeschwindigkeiten  $s_l$  verschiedener Autoren stark voneinander. Die auf dem Gebiet der Reaktorsicherheit häufig verwendeten Daten für Wasserstoff-Luft-Gemische von Koroll et al. [kor 93] weichen in dem hier untersuchten Konzentrationsbereich deutlich von den Messungen anderer Autoren, z.B. Andrews und Bradley [and 73], Berman [ber 84], Dowdy et al. [dow 90], ab. Bei  $8 Vol.\% H_2$  beträgt die von Koroll et al. gemessene laminare Brenngeschwindigkeit nur ca. 1/3 des von den oben genannten Autoren bestimmten Wertes.

Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten Korrelationen für die turbulente Flammenlöschung und die turbulente Flammenbeschleunigung wurden daher im Falle des Wasserstoffs die laminaren Brenngeschwindigkeiten von Bermann [ber 84] verwendet, die nur geringfügig von den von Andrews und Berman sowie Dowdy et al. gemessenen Werten abweichen. Im Bereich von 8 - 11 Vol.% können dabei die Meßdaten mit folgendem Polynom zweiten Grades gut wiedergegeben werden:

$$s_{l,H_2} = (54 \gamma_{H_2}^2 - 7, 03 \gamma_{H_2} + 0, 48) \cdot 1 \frac{m}{s}$$
 (3.24)

Das Polynom für die laminare Brenngeschwindigkeit von Methan im Bereich von 5,5 – 8 Vol.% wurden aus den Meßdaten von Stone et al. [sto 98] ermittelt. Da bei der laminaren Verbrennung von Methan die Brenngeschwindigkeit im Vergleich zu anderen Brennstoffen gering ist, die relativ hohe Abgastemperatur und der damit verbundene hohe Dichteunterschied zwischen Abgas und Frischgas allerdings zu starken Auftriebseffekten führt, die die Messung der laminaren Brenngeschwindigkeit erschweren, wurden die Meßwerte von Stone unter reduzierter Schwerkraft ( $\mu g$ ) bestimmt.

$$s_{l,CH_4} = (114 \gamma_{CH_4}^2 - 5, 73 \gamma_{CH_4} + 0.037) \cdot 1 \frac{m}{s}$$
(3.25)

# 4 Beschreibung der Versuchsanlagen

Um die Flammenausbreitungsvorgänge zwischen zwei Räumen zu untersuchen, die durch ein Hindernis mit einer hohen Blockierrate voneinander getrennt sind, wurden Experimente an zwei unterschiedlich großen Versuchsanlagen (L.VIEW-Anlage, Abschn. 4.1 – ca. 1500 Liter, PuFlaG-Anlage, Abschn. 4.3 – ca. 5 Liter) durchgeführt. Die Brennkammern wurden dabei jeweils über eine Wand, in deren Mitte sich eine runde Öffnung befand, in zwei miteinander verbundene Kammern aufgeteilt. Vor der Zündung wurden die beiden Kammer der Anlagen mit dem gleichen Brennstoff-Luft-Gemisch gefüllt, wobei über Ventilatoren eine gute Durchmischung der Gase gewährleistet wurde.

Als Brennstoffe wurden Wasserstoff und Methan verwendet, dabei wurden vor allem magere Gemische untersucht. Die bei beiden Versuchsanlage untersuchten Brennstoff-Konzentrationen sind zusammen mit den jeweiligen Stöchiometrieverhältnissen in Tabelle 4.1 aufgeführt.

		Wasserstoff		Methan	
		Vol. $\%$	$\Phi$	Vol. $\%$	$\Phi$
L.VIEW	min. max.	$\substack{8,0\\11,2}$	$\begin{array}{c} 0,21\\ 0,3 \end{array}$	5,5 7,6	0,55 0,78
PuFlaG	min. max.	7,0 14,0	0,18 0,39	5,5 9,5	0,55 1

Tabelle 4.1: Untersuchte Brenngaskonzentrationen bei den beiden Versuchsanlagen.

Bei beiden Versuchsanlagen wurde darauf geachtet, daß über große Fensterflächen die Flamme mit unterschiedlichen optischen Meßmethoden untersucht werden konnte.

## 4.1 Die L.VIEW-Versuchsanlage an der Universität Pisa

An der Universität Pisa stand für die vorliegenden Untersuchungen die soganannte Large VIEW-Versuchsanlage (L.VIEW), dargestellt in Abbildung 4.1, zur Verfügung. Der Name der Anlage ergibt sich daraus, daß aufgrund der großen Fensterflächen der gesamte Verbrennungsablauf direkt beobachtet werden konnte.



<u>Abbildung 4.1</u>: Die L.VIEW-Versuchsanlage an der Universität Pisa. Der nach innen gewölbte Kunststoffsack an der rechten Seite veringerte das effektive Anlagenvolumen vor dem Befüllen mit Brennstoff.

Die Innenmaße der Versuchsanlage betrugen  $677 \ge 677 \ge 3200 \ mm^3$ , wobei die vordere und obere Wand aus  $60 \ mm$  starkem Panzerglas gefertigt waren. Die simultane Beobachtung des Verbrennungsvorganges von vorne und von oben wurde über einen Spiegel ermöglicht, der unter  $45^{\circ}$  über der Versuchsanlage befestigt war. Da im Bereich der Fenster auf zusätzliche Verstrebungen zur Versteifung der Anlage verzichtet wurde um die freie Sicht nicht zu beeinträchtigen, ergab sich

eine maximal zulässige Druckbelastung von 3 bar.

 $1050 \, mm$  von der Zündstelle entfernt befand sich eine Trennwand mit einer zentrischen runden Öffnung. Durch die Verwendung von vier unterschiedlichen Einsätzen konnte der Durchmesser der Öffnung zwischen  $52 \, mm$  und  $100 \, mm$  variiert werden. Die sich daraus ergebenden Blockierraten sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. An der der Zündung gegenüberliegende Seite befand sich eine  $300 \times 300 \, mm^2$  große Öffnung, die vor Beginn des Experiments mit einer Berstmembran (Kunststoffsack mit einem Volumen von 180 Liter) verschlossen wurde.

Blenden Ø	Blockierrate BR		
$52 \mathrm{~mm}$	$0,\!995$		
70 mm	0,992		
83 mm	$0,\!988$		
100 mm	$0,\!983$		

Tabelle 4.2:Untersuchte Blenden bei der L. VIEW-Versuchsanlage bei beiden Brenn-<br/>stoffen.

Für die Befüllung der Anlage wurde zuerst die dem Brennstoffvolumen entsprechende Luftmenge abgesaugt, wobei sich der Kunststoffsack nach innen wölbte und so das effektive Anlagenvolumen verringerte. Anschließend wurde die berechnete Brenngasmasse über eine kritisch durchströmte Blende an zwei gegenüberliegenden Stellen in die Anlage eingeblasen. Um eine ausreichende Homogenität des Gemisches zu gewährleisten, wurden die Gase vor der Zündung mit Hilfe von zwei Ventilatoren, die in der Trennwand angebracht waren (Abb. 4.1), umgewälzt. Während des Versuches wurden die beiden Ventilatoren von Metalldeckeln, die pneumatisch betätigt wurden, verdeckt. Die Homogenität des Gemisches wurde vor der Zündung mit Hilfe von sechs Konzentrationssensoren über die Messung der Wärmekapazität des Gemisches überprüft. Die Zündung selbst erfolgte durch einen Lichtbogen, der über einen piezoelektrischen Zündmechanismus erzeugt wurde.

Die konventionelle Meßtechnik der L.VIEW-Anlage bestand aus 7 piezoresistiven Drucksensoren der Firma Kistler mit einer Eigenfrequenz von  $30 \, kHz$ . Die Temperatur in der Nähe der Wand wurde neben den Drucksensoren mit Hilfe von 7 CrAl-Thermoelementen bestimmt.

Der Verbrennungsfortschritt wurde bei langsamen Vorgängen durch die Messung der Flammenposition mit Hilfe einer Videokamera mit einer Bildwiederholrate von 25 Hz bestimmt. Da bei Wasserstoff-Flammen die maximale Strahlung bei 310 nm, also im ultravioletten Bereich auftritt, mußte die Flamme über die Zugabe von *Tracern* sichtbar gemacht werden. Dazu wurden im vorliegenden Fall Aerosole einer NaCl-Lösung verwendet. Die Zerstäubung erfolgte vor der Befüllung der Anlage mit Wasserstoff über einen medizinischen Inhalator, der bei einem Luftvordruck von 1, 5 bar Teilchengrößen von durchschnittlich 2, 2  $\mu m$  erzeugt (vgl. Abschn. 5.2.1).

Bei den schnellen Zünd- und Flammenausbreitungsvorgängen wurde das Leuchten des Salzes mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitsvideokamera in Kombination mit einer Bildverstärkerkaskade aufgenommen. Die einzelnen Komponenten dieses Systems sind im Detail in Abschnitt 5.1.2 beschrieben. Der Beginn der Videoaufzeichnung erfolgte dabei zeitgleich mit der Zündung des Gemisches und dem Beginn der Aufzeichnung der Druck- und Temperatursignale, wodurch eine einfache zeitliche Korrelation der einzelnen Meßdaten zur späteren Auswertung ermöglicht wurde.

Die berührungslose Messung der Geschwindigkeit und der Turbulenz der Expansionsströmung vor der Flamme erfolgte mit Hilfe eines Laser-Doppler-Anemometers (vgl. Abschn. 5.2).

Um bei den Strömungsmessungen ausreichend hohe Datenraten sicherzustellen, wurden an der Anlagenrückseite fünf zusätzliche Fenster  $(d = 100 \, mm)$  mit einer höheren Qualität angebracht<sup>4</sup> (Abb. 4.2), wovon im Rahmen dieser Arbeit vier verwendet wurden. Je ein Fenster

 $<sup>^4\</sup>mathrm{Die}~60\,mm$ starken Panzerglasscheiben an der Vorder- und Oberseite der Meßkammer wiesen aufgrund ihrer Dicke eine deutlich grüne Verfärbung auf.

befand sich 100 mm vor (LDA-2) und hinter der Blende (LDA-3) um die Struktur des austretenden Freistrahles zu bestimmen. Die beiden anderen Fenster befanden sich jeweils etwa in der Mitte der beiden Kammern im oberen Bereich (LDA-1 und LDA-4), um die Charakteristika der Expansionsströmung direkt vor der sich ausbreitenden Flamme zu messen. Auch die Aufzeichnung der Laser-Doppler-Signale begann zeitgleich mit der Zündung, sodaß ein direkter Vergleich der Meßdaten möglich ist.



<u>Abbildung 4.2</u>: Position der LDA-Meßvolumina (LDA-1 – LDA-4) sowie der Druckund Temperatursensoren (p1 - p7).

## 4.2 Die PuFlaG-Versuchsanlage an der Technischen Universität München

Bei den verwendeten abbildenden optischen Meßverfahren der Schlierentechnik und der Laser-induzierten Fluoreszenz darf das Meßobjekt nicht beliebig groß sein, da ansonsten ein so großer Verlust an optischer Auflösung auftritt, daß eine sinnvolle Auswertung der Meßergebnisse nicht mehr möglich ist. Aus diesem Grund wurde die Messung der lokalen Flammenstruktur an der deutlich kleineren PuFlaG-Versuchsanlage (PuFlaG - Pulsed Flame Generator), die in Abbildung 4.3 dargestellt ist, an der Technischen Universität München durchgeführt.

Ein weiterer Vorteil dieser Anlage bestand in der höheren Auslegungsdruckbelastung von 16 bar, wodurch der in Tabelle 4.1 dargestellte, im Vergleich zur L.VIEW-Anlage größere Stöchiometriebereich vermessen werden konnte.



Abbildung 4.3: Die PuFlaG-Versuchsanlage in Technischen Universität München.

		Blenden Ø	Blockierrate BR
Wasserstoff	min. max.	$5 \mathrm{mm}$ 16 mm	$0,996 \\ 0,96$
Methan	min. max.	7 mm 20 mm	$0,992 \\ 0,938$

Tabelle 4.3: Untersuchte Blenden bei der PuFlaG-Versuchsanlage.

Es handelte sich bei dieser Versuchsanlage um eine Ringrohrbrennkammer mit einem Innendurchmesser von 72 mm und einer Gesamtlänge von ca. 8 m. Im Bereich der optischen Meßstrecke ermöglichten vier über den Umfang angeordnete Fenster eine Beobachtung der Flamme über eine Länge von 180 mm. Ebenso wie bei den Versuchen in Pisa wurde die Meßstrecke durch ein Hindernis mit einer zentrischen runden Öffnung in zwei Kammern aufgeteilt. Dabei wurden die in Tabelle 4.3 aufgelisteten Blendendurchmesser untersucht.

Die Blenden wurden dabei so im Bereich der Fenster montiert, daß die Flamme ca.  $30 \, mm$  vor und  $150 \, mm$  nach der Blende einzusehen war. Die Zündung erfolgte über eine Piezozündquelle in der Mitte des Rohres,  $250 \, mm$  vor der Blende.  $550 \, mm$  hinter der Blende befand sich eine Flammensperre mit einem Durchmesser von  $150 \, mm$  und einer Blockierrate von ca. BR = 90%. Daran anschließend stand ein Volumen von ca. 15 Liter zur Expansion des Gases zur Verfügung.

Die Druckmessung erfolgte über zwei piezokapazitive Druckaufnehmer mit einer Eigenfrequenz von  $70 \, kHz$ . Als Antwortsignal eines Drucksprunges wurde dabei eine exponentiell abfallende Spannung gemessen. Bei den vorliegenden Messungen war die Meßzeit im Vergleich zur Abklingzeit sehr gering (ca. zwei Größenordnungen niedriger), daher entsprach das gemessene Signal in guter Näherung dem eigentlichen Meßwert. Die dem Druck proportionale Ladungsverschiebung wurde vor der Meßserie mit Hilfe eines Ladungskalibrators, der einen Drucksprung simuliert, bestimmt. Zur Befüllung der Anlage wurde diese evakuiert und anschließend mit den entsprechenden Partialdrücken von Brenngas und Luft befüllt. Die Umwälzung des Gases erfolgte über einen Radialventilator, der vor der Zündung mit zwei Kugelhähnen von der Brennkammer abgetrennt wurde.

# 5 Optische Meßtechnik

Bei der experimentellen Untersuchung von turbulenten Verbrennungsvorgängen müssen die Messungen nicht nur an der Flamme selber, sondern auch an der turbulenten Strömung vor der Flamme durchgeführt werden. Nachdem die Vorgänge im Allgemeinen sehr rasch ablaufen, ist eine zufriedenstellende Meßgenauigkeit nur mit optischen Methoden zu erreichen. Zusätzlich zum Vorteil der hohen Geschwindigkeit muß bei optischen Meßmethoden keine mechanische Sonde, die eine Beeinflussung der reagierenden Gasphase zur Folge hätte, in das Meßvolumen eingebracht werden. Mit der Entwicklung neuartiger Lasertechnologien, aber auch verbesserter Kamera- und Computersysteme, haben sich daher optische Meßtechniken in der Verbrennungsforschung in den letzten Jahren vermehrt durchgesetzt.

Aufgrund der Komplexität der turbulenten Verbrennung ist für ein Verständnis der Vorgänge eine Kombination von unterschiedlichen Meßtechniken erforderlich. Bei instationären Verbrennungsvorgängen sind zumindest die lokalen Phänomene in hohem Maße unreproduzierbar. Daher müssen die verschiedenen Meßmethoden, soweit möglich, parallel zueinander angewendet werden. So wurde im Rahmen dieser Arbeit die Untersuchung der Flammenausbreitung mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (Eigenleuchten der Flamme) simultan mit der Messung der Geschwindigkeit der Expansionsströmung vor der Flamme sowie der Turbulenz dieser Strömung mit einem Laser-Doppler-Anemometer durchgeführt. Die detaillierte Struktur der Flamme wurde in getrennten Experimenten mit Hilfe des Schlierenverfahrens sowie der Laser-induzierten Fluoreszenz gemessen. Bei allen Versuchen wurde parallel zur optischen Meßtechnik der Druck sowie die Temperatur an der Wand mit konventionellen Sensoren bestimmt.

Nachdem die eingesetzten Meßmethoden in der Literatur ausführlich beschrieben sind, soll im Folgenden nur kurz auf das jeweilige Meßprinzip sowie die verwendeten Komponenten eingegangen werden. Eine detaillierte Übersicht über die gebräuchlichsten in der Thermo-Fluiddynamik verwendeten Meßtechniken findet sich z.B. in Mayinger et al. [may 94] sowie verkürzt in Jordan et al. [jor 97].

### 5.1 Messung des Flammenfortschritts und der globalen Flammenstruktur

Die Messung  $\operatorname{des}$ Flammenfortschritts und damit auch der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit wurde mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahmen durchgeführt. Dabei wurde einerseits die Flamme direkt gefilmt und andererseits die Schlierentechnik verwendet, wodurch neben den oben genannten Größen auch die integrale Flammenstruktur bestimmt werden konnte. Nachdem die Schlierentechnik bereits seit geraumer Zeit bekannt ist – August Toepler beschrieb erste Messungen schon 1864 [toe 64], die quantitative Auswertung findet sich z.B. bei Schardin [sch 34] – soll hier nur kurz der für die vorliegende Arbeit verwendete optische Aufbau (Abb. 5.1) beschrieben werden.

### 5.1.1 Schlierenverfahren

Als Lichtquelle für den Schlierenaufbau wurde eine Quecksilber-Dampflampe verwendet, deren Strahl über eine Linse und einen Hohlspiegel zu einem quasi-parallelen Lichtbündel geformt wurde. Der Durchtritt dieses Lichtbündels durch die Meßkammer, in der die Schliere beobachtet wurde, erfolgte über halbdurchlässige Spiegel, wodurch Parallaxenfehler vermieden werden konnten. Hinter der Meßkammer wurde das Lichtbündel durch einen weiteren Hohlspiegel auf die Ebene der vertikal angeordneten Schlierenblende fokussiert, bevor die Schliere über ein Objektiv in der Bildebene der Kamera scharf abgebildet wurde.

Aufgrund der dreidimensionalen Struktur der Flamme in der Meßkammer wurde keine quantitative Auswertung des Dichtegradienten



Abbildung 5.1: Aufbau der Schlierenoptik zur Messung des Flammenfortschritts.

vorgenommen, sondern aus den Messungen der Flammenfortschritt, die Ausbreitungsgeschwindigkeit sowie die integrale Flammenstruktur bestimmt, wobei im Bereich der Blende die Unterscheidung zwischen heißem Abgas und Flamme nicht immer eindeutig war.

Für die in dieser Arbeit untersuchten Phänomene konnte mit dem Schlierenverfahren in Kombination mit der verwendeten Hochgeschwindigkeitskamera eine für diese Vorgänge beliebig hohe Bildwiederholrate verwirklicht werden. Nachdem es sich aber um ein Durchlichtverfahren handelt, zeigen die einzelnen Aufnahmen nur ein integrales Bild der Vorgänge über die gesamte Tiefe der Meßkammer. Für die Untersuchung der detaillierten Flammenstruktur wurde daher das in Abschnitt 5.3 dargestellte Verfahren der Laser-induzierten Fluoreszenz verwendet.

#### 5.1.2 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

Für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen beim Schlierenverfahren sowie bei der Aufnahme des Eigenleuchtens der Flamme wurde das Videosystem *Ektapro HS 4540* der Firma Kodak, teilweise in Kombination mit einem speziell für diese Messungen adaptierten Bildverstärkersystem der Firma Proxitronic, eingesetzt. Mit dieser Kamera können bis zu 40.500 Bilder pro Sekunde bei einer Farbtiefe von 8 *bit* aufgezeichnet werden. Bis zu einer Aufnahmefrequenz von 9.000 Bildern pro Sekunde wird dabei die volle Auflösung von 256x256 Bildpunkten verwendet. Bei einer höheren Aufnahmefrequenz wird die  $CCD^5$ der Kamera entsprechend aufgeteilt, wodurch sich die Bildauflösung verringert. Bei den vorliegenden Versuchen wurde die Kamera mit einer maximalen Bildfrequenz von 9.000 Bildern pro Sekunde bei einer Auflösung von 128x256 Bildpunkten betrieben.

Es handelt sich bei der Kamera um ein volldigitales System. Die aufgenommenen Bilder werden im elektronischen Speicher des Videosystems zwischengespeichert, von wo aus sie auf einem Monitor dargestellt und mit einem Videorekorder aufgezeichnet werden können. Über eine IEEE-Schnittstelle<sup>6</sup> können die Einzelbilder digital an einen Rechner überspielt und dort in den standardisierten  $tif^7$  oder  $bmp^8$ Bildformaten abgespeichert werden.

Bei einer Bildrate von 9.000 Bildern pro Sekunde beträgt die Belichtungszeit pro Bild ca. 1/10.000 Sekunde. Aufgrund der relativ geringen Empfindlichkeit der verwendeten CCD muß daher bei den Experimenten, bei denen das Eigenleuchten der Flamme aufgenommen wird, ein Bildverstärker eingesetzt werden. Bei dem für die vorliegenden Messungen entwickelten System der Firma Proxitronic handelt es sich um einen zweistufigen Kaskaden-Bildverstärker, bestehend aus einer *Micro-Channel-Plate* (MCP) sowie einem *Inverter*-Bildverstärker (vgl. Abb. 5.2). Die *MCP* ermöglicht über eine Sekundärelektronenvervielfachung in einzelnen Kanälen, an denen eine Spannung angelegt wird, eine Verstärkung des eingehenden Lichtes

 $<sup>^5</sup> Charged-Coupled-Device:$  Zweidimensionales, lichtempfindliches Array, auf dem das Bild in der Kamera abgebildet und in ein elektronisches Signal umgewandelt wird.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>International standardisiertes Datenübertragungsformat nach dem Standard des Institute of Electrical and Electronical Engineers (IEEE).

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>Tagged Image Format

 $<sup>^{8}\</sup>mathrm{Bitmap}$ 

auf bis zu 10.000 lm/lm, sowie eine Verringerung der Belichtungszeit auf bis zu 100 ns. Der Nachteil der MCP ist allerdings, daß diese bereits bei geringen Lichtintensitäten in Sättigung tritt. Nachdem die Sättigungshelligkeit des Phosphorschirms, von dem das Licht wieder abgestrahlt wird, zur Belichtung des CCD nicht ausreicht, muß nach der MCP ein weiterer Bildverstärker verwendet werden. Dazu eignet sich ein Inverter-Bildverstärker, der zwar nur eine Verstärkung von wenigen 100 lm/lm bietet, durch die große Endhelligkeit am Leuchtschirm aber eine volle Ausleuchtung der CCD der Kamera ermöglicht. Die Kopplung zwischen dem Bildverstärker und der CCD erfolgte über eine Relaisoptik.



<u>Abbildung 5.2</u>: Verwendete Bildverstärkerkombination. Oben: Einzelkanal einer Multiple-Channel-Plate (MCP); unten: Inverterbildverstärker.

#### 5.2 Grundlagen der Laser-Doppler-Anemometrie

Beim optischen Meßverfahren der Laser-Doppler-Anemometrie (kurz: LDA), das z.B. ausführlich von Durst et al. [dur 87] beschrieben ist, wird die Geschwindigkeit von Streuteilchen, die in die Strömung eingebracht werden, bestimmt. Dazu wird ein kohärenter Lichtstrahl der Wellenlänge  $\lambda$  mit Hilfe eines Strahlteilers in zwei Strahlen gleicher Intensität geteilt. Mit Hilfe eines geeigneten Linsensystems werden beide Strahlen unter einem definierten Winkel  $\vartheta$  in das Meßvolumen gelenkt. Ein Streuteilchen, das sich nun durch dieses Meßvolumen bewegt, streut das einfallende Licht. Dieses gestreute Licht besteht aus zwei Komponenten, entsprechend den beiden einfallenden Lichtstrahlen. Beide gestreuten Komponenten besitzen aufgrund der Bewegung des Teilchens eine Dopplerverschiebung zum einfallenden Licht. Diese Dopplerverschiebung ist allerdings nicht nur von der Teilchengeschwindigkeit, sondern auch von der Richtung der einfallenden Lichtstrahlen abhängig. Nachdem die beiden einfallenden Lichtstrahlen nicht parallel zueinander sind, besitzen die beiden Komponenten des gestreuten Lichtes ebenfalls unterschiedliche Dopplerverschiebungen (Abb. 5.3).

Mit einem Photomultiplier wird das gestreute Licht detektiert. Die Frequenzverschiebung durch den Dopplereffekt ist zwar zu gering, als daß sie direkt detektiert werden könnte, die Überlagerung beider (leicht unterschiedlicher) Streulichtkomponenten resultiert allerdings wie in Abbildung 5.3 dargestellt in einer Schwebung, deren Frequenz mit dem Photomultiplier gemessen werden kann.

Die Teilchengeschwindigkeit v läßt sich dabei direkt aus der Schwebungsfrequenz f bestimmen [dur 87]:

$$v = \frac{f\lambda}{2\sin(\vartheta/2)} \tag{5.1}$$

Mit dieser Beziehung kann allerdings noch keine Aussage über die Richtung der Strömung gemacht werden, da eine positive und eine negative Strömung der selben Geschwindigkeit auch die selbe Schwe-



<u>Abbildung 5.3</u>: Prinzip der Laser-Doppler-Anemometrie.

bungsfrequenz erzeugen. Zur Lösung dieses Problems wird einer der beiden einfallenden Lichtstrahlen, bevor dieser in das Meßvolumen eingebracht wird, optisch mit Hilfe einer Bragg-Zelle um die Frequenz  $f_0$ verschoben. Das Licht, das nun von einem ruhenden Teilchen gestreut wird, erfährt eine Schwebung mit der Frequenz  $f_0$ . Ein Teilchen, das das Meßvolumen in positiver Richtung durchläuft erzeugt eine Dopplerverschiebung mit einer höheren Frequenz, ein Teilchen hingegen mit einer negativen Geschwindigkeit erzeugt eine Dopplerverschiebung mit einer niedrigeren Frequenz. Die resultierende Geschwindigkeit läßt sich mit Hilfe der folgenden Beziehung bestimmen:

$$v = \frac{(f - f_0)\lambda}{2\sin(\vartheta/2)}$$
(5.2)

#### 5.2.1 Teilchenfolgevermögen

Als Streuteilchen für die LDA-Messung wurden im vorliegenden Fall Aerosole einer NaCl-Lösung verwendet, die wie in Abschnitt 4 dargestellt, gleichzeitig zur Visualisierung der Flamme verwendet wurden. Die Abschätzung des Teilchenfolgevermögens erfolgte mit Hilfe des in [dur 87] und [ger 98] beschriebenen Stokes'schen Ansatzes. Nach [ger 92] besitzt dieser Gültigkeit, solange die Partikelreynoldszahl  $Re_p$ :

$$Re_p = \frac{\rho_f \, u_f \, d_p}{\mu_f} \tag{5.3}$$

mit der Fluidgeschwindigkeit  $u_f$  und dem Teilchendurchmesser  $d_p$  als Bezugslänge deutlich kleiner als  $Re_p < 100$  ist. Bei der höchsten nach der Blende gemessenen Geschwindigkeit von  $u_f = 288 m/s$  ergibt sich eine Partikelreynoldszahl von  $Re_p = 48$ . Die Größe der verwendeten NaCl-Aerosole wurde mit Hilfe eines Phasen-Doppler-Anemometers<sup>9</sup> in Abhängigkeit vom eingestellten Vordruck am Teilchenzerstäuber bestimmt (Abb. 5.4). Bei den LDA-Messungen an der L.VIEW-Anlage wurde ein Vordruck von  $p_0 = 1,5 bar$  eingestellt, wodurch Teilchen mit einem mittleren Durchmesser von  $d_p = 2,2 \ \mu m$  erzeugt wurden.

Geht man davon aus, daß im ungünstigsten Fall ein Teilchen mit der Geschwindigkeit  $u_p = 0$  in eine stationäre Strömung mit der Geschwindigkeit  $u_f$  eintritt, resultiert nach dem Stokes'schen Ansatz für die Geschwindigkeit des Teilchens über die Zeit [ger 98]:

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup>Die Messungen wurden freundlicherweise von Herrn Dipl.- Ing. Michael Rechenmacher durchgeführt



<u>Abbildung 5.4</u>: Links: Teilchengrößenverteilung der NaCl-Aerosole bei einem Vordruck von 1,5 bar. Rechts: Teilchengrößen bei unterschiedlichen Vordrücken.

$$u_p = u_f \left( 1 - e^{-kt} \right) \tag{5.4}$$

mit: 
$$k = \frac{36 \,\mu_f}{d_p^2 \left(\rho_f + 2\rho_p\right)}$$

In Abbildung 5.5 ist die Geschwindigkeit eines Teilchens über der zurückgelegten Wegstrecke für die höchste im Rahmen dieser Arbeit gemessene Strömungsgeschwindigkeit von  $u_f = 288 \, m/s$  dargestellt. Dabei wurde von einer wässrigen NaCl-Lösung mit einer Sättigungskonzentration von 26,5 Gew.% [dan 67] ausgegangen. Ein Teilchen benötigt demnach bei dieser Konfiguration ca. 10 mm, bevor es auf die Maximalgeschwindigkeit beschleunigt wird. Nachdem sich die Meßstelle für das LDA-System 100 mm nach der Öffnung befindet, kann bei allen vermessenen Konfigurationen von einem ausreichenden Teilchenfolgevermögen ausgegangen werden. Auch unter der Annahme, daß zum Zeitpunkt der Messung das Wasser der Lösung verdunstet ist und auf den Tropfen Salzkristalle mit einem Durchmesser von  $d_p = 1, 14 \, \mu m$  auskristallisieren, ist, wie in Abbildung 5.5 dargestellt, ein ausreichendes Teilchenfolgevermögen gegeben.



<u>Abbildung 5.5</u>: Partikelgeschwindigkeit  $u_p$  über dem zurückgelegten Weg x bei einer Strömungsgeschwindigkeit von  $u_f = 288 \text{ m/s}$  sowie einer Eintrittsgeschwindigkeit des Teilchens von  $u_p = 0 \text{ m/s}$ , berechnet mit Hilfe des Stokes'schen Widerstandsgesetzes.

### 5.3 Laser-induzierte Fluoreszenz

In den Naturwissenschaften ist die Laser-induzierte Fluoreszenz (kurz: LIF) eine häufig angewendete Methode zur Bestimmung von einzelnen Spezies, in selteneren Fällen auch von Temperatur, Dichte oder Druck. Ihr großer Vorteil liegt in der hohen Empfindlichkeit im Vergleich zu anderen Streulichtverfahren wie z.B. der spontanen Ramanstreuung, bei der nur ein ca. 10<sup>6</sup>-fach schwächeres Signal erreicht wird [eck 96]. Die bei Verbrennungsprozessen entstehenden Radikale (z.B. OH, CH, NH, ...), die zur experimentellen Analyse von Verbrennungsprozessen von besonderer Bedeutung sind, treten typischerweise mit einer Konzentration von unter 100 ppm auf. Mit der Laser-induzierten Fluoreszenz können Spezies auch noch im ppm-Bereich, im günstigsten Fall auch noch im sub-ppm-Bereich detektiert werden.

Aufgrund dieser hohen Lichtausbeute ist es bei der Laser-induzierten Fluoreszenz oftmals möglich, die Spezieskonzentration zweidimensional in einer Schnittaufnahme zu bestimmen (PLIF – planare Laserinduzierte Fluoreszenz). Für Verbrennungsvorgänge häufig verwendete Spezialfälle der Laser-induzierten Fluoreszenz zur quantitativen Bestimmung der Spezienkonzentration sind die sogenannte Laserinduzierte Prädissoziations-Fluoreszenz (LIPF), auf die im Detail weiter unten eingegangen wird, sowie die gesättigte LIF (Saturated LIF = SLIF).

Da die Laser-induzierte Fluoreszenz zur Messung von Verbrennungsvorgängen bereits von vielen Autoren [eck 96], [koc 92], [koh 92], [ger 96], [lac 98], [ard 98] beschrieben wurde, soll hier nur kurz auf das physikalische Grundprinzip eingegangen werden.

Ein Molekül in einem bestimmten Quantenzustand wird durch eingestrahltes Licht in einen energetisch höher gelegenen Quantenzustand angeregt. Nach einer typischen Lebensdauer von  $10^1 - 10^2 ns$ [koc 92], fällt das Molekül wieder in einen energetisch tiefer liegenden Quantenzustand zurück und gibt dabei Energie in Form von Fluoreszenzlicht ab. Nachdem es sich also hierbei um zwei Prozesse handelt, die kurzzeitig hintereinander auftreten – die Absorption, bei der ein Molekül Energie aufnimmt, sowie die spontane Emission von Energie – müssen auch zwei Arten von Spektren unterschieden werden (in Abb. 5.6 für den weiter unten beschriebenen Sonderfall der Laser-induzierten Prädissoziations-Fluoreszenz dargestellt). Beim Anregungsspektrum werden mit Hilfe einer Variation der Laserwellenlänge unterschiedliche Rotations- bzw. Vibrationsübergänge angeregt und die daraus resultierende Gesamtfluoreszenzintensität über der Anregungswellenlänge aufgetragen. Beim Emissionsspektrum hingegen wird bei einer bestimmten Anregungswellenlänge das abgestrahlte Fluoreszenzlicht spektral analysiert.

Das Hauptproblem bei der quantitativen Bestimmung der Spezieskonzentration liegt darin, daß die Abgabe von Streulicht für das Molekül nur eine von mehreren Möglichkeiten darstellt, vom energetisch angeregten Niveau in einen energetisch niedrigeren Zustand zurückzukehren. Die Energie kann vielmehr auch durch Stöße mit anderen Molekülen in der Umgebung, durch Dissipation, durch Energietransfer zu anderen internen Energieniveaus desselben Moleküls oder auch durch eine chemische Reaktion abgegeben werden. Zur Berechnung der



<u>Abbildung 5.6</u>: Mögliche Übergänge des OH-Radikals bei der Laser-induzierten <u>Prädissoziations-Fluoreszenz</u> (Anregung mit einem KrF-Excimer-Laser). Oben: Anregung; unten: Fluoreszenzsignal bei der Anregung des  $P_1(8)$ -Überganges.

Fluoreszenzintensität  $S_F$  wird daher von [eck 96] im Bereich der linearen Fluoreszenzstreuung folgende Beziehung angegeben, wobei nur die beiden erstgenannten Störeffekte berücksichtigt werden:

$$S_F = \frac{h\nu}{c} \frac{\Omega}{4\pi} l A N_{ges} B_{12} I_v \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21} + P} , \qquad (5.5)$$

mit der Energie eines Photons  $h\nu$ , dem Raumwinkel der Empfangsoptik  $\Omega$  und der Größe des Meßvolumens lA. Mit  $N_{ges}$  wird in Gleichung 5.5 die Gesamtzahl der am Prozeß beteiligten Moleküle, mit  $B_{12}$  der Einsteinkoeffizient der stimulierten Emission und mit  $I_v$  die spektrale Energiedichte des Lasers bezeichnet. Schwierig zu bestimmen ist der sogenannte Stern-Volmer-Faktor:  $\{A_{21}/(A_{21} + Q_{21} + P)\}$ , bei dem mit  $A_{21}$  der Einsteinkoeffizient für die spontane Emission, mit  $Q_{21}$  die Stoßrate mit anderen Molekülen in der Umgebung und mit Pdie Prädissoziationsrate bezeichnet wird. Insbesondere die Ermittlung der Stoßrate  $Q_{21}$  kann nur erfolgen, wenn die Molekülumgebung sowie die Temperatur- und Druckverhältnisse genau bekannt sind. Nachdem teilweise diese Größen gerade mit Hilfe der Laser-induzierten Fluoreszenz bestimmt werden sollen, sind quantitative Messungen äußerst schwierig.

Eine Möglichkeit, trotzdem quantitative Aussagen über die Spezieskonzentration zu erhalten, ist die sogenannte Laser-induzierte Prädissoziations-Fluoreszenz (LIPF). Durch die Wahl einer geeigneten Laserwellenlänge ist es dabei möglich, Moleküle in schnell prädissoziierende Zustände anzuregen. Dabei verliert ein angeregtes Molekül, zusätzlich zu seiner Energieabgabe durch Strahlung die Energie durch Dissipation. Diese Dissipation erfolgt so schnell (innerhalb weniger Pikosekunden), daß die Wahrscheinlichkeit einer Kollision mit anderen Mölekülen sehr gering wird. Da in diesem Fall  $A_{21} \ll Q_{21} \ll P$  beträgt, ist die Fluoreszenzintensität weitgehend unabhängig von der Molekülumgebung und der Stern-Volmer-Faktor kann durch  $(A_{21}/P)$ angenähert werden.

Für eine quantitative Auswertung der Fluoreszenzsignale genügt es somit, die Prädissoziationsrate P in Kalibriermessungen an einem Eichbrenner mit bekannter Spezienverteilung zu bestimmen. Dabei müssen die Verhältnisse bei den Kalibriermessungen natürlich genau den Versuchsbedingungen entsprechen. Bei den Messungen für die vorliegende Arbeit wurde aufgrund des großen Aufwandes allerdings darauf verzichtet. Die Laser-induzierte Prädissoziations-Fluoreszenz wurde hier nur für die Visualisierung der Flammenkontur eingesetzt.

Für das Meßsystem wurde im großen und ganzen der von Koch [koc 92] und Ardey [ard 98] vorgeschlagene Aufbau wie in Abbildung 5.7 dargestellt adaptiert.



Abbildung 5.7: Versuchsaufbau bei der Laser-induzierten Fluoreszenz.

#### 5.3.1 Anregungssystem

Bei der Laser-induzierten Fluoreszenz stellt die Lichtquelle die zentrale Komponente dar. Da die Intensität des gestreuten Lichtes mit der vierten Potenz der eingestrahlten Frequenz wächst, wird bevorzugt mit UV-Lasern gearbeitet. Dabei stellen Excimerlaser momentan die intensivste schmalbandige Lichtquelle im ultravioletten Wellenlängenbereich dar. Der verwendete Laser der Firma Lambda Physics (Typ: Compex 150), besteht aus zwei Hochdruckzellen, die eine Mischung aus den Gasen Krypton, Fluor und Helium enthalten. Diese Kammern befinden sich jeweils zwischen zwei Elektroden, mit denen eine Hochspannungsgasentladung gezündet wird. Dabei entsteht in den Kammern KrF, das nur im angeregten Zustand stabil ist und das Lasermedium darstellt. Der Resonator um die erste Hochdruckzelle, dem sogenannten Oszillator, besteht auf der hinteren Seite aus einer Kaskade von drei optischen Prismen zur Aufweitung des Lichtes sowie einem optischen Gitter, dessen Winkel zum Laserstrahl über einen Schrittmotor einstellbar ist. Durch diese starke spektrale Aufspaltung geht zwar einerseits ein Großteil der Energie verloren, andererseits schwingt der Laser nur in einem sehr eng begrenzten Wellenlängenbereich. Um den Nachteil der geringen Laserenergie auszugleichen, wird der Laserstrahl aus dem Oszillator über zwei Umlenkspiegel in die zweite Hochdruckkammer, den Resonator geleitet, der durch seine instabile Optik auf genau dieser Wellenlänge anschwingt und den Oszillatorstrahl auf

Das zur zweidimensionalen Anregung der Fluoreszenz verwendete Laser-Lichtblatt wurde über die Kombination einer Zylinderlinse (f = -300 mm) mit einer sphärischen Linse (f = 1000 mm) erzeugt. Das im engsten Querschnitt ca. 0, 3 mm dicke Lichtband wurde über einen Spiegel vertikal in die Versuchskammer eingeblendet.

#### 5.3.2 Detektionssystem

Bevor die Kamera das Fluoreszenzsignal rechtwinklig zum Lichtband detektiert, muß unerwünschtes Streulicht, das seinen Ursprung in der Reflexion des Laserlichtes an Fenstern, Wänden sowie Staubteilchen haben kann, aber auch unerwünschtes Streulicht von Molekülen wie z.B. Fluoreszenzsignale von anderen als der zu untersuchenden Spezies, durch einen Filter unterdrückt werden. Nicht gefiltert werden müssen hingegen, aufgrund der geringen Belichtungszeit der Kamera von 100 ns, das Eigenleuchten der Flamme sowie das Umgebungslicht im Labor.

Für den zu detektierenden Bereich stehen allerdings kaum Bandpaß-

filter zur Verfügung, die in Transmission arbeiten. Daher wurde für die vorliegenden Untersuchungen eine Kombiantion von vier dielektrisch beschichteten Quarzglasplatten verwendet, die UV-Licht aus einem etwa 20 nm breiten Wellenlängenbereich unter einem bestimmten Winkel reflektieren, alle anderen Wellenlängen hingegen durchlassen. Dieser reflektierte Wellenlängenbereich läßt sich durch Verkippung der einzelnen Reflexionsfilter variieren. Als Abbildungsoptik wurde bei der vorliegenden Arbeit ein chromatisch und sphärisch korrigiertes UV-Objektiv mit einer Brennweite von f = 105 mm verwendet. Die Transmission des aus sechs Linsen (Quarz bzw. Fluoriden) bestehenden Objektives beträgt im beobachteten UV-Bereich ca. 40 - 50% [koc 92]. Zur eigentlichen Detektion des Fluoreszenzsignales wurde ein gekühltes CCD-Kamera-System der Firma LaVision (Typ: *Flamestar*) mit integrierter Micro-Channel-Plate (MCP) verwendet, deren Funktionsprinzip bereits in Abbildung 5.2 skizziert wurde. Bei diesem System ist der Bildverstärker allerdings nicht über eine Relaisoptik, sondern direkt über einer Fiberoptik auf den CCD der Kamera geklebt, was eine deutlich bessere Quantenausbeute zur Folge hat. Über eine Framegrabberkarte wurden die Bilder in digitalem Format auf einem PC-System gespeichert.

#### 5.3.3 Detektion des OH- und $C_mH_n$ -Radikals

Die Bestimmung der OH-Radikalkonzentration ist bei Wasserstoff-Luft-Flammen die gängigste Methode, Aussagen über die Flammenkontur zu erhalten, da dieses Radikal in einer hohen Konzentration auftritt.

Ein entscheidender Nachteil bei der Detektion von OH besteht allerdings in seiner relativ langen Lebensdauer. Sind bei der Produktion von OH, wie in Abschnitt 3.3 dargestelt, nur zwei Reaktionspartner erforderlich (z.B. Gl. 3.16), erfolgt der Abbau der Radikale über deutlich langsamere Rekombinationsreaktionen (im Bereich von Millisekunden), bei der drei Reaktionspartner benötigt werden. Diese Abbaureaktion findet nur vollständig statt, wenn das Abgas nach der Verbrennung abgekühlt wird. Wie in Abschnitt 3.3 erläutert, stellt sich im heißen Abgas zwischen dem OH-Radikal und den übrigen Komponenten ein thermisches Gleichgewicht ein. Die hintere Grenze der Flamme ist somit über dieses Radikal nur bei einer quantitativen Auswertung des Fluoreszenzsignals zu ermitteln.

In Abbildung 5.6 ist die von [ger 96] bestimmte gemittelte Fluoreszenzintensität über dem Abstimmbereich des verwendeten Excimerlasers (ca. 1*nm*) für das OH-Radikal dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der Beginn der breitbandigen Anregung unterhalb von 247, 97 *nm* und oberhalb von 248, 77 *nm*, also außerhalb des Abstimmbereiches des verwendeten Lasers. Innerhalb dieses Abstimmbereiches heben sich fünf Übergänge deutlich vom Untergrund ab. Aufgrund der größten Intensität wurde für die vorliegenden Untersuchungen die  $P_1(8)$ -Linie des  $A^2\Sigma^+, v = 3 \leftarrow X^2\Pi, v = 0$  Überganges gewählt. Das Emissionsspektrum bei dieser Anregung ist ebenso in Abbildung 5.6 dargestellt. Nachdem die stärkste Emission bei diesem Übergang im Bereich von ca. 300 *nm* auftritt, wurde der Kippwinkel des Reflexionsfilter auf diese Zentralwellenlänge eingestellt.

Bei Methan-Luft-Flammen stehen neben dem OH-Radikal zur Detektion der Flammenfront auch noch  $C_mH_n$ -Radikale (z.B.  $C_2H_2$ ) zur Verfügung, die bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen im Bereich der Pyrolyse anfallen. Wie in Abschnitt 3.3 dargestellt, hat diese Gruppe von Radikalen nur eine sehr begrenzte Lebensdauer und bildet somit einen ausgezeichneten Indikator für die in Abschnitt 3.3 dargestellte Pyrolysezone der Flamme. Abbildung 5.8 zeigt den Vergleich zwischen OH- und  $C_mH_n$ -Radikale an einer Bunsenbrenner-Diffusionsflamme mit Methan als Brennstoff. Deutlich ist zu erkennen, daß die  $C_mH_n$ -Radikale nicht nur weiter innen auftreten, sondern der Rand auch schärfer begrenzt ist als bei den OH-Radikalen.

Da beim praktischen Nachweis der  $C_mH_n$ -Radikale eine ganze Gruppe von Radikalen angeregt wird, hat die Feinabstimmung des Excimerlasers keinen großen Einfluß auf die Fluoreszenzausbeute. Zur Messung der  $C_mH_n$ -Radikale wurde daher der Excimerlaser zur Minimierung



Abbildung 5.8: Fluoreszenzsignale einer Methan-Bunsenbrennerflamme.

der Streustrahlung (in diesem Falle der OH-Fluoreszenz) zwischen den OH-Übergängen  $P_1(8)$  und  $Q_1(11)$  abgestimmt. Die Detektion erfolgte breitbandig zwischen 300 und 600 nm.

Wie in [all 90] dargelegt, handelt es sich bei diesem Vorgang um einen Zweiphotonenprozeß, d.h. die Anregung eines  $C_m H_n$ -Radikals in das höher gelegene Energieniveau erfolgt über zwei Photonen, die auf ein Radikal treffen. Damit steigt das Fluoreszenzsignal nicht wie üblicherweise bei einem Einphotonenprozeß linear mit der eingestrahlten Laserenergie, sondern quadratisch dazu. Für die praktische Messung ist es daher für eine ausreichende Fluoreszenzintensität wichtig, ein möglichst dünnes Lichtblatt zu erzeugen, da bei zunehmender Dicke nicht nur die örtliche Auflösung, sondern vor allem die Fluoreszenzintensität (quadratisch) abnimmt [all 90], [lav 92], [vog 98].

#### 5.3.4 Triggerung des LIF-Systems auf die Flamme

Aufgrund der geringen Pulswiederholrate des verwendeten Excimer-Lasers kann bei der Laser-induzierten Fluoreszenz pro Versuch jeweils nur eine Messung durchgeführt werden. Daher muß diese Messung zeitlich exakt auf die Flamme abgestimmt werden. Dafür wurde im Prinzip das System von Ardey [ard 98] übernommen, bei dem die Ablenkung eines HeNe-Laserstrahles aufgrund der Dichteänderung beim Passieren der Flamme durch den Strahl gemessen wird. Der dafür notwendige optische Aufbau ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Ein HeNe-Laserstrahl wird ohne zusätzliche Optik durch die Meßkammer geführt und die Lichtintensität an einer gegenüberliegenden Photodiode, deren Position fein justierbar ist, gemessen.

In Abbildung 5.9 ist ein typischer Signalverlauf einer solchen Laser-Lichtschranke am Beispiel einer schnellen Deflagration dargestellt. Anhand des Unterschiedes im Meßsignal ist eindeutig zu erkennen, ob die Ablenkung des Strahles durch die der Flamme vorauseilenden Druckwellen oder durch die Flamme selbst verursacht wird [ger 98b]. Der Vergleich mit Photodioden- und Druckaufnehmersignalen an der gleichen Meßposition in Abbildung 5.9 zeigt die Vorteile der Laser-Lichtschranke zur Flammendetektion gegenüber den beiden anderen Systemen.



<u>Abbildung 5.9</u>: Vergleich unterschiedlicher Systeme zur Flammendetektion (Photodiode, Druckaufnehmer, Laser-Lichtschranke [ger 98b].

# 6 Ergebnisse der Versuche

Bei der Darstellung der experimentellen Ergebnisse wird zur besseren Übersicht der Gesamtablauf der Verbrennung anhand eines repräsentativen Versuches vorgestellt, bevor im Detail auf die einzelnen Phänomene eingegangen wird.

#### 6.1 Diskussion eines repräsentativen Versuches

In Abbildung 6.1 ist die Bildsequenz eines repräsentativen Verbrennungsvorganges bei einer Wasserstoff-Konzentration von 10,5 Vol.%in der L.VIEW-Versuchsanlage dargestellt. Die Bilder wurden mit einer Standardvideokamera mit einer Bildfrequenz von 25 Hz aufgenommen. Nach der Zündung des Gemisches in der ersten Kammer ist die Flammengeschwindigkeit aufgrund der geringen Turbulenz relativ niedrig. Sobald die Flamme aber in die Nähe der Blendenöffnung gelangt, wird sie durch das überströmende Gas stark beschleunigt. Die LDA-Messung, dargestellt in Abbildung 6.3, die bei diesem Versuch in der Mitte der zweiten Kammer an der Meßposition LDA-4 (vgl. Abb. 4.2) durchgeführt wurde, zeigt, daß sich der turbulente Freistrahl zu diesem Zeitpunkt bereits deutlich ausgebildet hat. Nach dem Durchtritt der Flamme durch die Blende nach ca. 0, 5 s kommt es allerdings nicht wie erwartet zur Zündung des Gemisches in der zweiten Kammer, sondern zu einer Löschung der Flamme.

Erst nach weiteren 0, 38 s, nachdem die Freistrahlgeschwindigkeit stark abgesunken ist (Abb. 6.3), zündet das Gemisch in der zweiten Kammer. Der Zündverzug, der Zündprozeß sowie die Verbrennung in der zweiten Kammer sind zeitlich hochaufgelöst in der Bildsequenz in Abbildung 6.2 dargestellt. Die Aufnahmen wurden mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitsvideokamera in Kombination mit einem Bildverstärker (vgl. Abschn. 5) durchgeführt.

Die bei der Verbrennung in der zweiten Kammer auftretende hohe Flammengeschwindigkeit von ca. 50 m/s überrascht aus zwei Gründen:

- Durch die relativ lange Zeit der Flammenlöschung, die je nach Konfiguration bis zu 1,2*s* betragen kann, strömt heißes Abgas durch die Blende, wodurch die Brennstoffkonzentration in der zweiten Kammer stark verringert wird.
- Aufgrund der niedrigen Freistrahlgeschwindigkeit vor der Zündung, dargestellt in Abbildung 6.3, kann nicht ausschließlich die Turbulenz in der zweiten Kammer für die hohe Flammengeschwindigkeit verantwortlich gemacht werden.

Je nach Art des Brennstoffs, der Brennstoffkonzentration sowie des Blendendurchmessers ergeben sich sowohl bei den großskaligen (L.VIEW) als auch bei den kleinskaligen Versuchen (PuFlaG) beim Durchtritt der Flamme durch die Blende Bereiche einer völligen Flammenlöschung ohne Wiederzündung, einer Zündung nach einer gewissen Löschzeit oder einer direkten Zündung des Gemisches in der zweiten Kammer. Dieses völlig unterschiedliche Brennverhalten hat einen entscheidenden Einfluß auf die Flammengeschwindigkeit und auf die resultierende Druckbelastung des Gesamtsystems.

Nachdem in beiden Versuchsanlagen die gleichen Phänomene mit unterschiedlichen Meßmethoden untersucht wurden, ist das folgende Kapitel in die Abschnitte:

- Verbrennung in der ersten Kammer,
- Strömung durch die Blende,
- Flammenlöschung und Zündung nach der Blende,
- Turbulente Verbrennung in der zweiten Kammer sowie
- Rückzündung

gegliedert, wobei die beiden untersuchten Brennstoffe, Wasserstoff und Methan, in den einzelnen Abschnitten jeweils getrennt voneinander betrachtet werden.



<u>Abbildung 6.1</u>: Beispiel eines Verbrennungsvorganges in der L.VIEW-Versuchsanlage bei einer Wasserstoff-Konzentration von 10,5 Vol.% und einem Blendendurchmesser von 70 mm.


<u>Abbildung 6.2</u>: Zeitliche Auflösung des Verbrennungsvorganges in der zweiten Kammer des Versuchs in Abbildung 6.1.



<u>Abbildung 6.3</u>: Geschwindigkeitsverlauf zur Bildsequenz in Abbildung 6.1 an der <u>Meßposition LDA-4</u> (vgl. Abb. 4.2).



Abbildung 6.4: Gemessener Druckverlauf zur Bildsequenz in Abbildung 6.1.

# 6.2 Verbrennung in der ersten Kammer

Nach der Zündung in der ersten Kammer breitet sich die Flamme in Richtung der Blende aus. Nachdem die Temperatur des Abgases und damit das Dichteverhältnis zwischen Abgas und Frischgas vom Brennstoff und vom Stöchiometrieverhältnis abhängt, ist der Einfluß der Schwerkraft bei den einzelnen Konfigurationen unterschiedlich stark ausgeprägt. Bei mageren Flammen steigt die Flamme aufgrund der bereits hohen Abgastemperatur bei gleichzeitig niedriger Ausbreitungsgeschwindigkeit fast senkrecht nach oben, wohingegen bei Wasserstofffammen ab ca. 10 Vol.% und Methanflammen ab ca. 6, 5 Vol.% sich die Flamme sphärisch um die Zündquelle ohne bevorzugte Richtung ausbreitet.

Wird die Geschwindigkeit der Expansionsströmung, die in der Mitte der ersten Kammer (Pos. LDA-1, Abb. 4.2) mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie bestimmt wurde, von der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit abgezogen, so erhält man als resultierende Brenngeschwindigkeit mit guter Genauigkeit den Wert für die laminare Verbrennung  $s_l$ . Dies ist nicht weiter verwunderlich, zeigt doch die Messung der Expansionsströmung vor der Flamme (Abb. 6.5), daß zu diesem Zeitpunkt bei keiner der untersuchten Konfigurationen ein nennenswerter Anstieg der Turbulenz stattgefunden hat.

An dieser LDA-Meßposition in der Mitte der ersten Kammer sind die Gasoszillationen, die von den akustischen Schwingungen in der Versuchsanlage herrühren deutlich zu erkennen. Eine Analyse der gemessenen Schwingungsfrequenz (im Beispiel in Abbildung 6.5 ergibt sich vor der Flamme eine Frequenz von 220 Hz) zeigt, daß sich die Dauer einer Schwingung aus den Schallgeschwindigkeiten des unverbrannten  $(a_u \approx 340 \, m/s)$  und des verbrannten Gases  $(a_v \approx 600 \, m/s)$  bei den jeweiligen Lauflängen von  $l_u = l_v = 0, 5 \, m$  bis zur Versuchsanlagenwand zusammensetzt:





<u>Abbildung 6.5</u>: Gasoszillation in der 1. Kammer an der LDA-Meßposition LDA-1 vor einer 10 Vol.%  $H_2$  Flamme (L.VIEW).

Zu einem relativ frühen Zeitpunkt, während üblicherweise die Flamme noch nicht am Hindernis angelangt ist, führt die erhöhte Abgastemperatur zu einer Expansion des Gases. Die damit verbundene Druckerhöhung in der Versuchsanlage hat ein Aufbrechen der Berstmembran zur Folge, die, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, die zweite Kammer vor der Zündung von der Umgebung abtrennt. Wie am Druckverlauf in Abbildung 6.4 zu erkennen, hat dies nur einen geringen Einfluß auf den Verbrennungsverlauf. Der bis dahin leicht angestiegene Druck der zweiten Kammer sinkt jedoch wieder auf den Umgebungsdruck ab.

# 6.2.1 Untersuchung der Flammenstruktur in der ersten Kammer

Die Bestimmung der integralen Flammenstruktur wurde mit Hilfe des Schlierenverfahrens wie in Abschnitt 5 beschrieben durchgeführt. Ein Vergleich von Schlierenaufnahmen zwischen einer repräsentativen Wasserstoff- und einer Methan-Flamme in der PuFlaG-Anlage ist in Abbildung 6.6 dargestellt.

Bereits in der ersten Kammer unterscheiden sich die Methan- und die Wasserstoff-Flamme deutlich voneinander. Bildet die Methan-Flamme eine sehr glatte Front, die an der oberen Seite allenfalls durch den Fensterrücksprung leicht gestört wird (vgl. Abb. 6.6), so ist die magere Wasserstoff-Flamme durch eine stark zelluläre Struktur gekennzeichnet.

Bei der Zündung der Wasserstoff-Flamme in der zweiten Kammer nach 1, 2 ms sind bei genauer Betrachtung bei den Schlierenaufnahmen mehrere Zündkeime zu erkennen (Abb. 6.6 ganz oben) von denen die Verbrennung ausgeht. Bei der sich daraus entwickelnden Flamme bildet sich aufgrund der erhöhten Turbulenz aber keine regelmäßige Struktur mehr aus.

Die Geschwindigkeit der Methan-Flamme ist vor dem Hindernis ähnlich hoch, wie die der Wasserstoff-Flamme. Trotzdem tritt die Zündung hinter der Blende bei der Methan-Flamme nicht sofort nach Durchtritt durch die Blende, sondern erst nach einem Verzug von ca. 10 msauf. Die dargestellten Aufnahmen in der zweiten Kammer zeigen, mit Ausnahme der letzten Aufnahme bei 11, 2 s, das Durchströmen von heißem Abgas durch die Blende, ohne daß in der zweiten Kammer eine Verbrennung stattfindet.

Die Beschleunigung der Flammen beim Durchtritt durch die Blende ist auf den Schlierenaufnahmen deutlich zu erkennen. Die aus diesen Bildern ermittelte Geschwindigkeit der führenden Kontur ist in Abbildung 6.7 für unterschiedliche Brennstoffkonzentrationen bei einer Blockierrate von BR = 0,96 (Blendendurchmesser: d = 16 mm) dar-



<u>Abbildung 6.6</u>: Vergleich der unterschiedlichen Flammenstruktur anhand von Schlierenaufnahmen. Oben: 12 Vol.%  $H_2$ ; unten: 9,5 Vol.%  $CH_4$  (PuFlaG).

gestellt.

Mit dem Schlierenverfahren konnte in Kombination mit der Hochgeschwindigkeitsvideokamera eine für diese Vorgänge beliebig hohe Bildwiederholrate verwirklicht werden, wodurch die Flammenentwicklung sichtbar gemacht werden konnte. Nachdem es sich aber um ein Durchlichtverfahren handelt, zeigen die einzelnen Aufnahmen lediglich ein integrales Bild der Vorgänge über die gesamte Tiefe der Meßkammer.



<u>Abbildung 6.7</u>: Geschwindigkeit der führenden Kontur der Flamme durch die Blende für unterschiedliche Wasserstoff- (links) und Methankonzentrationen (rechts), ermittelt aus den Schlierenaufnahmen (PuFlaG).

Die Messung der Reaktionszone wurde an der PuFlaG-Versuchsanlage daher mit Hilfe der Laser-induzierten Fluoreszenz (LIF, LIPF) durchgeführt. Wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, können bei diesem Verfahren bei der Verbrennung entstehende Radikale in einem Schnittbild von etwa 0, 3 mm Dicke mit einer Belichtungszeit von ca. 20 ns visualisiert werden. Nachdem aufgrund der geringen Pulsfrequenz des verwendeten Excimer-Lasers pro Versuch nur eine Aufnahme gemacht werden kann, stammen die Einzelbilder der in der Folge beschriebenen Bilderserien aus unterschiedlichen Versuchen bei jeweils gleichen Versuchsbedingungen.

Wie erwartet, zeigen die zu den Schlierenbilder korrespondierenden LIF-Aufnahmen in der ersten Kammer, dargestellt in Abbildung 6.8, einen deutlichen Unterschied zwischen den beiden Brennstoffen. Die beim Wasserstoff bei den Schlierenaufnahmen beobachtete zelluläre Struktur der Flamme ist auch bei der zweidimensionalen Messung der OH-Radikalenverteilung deutlich zu erkennen. An den zum unverbrannten Gemisch positiv gekrümmten Abschnitten tritt dabei eine starke Erhöhung der Reaktivität auf. Im Gegensatz dazu kommt es zur völligen Auslöschung der Flamme bei den negativ gekrümmten Abschnitten.



<u>Abbildung 6.8</u>: Visualisierung der OH - Radikale der Flamme vor der Blende mit Hilfe der Laser-induzierten Prädissoziations-Fluoreszenz (PuFlaG).

Bei der Methan-Flamme zeigt sich im Schnittbild eine glatte, homogene Flammenstruktur. Dieser starke Unterschied der Kontur zwischen Wasserstoff- und Methan-Flammen wurde bereits unter anderem von Beauvais [bea 94] beschrieben und ist, wie im Detail in Abschnitt 3.1.1 dargestellt, auf die relativ niedrigen Lewis-Zahlen der Wasserstoff-Luft-Gemische von  $Le \approx 0,35$  im Vergleich zu  $Le \approx 1$  bei Methan-Luft-Gemischen zurückzuführen.

Die durch die niedrige Lewis-Zahl bedingte erhöhte Reaktivität an den positiv gekrümmten Abschnitten bei der Wasserstoff-Flamme ist Voraussetzung, daß sich bereits weit vor der Blende eine  $Tulpen^{10}$ -förmige Struktur ausbildet. Nach Starke und Roth [sta 86] ist die Ursache dieser Struktur eine Überlagerung zwischen der Flammen-Druckwellen-Wechselwirkung, der *Darrieus-Landau-Instabilität* [gon 92] sowie der *Taylor-Instabilität* [mar 64]<sup>11</sup>. Aufgrund der oben beschriebenen Lewis-Zahl bedingten Eigendynamik erlischt dabei die Flamme in der Mitte des Rohres völlig. Da es sich hierbei um eine dreidimensionale Struktur handelt, ist dies auf den in der Tiefe integrierenden Schlierenaufnahmen nicht zu erkennen.

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup>in der Literatur als *tulip-flame phenomena* bekannt

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup>Eine detaillierte Darstellung der *Darrieus-Landau-* sowie der *Taylor-Instabilität* findet sich bei Ardey [ard 98].

# 6.3 Strömungsmessungen im turbulenten Freistrahl (L.VIEW)

Die verbrennungsbedingte Temperaturerhöhung in der ersten Kammer führt zu einer Expansionsströmung, wodurch hinter der Blende in der zweiten Kammer ein turbulenter Freistrahl erzeugt wird. Die Strömunggeschwindigkeit des Freistrahls sowie die damit verbundene Turbulenz hat dabei einen entscheidenden Einfluß auf das Löschbzw. Brennverhalten der Flamme. Daher wurde die Strömung des Gases vom Zeitpunkt der Zündung in der ersten Kammer bis zum Zeitpunkt, bei dem die Flamme das Meßvolumen erreicht, mit Hilfe des in Abschnitt 5 beschriebenen Laser-Doppler-Anemometers simultan in axialer und vertikaler Richtung gemessen.

Die beiden Postionen, an denen in der zweiten Kammer die Messungen durchgeführt wurden, sind in Abbildung 4.2 mit LDA-3 sowie LDA-4 bezeichnet. Das Meßvolumen LDA-3 befindet sich auf der Rohrachse  $100 \, mm$  hinter der Blende. Das Meßvolumen LDA-4 befindet sich in etwa in der Mitte der zweiten Kammer  $220 \, mm$  über der Rohrachse.

Sobald die eigentliche Flamme das Meßvolumen passiert, kommt es zu zwei unterschiedlichen Effekten. Der hohe Dichtegradient zwischen verbranntem und unverbranntem Gas führt zu einer Ablenkung der Laser-Strahlen und zu einer damit verbundenen Deformation des Meßvolumens. Zusätzlich weisen die verwendeten Streuteilchen (vgl. Abschn. 5.2) im Bereich der Flamme ein starkes Leuchten auf, wodurch zwar die Flamme selbst detektiert werden kann, die Laser-Doppler-Signale aber überstrahlt werden. Somit war die Messung der Strömungsgeschwindigkeit und der Turbulenz im Freistrahl nur vor der Flamme möglich.

Verglichen werden können die Geschwindigkeitsmessungen mit der Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit über die bekannte Beziehung für die Geschwindigkeit  $w_e$  beim Ausströmen aus einem Kessel nach Stephan und Mayinger [ste 98], wie sie bei ähnlichen Konfigurationen auch von Lee et al. [lee 77] und Beyer [bey 97] verwendet wurden:

#### 6.3 Strömungsmessungen im turbulenten Freistrahl

$$w_e = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_e}{p_0}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}\right]} . \tag{6.2}$$

Durch Einsetzen der Zustandsgleichung für ideale Gase  $p_0 v_0 = R T_0$ in Gleichung 6.2 ergibt sich eine Form, in der nur mehr direkt meßbare Größen vorhanden sind.

$$w_e = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} R T_0 \left[1 - \left(\frac{p_e}{p_0}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}\right]}$$
(6.3)

Die Ausströmgeschwindigkeit  $w_e$  hängt somit neben dem Druckverhältnis  $p_e/p_0$  nur vom Anfangszustand des Gases ab.

Wie aus den Druckmessungen zu erkennen, ist der Druck in den beiden Kammern weitgehend unabhängig vom Ort der Messung. Dies ist nicht weiter verwunderlich, beträgt doch die Strömungsgeschwindigkeit mit Ausnahme des Bereiches der Blende deutlich unter einem Drittel der jeweiligen Schallgeschwindigkeit, wodurch das Gas als inkompressibel betrachtet werden kann<sup>12</sup>. Der Kesseldruck  $p_0$  entspricht somit dem in der ersten Kammer gemessenen Druck  $p_1$ . Nachdem die Blende aufgrund ihrer Geometrie mit Unterschallgeschwindigkeit durchströmt wird, prägt sich im engsten Querschnitt der Strömung der in der zweiten Kammer gemessene Druck  $p_2$  auf ( $p_e = p_2$ ). Als Ruhetemperatur  $T_0$  des Gases wird vor dem Durchtritt der Flamme die Umgebungstemperatur verwendet.

In Abbildung 6.9 ist anhand eines Beipieles der Verlauf der mit dem LDA gemessenen Geschwindigkeit der kalten Expansionsströmung 100 mm hinter der Blende (Meßposition LDA-3) dargestellt. Nach der Zündung in der ersten Kammer steigt die axiale Geschwindigkeit bis zu einem Maximalwert von ca. 80 m/s stetig an, wobei sich bei dieser Konfiguration (9 Vol.%  $H_2$ ) ca. 0, 2 s bevor die Flamme das Meßvo-

 $<sup>^{12}</sup>$ Nachdem sich lokale Druckunterschiede in der jeweiligen Kammer sofort ausgleichen, kann die Flammenposition bei deflagrativen Verbrennungsvorgängen *nicht* mit Hilfe von Druckaufnehmern bestimmt werden.



lumen erreicht, die axiale Strömungsgeschwindigkeit nur mehr gering ändert.

<u>Abbildung 6.9</u>: Geschwindigkeit der Expansionsströmung durch die Blende. Beispiel eines Vergleichs des Geschwindigkeitsverlaufes aus der LDA-Messung mit der Berechnung ohne den im Text beschriebenen Korrekturfaktor (L.VIEW).

Die scheinbar deutliche Erhöhung der Schwankungsgeschwindigkeit mit der Zeit, die in Abbildung 6.9 bei beiden Richtungskomponenten zu erkennen ist, steht im Widerspruch zu Abbildung 6.11, bei der der Turbulenzgrad auf der Strahlachse direkt hinter der Blende sehr geringe Werte annimmt. Bei einer vergrößerten Darstellung des gemessenen Geschwindigkeitsverlaufes (Abb. 6.9 oben) zeigt sich allerdings, daß auch an dieser Meßposition der Strömung eine akustische Schwingung überlagert ist. Die Abweichung der Geschwindigkeit vom gleitenden Mittelwert nimmt dabei nur relativ niedrige Werte an.

Der Vergleich der mittleren Hauptströmgeschwindigkeit mit der nach Gleichung 6.3 mit Hilfe der Druckmessungen bestimmten Geschwindigkeit zeigt, daß die gemessene Geschwindigkeit leicht niedriger als die Berechnete ist. Dies ist im Wesentlichen darauf zurückzuführen, daß es sich im vorliegenden Fall bei dem Hindernis nicht um eine gut gerundete Düse, sondern um eine scharfkantige Blende handelt. Es liegt daher nahe, ähnlich wie bei der Berechnung der Blendenströmung nach Stephan und Mayinger [ste 98], für die Berechnung der Geschwindigkeit im engsten Querschnitt einen Korrekturfaktor  $\mu$ einzuführen. Ein Vergleich der zur Verfügung stehenden Meßwerte mit den dazugehörigen berechneten Werten zeigt, daß der Korrekturfaktor  $\mu = 0, 9$  in allen Fällen eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung ergibt.

#### 6.3.1 Turbulenz im Freistrahl

Die Struktur eines turbulenten Freistrahls sowie die Aufteilung in Kern-, Übergangs- und Ähnlichkeitsbereich wurde bereits in Abschnitt 3.2 diskutiert. In diesem Kapitel soll die im Freistrahl durch LDA-Messungen bestimmte Turbulenz mit bekannten Werten aus der Literatur verglichen werden.

In Abbildung 6.10 sind die dimensionslosen Turbulenzgrade in Hauptströmungsrichtung

$$Tu_u = \frac{u'_{rms}}{\overline{u}} \tag{6.4}$$

auf der Strahlachse an der Meßposition LDA-3,  $100 \, mm$  hinter der Blende, dargestellt. Verglichen werden dabei die vier untersuchten Blendendurchmesser bei jeweils einer Wasserstoffkonzentration von 9 – 10 Vol.%. Die dimensionslose Darstellung der Turbulenz in der Form des Turbulenzgrades erscheint hier sinnvoll, da es sich um ein



Strömungsfeld mit einer eindeutigen Hauptströmungsrichtung handelt.

<u>Abbildung 6.10</u>: Eindimensionale Turbulenzgrade  $Tu_u$  über der Zeit an der Meßposition LDA-3 bei unterschiedlichen Blendendurchmessern (L.VIEW).

Die maximale axiale Geschwindigkeit im Freistrahl, die bei den untersuchten Konfigurationen gemessen wurde, beträgt 288 m/s. Daher mußte die Optik und Elektronik des LDA-Systems auf hohe Strömungsgeschwindigkeiten optimiert werden. Daraus resultierte allerdings, daß keine sinnvollen Aussagen über die Turbulenz bei Hauptströmungsgeschwindigkeiten von unter 10 m/s getroffen werden können. Der Turbulenzgrad ist in Abbildung 6.10 daher erst ca. 0, 3 - 0, 4s nach der Zündung dargestellt.

Trotzdem fällt auf, daß zu Beginn der Auswertung des Turbulenzgrades, dieser leicht höhere Werte annimmt als am Ende der Messung, bevor die Flamme das Meßvolumen erreicht. Dies ist dadurch erklärbar, daß sich bei den geringen Geschwindigkeiten am Beginn der Transienten die einzelnen charakteristischen Bereiche des Freistrahls, im speziellen Fall der Kernbereich der Strömung (vgl. Abb. 3.4), noch nicht voll ausgebildet haben. Auffallend ist bei der Darstellung des Turbulenzgrades in Abbildung 6.10, daß dieser mit kleiner werdendem Blendendurchmesser stetig zunimmt. Nach Küthe [kue 35] und Vossen [vos 67] beträgt die Länge des Kernbereiches eines turbulenten Freistrahles, dargestellt in Abbildung 3.4, bei mit Luft durchströmten Blenden mit Durchmessern zwischen 50 mm und 100 mm ca. 4,4 Blendendurchmesser. Demnach ist die Meßposition LDA-3, 100 mm hinter dem Hindernis, bei allen untersuchten Blenden inmitten dieses Kernbereiches. Die Zunahme des Turbulenzgrades bei kleiner werdendem Blendendurchmesser in Abbildung 6.10 läßt aber darauf schließen, daß dieser Bereich mit zunehmendem Abstand von der Blende geringer ausgebildet ist und sich somit am gleichen Ort bei kleineren Blenden größere Turbuenzgrade ausbilden.

Dies deckt sich mit der Literatur (z.B. Günther [gue 84]), bei denen der Turbulenzgrad auf der Strahlachse eines runden Freistrahles, wie in Abbildung 6.11 dargestellt, direkt nach der Austrittsöffnung stark ansteigt. Üblicherweise wird der Turbulenzgrad eines ausgebildeten turbulenten Freistrahls unabhängig von der Hauptströmgeschwindigkeit angegeben. Auch bei den eigenen Messungen zeigt der Turbulenzgrad auf der Strahlachse keine starke Abhängigkeit von der Zeit, und damit auch nicht von der Hauptströmungsgeschwindigkeit (vgl. Abb. 6.9).

Die zur Bestimmung der turbulenten Flammenlöschung benötigte Gesamtturbulenzintensität direkt vor der Flamme ist für diese Meßposition (LDA-3) dimensionslos als Gesamtturbulenzgrad:

$$Tu_{ges} = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(u_{rms}^{\prime 2} + v_{rms}^{\prime 2} + w_{rms}^{\prime 2})}}{\overline{u}}$$
(6.5)

für die jeweiligen Blendendurchmesser in Abbildung 6.12 dargestellt. Nachdem sich diese Meßposition auf der Strahlachse befindet, ist der Freistrahl rotationssymmetrisch. Daher gilt in guter Näherung, daß sich die beiden quer zur Strahlachse verlaufenden Strömungskompo-



<u>Abbildung 6.11</u>: Vergleich eindimensionaler Turbulenzgrade im Freistrahl nach  $\overline{G{\ddot{u}}nther [gue 84]}$ .

nenten ähnlich verhalten. Zur Berechnung des Gesamtturbulenzgrades  $Tu_{ges}$  kann daher die horizontale Komponente der mittleren turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit  $w'_{rms}$ , die mit dem verwendeten zweidimensionalen LDA-System nicht gemessen wurde, der gemessenen vertikalen Komponente  $v'_{rms}$  gleichgesetzt werden. Mit dieser Vereinfachung ist es möglich aus den zweidimensionalen Strömungsmessungen einen dreidimensionalen Turbulenzgrad zu bestimmen.

Auch der Gesamtturbulenzgrad hängt, wie in Abbildung 6.12 zu erkennen, in ersten Linie vom Blendendurchmesser und nicht von der Brennstoff-Konzentration und damit auch nicht von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit ab.



<u>Abbildung 6.12</u>: Vergleich der Gesamtturbulenzgrade  $Tu_{ges}$  an der Meßposition <u>LDA-3 direkt</u> vor der Flamme bei jeweils unterschiedlichen Konfigurationen (L.VIEW).

In Abbildung 6.13 sind die Turbulenzgrade in Hauptströmungsrichtung  $Tu_u$  an der Meßposition LDA-4, in der Mitte der zweiten Kammer (vgl. Abb. 4.2) für vier unterschiedliche Konfigurationen dargestellt. Je nach Blendendurchmesser entspricht dies einer Querebene zur Hauptachse von 8,75  $\leq x/d_0 \leq 17,5$ . Nachdem an dieser Meßposition die akustischen Schwankungen sehr unregelmäßig sind (ein Beispiel eines Geschwindigkeitsverlaufes ist in Abbildung 6.3 dargestellt), ist die Ermittlung des gleitenden Mittelwertes mit einer größeren Unsicherheit als bei den übrigen Meßpositionen behaftet. Daher konnte keine signifikante Abhängigkeit des Turbulenzgrades vom jeweiligen Blendendurchmesser gemessen werden.

Unabhängig davon, ob ein Zündverzug eintritt oder nicht, ergibt sich in der Mitte der zweiten Kammer ein relativ hoher Turbulenzgrad in Richtung der Hauptströmung von ca. 25%. Dieser Wert deckt sich in etwa mit den Daten von Günther [gue 84], dargestellt in Abbildung 6.11, bei denen die Turbulenz in Hauptströmungsrichtung in



einer Querebene von  $x/d_0 = 20$  dargestellt ist.

<u>Abbildung 6.13</u>: Turbulenzgrade  $Tu_u$  über der Zeit in Hauptströmungsrichtung an der Meßposition LDA-4 bei unterschiedlichen Konfigurationen (L.VIEW).</u>

# 6.4 Flammenlöschung und Zündung nach der Blende

In Abschnitt 6.1 wurde gezeigt, daß die durch die Blende tretende Flamme nicht unbedingt eine Zündung in der zweiten Kammer zur Folge haben muß. Abhängig vom untersuchten Blendurchmesser, der Art des Brennstoffs bzw. der Brennstoffkonzentration kann es auch zu einer Zündung in der zweiten Kammer nach einer gewissen Verzugszeit oder zu einem völligen Erlöschen der Flamme ohne Wiederzündung bei Brennstoffkonzentrationen weit über der Zündgrenze kommen.

Aus Gründen der besseren Darstellung wird im folgenden Abschnitt das Zündverhalten der beiden untersuchten Brennstoffe, Wasserstoff und Methan, in der zweiten Kammer getrennt voneinander betrachtet. Dabei werden jeweils die Ergebnisse der großskaligen (L.VIEW) sowie der kleinskaligen Experimente (PuFlaG) dargestellt.

### 6.4.1 Flammenlöschung bei Wasserstoff

# Großskalige Versuche - L.VIEW

In Abbildung 6.14 ist der maximale gemessene Überdruck in der zweiten Kammer der L.VIEW-Versuchsanlage bei der Verbrennung von Wasserstoff für die vier untersuchten Blendendurchmesser dargestellt.

Bei der größten verwendeten Blende von  $d = 100 \, mm$  ist bei keiner der untersuchten Konzentrationen eine Flammenlöschung festzustellen. Wie aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zu erkennen zündet die Flamme sowohl bei geringen als auch bei hohen Konzentrationen direkt nach dem Eintritt in die zweite Kammer. Aufgrund der hohen Turbulenz im Freistrahl wird die Flamme stark beschleunigt, wodurch eine relativ große Druckerhöhung in der zweiten Kammer festzustellen ist.

Wird der Blendendurchmesser auf  $d = 83 \, mm$  verkleinert, kommt es durch die erhöhte Blockierung zu einem verstärken Druckaufbau in



<u>Abbildung 6.14</u>: Maximaler Überdruck in der zweiten Kammer bei unterschiedlichen Wasserstoff-Konzentrationen und verschiedenen Blendendurchmessern (L.VIEW).

der ersten Kammer und damit zu einer Vergrößerung der Strömungsgeschwindigkeit durch die Blende. Die Turbulenz in der Mitte der zweiten Kammer ist allerdings wie in Abbildung 6.13 dargestellt weitgehend unabhängig vom Blendendurchmesser. Daher kommt es bei niedrigen Konzentrationen, bei denen auch bei der kleineren Blende eine direkte Zündung in der zweiten Kammer festzustellen ist, zu einer vergleichbar hohen Flammenbeschleunigung und damit zu einer ebenso großen Druckbelastung wie bei der 100 mm-Blende.

Bei einer Wasserstoff-Konzentration von 11 Vol.% ist bei diesem Blendendurchmesser (d = 83 mm) allerdings ein deutlich niedrigerer Druck festzustellen. Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen dieses Versuches zeigen, daß von dem Zeitpunkt bei dem die Flamme die Blende erreicht hat bis zur Zündung in der zweiten Kammer ein Verzug von 0, 32 s auftritt. Die Geschwindigkeit des Freistrahls ist dabei so hoch, daß aufgrund der hohen Scherkräfte zwischen dem Kernbereich der Strömung und der Umgebung des Freistrahls (vgl. Abschn. 3.2) das kalten Frischgas vom heißen Abgas getrennt wird, bevor das Frischgas auf die nötige Entzündungstemperatur erwärmt werden kann.

Nachdem die Berstmembran, die vor der Zündung die Anlage von der Umgebung abtrennt (vgl. Abb. 4.1), zu diesem Zeitpunkt bereits geplatzt ist, verdrängt das durch die Blende strömende Abgas einen beträchtlichen Teil des in der zweiten Kammer befindlichen Frischgases. Somit sinkt die effektive Wasserstoff-Konzentration in der zweiten Kammer, was zu dem geringen gemessenen Verbrennungsdruck führt (vgl. Abb. 6.14).

Bei einer weiteren Verringerung des Durchmessers auf  $d = 70 \, mm$ sowie auf  $d = 52 \, mm$  wird die Strömungsgeschwindigkeit durch die Blende weiter erhöht. Dadurch tritt der Verzug zwischen dem Zeitpunkt, zu dem die Flamme die Blende erreicht und der Zündung in der zweiten Kammer bei immer niedrigeren Konzentrationen auf  $(9, 8 \, Vol.\%)$  bei  $d = 70 \, mm$  bzw.  $8, 5 \, Vol.\%$  bei  $d = 52 \, mm$ . Zusätzlich dazu existiert jeweils eine Grenzkonzentration, ab der in der zweiten Kammer keine Zündung mehr festzustellen ist, die Flamme also erlischt (in Abbildung 6.14 durch einen Druck von 0 *bar* dargestellt).

Auf den ersten Blick verwundert es allerdings, daß der Flammendurchschlag bei den niedrigen Konzentrationen und nicht bei den höheren Konzentrationen auftritt. Im Gegensatz dazu wird in der Literatur häufig davon ausgegangen, daß die größte Gefahr des Flammendurchschlag bei stöchiometrischen Gemischen besteht ([doe 79], [sch 84], [mac 88], [en 94], [bey 97]). Nachdem bei der L.VIEW-Versuchsanlage aufgrund der maximalen erlaubten Druckbelastung der Anlage keine Wasserstoff-Konzentrationen über 11 Vol.% vermessen werden konnten, wurden die Experimente in der kleinskaligen PuFlaG-Versuchsanlage (vgl. Abschn. 4) wiederholt.

#### Versuche in kleinerem Maßstab bei höheren Wasserstoff-Konzentrationen

In der im Vergleich zur L-VIEW-Versuchsanlage deutlich kleineren PuFlaG-Versuchsanlage wurde bei den Wasserstoff-Versuchen ein Konzentrationsbereich zwischen 7 und 14 Vol.% vermessen.

In Abbildung 6.15, in dem der Blendendurchmesser über der Wasserstoff-Konzentration aufgetragen ist, bilden sich, analog zu den großskaligen Versuchen, Bereiche aus, in denen es zu einer Zündung in der zweiten Kammer kommt, bzw. die Flamme vollkommen erlischt.



<u>Abbildung 6.15</u>: Zündbereich in Abhängigkeit der Wasserstoff-Konzentration und des Blockierrate (PuFlaG).

Wie schon bei den großskaligen Versuchen ist es sämtlichen Flammen niedriger Konzentration, mit Ausnahme des kleinsten untersuchten Blendendurchmessers (BR = 0,996), aufgrund der relativ geringen Freistrahlgeschwindigkeit möglich, durch die Blende zu brennen. Bei höheren Konzentrationen und gleichzeitig großer Blockierrate erlischt die Flamme beim Durchtritt durch die Blende und es kommt auch im späteren Verlauf des Experiments nicht zur Zündung in der zweiten

#### Kammer.

Wird die Wasserstoff-Konzentration allerdings weiter erhöht, ist erneut eine Zündung in der zweiten Kammer festzustellen. Dies ist dadurch erklärbar, daß bei einer höheren Wasserstoffkonzentration zwar die Geschwindigkeit und damit die Turbulenz im Freistrahl zunimmt, die laminare Brenngeschwindigkeit sich aber, wie in Abschnitt 3.3 dargestellt, gleichzeitig im Quadrat erhöht und die benötigte Mindestenergie zur Zündung des Gemisches exponentiell abnimmt [lew 61].

Die Flammenlöschung tritt bei den kleinskaligen Versuchen bei gleicher Blockierrate bei niedrigeren Konzentrationen wie bei den großskaligen Versuchen auf. Dies ist einerseits auf die kleineren Abmaße der Anlage und dem damit verbundenen kleineren integralen Längenmaß der Strömung im Bereich Flammenlöschung zurückzuführen. Zusätzlich tritt bei den kleinskaligen Versuchen durch die nahen Anlagenwände ein erhöhter Wärmeverlust auf. Andererseits hat aber auch das Volumen der ersten Kammer, das in der L.VIEW-Versuchsanlage in Relation zum Anlagenquerschnitt deutlich größer als in der PuFlaG-Versuchsanlage ist, einen entscheidenden Einfluß:

Wie am Beispiel eines Druckverlaufes in Abbildung 6.4 dargestellt, tritt die Zündung in der zweiten Kammer nach einem Verzug in der Regel erst auf, nachdem der Druck und damit die Freistrahlgeschwindigkeit deutlich abgesunken ist. Dies ist dadurch zu erklären, daß im Falle eines Zündverzuges in der Umgebung des Freistrahles durch den Mischprozeß von Abgas aus der ersten Kammer und Frischgas der zweiten Kammer ein Gemisch vorliegt, in dem nur mehr ein geringer Brenngasanteil vorhanden ist. Je größer das Volumen der ersten Kammer, desto länger strömt Abgas durch die Blende, bevor der Druck in der ersten Kammer abgebaut ist. Dadurch wird das Frischgas in der zweiten Kammer stärker verdünnt, wodurch eine Zündung unwahrscheinlicher wird.

In Abbildung 6.16 ist der bei der Verbrennung entstehende Überdruck in der zweiten Kammer für vier Wasserstoffkonzentrationen dargestellt. Wie aus Abbildung 6.15 zu erkennen, tritt bei 9 Vol.% sowie 11 Vol.% bei Blockierraten unter 0,978 bzw. 0,981 keine Zündung auf. Die in Abbildung 6.16 dargestellten Zündverzüge wurden aus den korrespondierenden Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ermittelt. Die absoluten Überdrücke bei den beiden Versuchsanlagen sind stark von der Öffnung am Ende der Versuchskammer abhängig ( $300 mm \ge 300 mm$ bei der L.VIEW-, Flammensperre bei der PuFlaG-Anlage) und somit nicht direkt miteinander vergleichbar. Auch bei den kleinskaligen Versuchen ist wie bei den großskaligen zu beobachten, daß der Zündverzug mit größer werdender Blockierrate, d.h. kleinerem Blendendurchmesser, tendenziell zunimmt, wodurch sich der maximale Überdruck in der zweiten Kammer verringert.



<u>Abbildung 6.16</u>: Maximaler Überdruck in der zweiten Kammer bei unterschiedlichen Wasserstoff-Konzentrationen und verschiedenen Blockierraten (PuFlaG).

#### 6.4.2 Flammenlöschung bei Methan

#### Großskalige Versuche - L.VIEW

Die einzelnen Zündbereiche bei Methan, dargestellt in Abbildung 6.17, zeigen ein deutlich unterschiedliches Verhalten zu den Zündbereichen bei Wasserstoff. Die Versuche, die bei der kleinsten Blende (d = 52 mm) durchgeführt wurden sind dabei allerdings nicht aufgetragen, da bei dieser Blende bei keiner der untersuchten Methan-Konzentrationen eine Zündung in der zweiten Kammer auftritt.

Im Gegensatz zu den Versuchen, die mit Wasserstoff durchgeführt wurden, ist bei Methan bei keiner der untersuchten Blenden eine direkte Zündung in der zweiten Kammer ohne einen Verzug zu beobachten ist. Wie im vorhergehenden Abschnitt für den Fall des Wasserstoffs beschrieben, tritt auch hier die Zündung nach einem Verzug nur auf, nachdem die Strömungsgeschwindigkeit des Abgases durch die Blende stark abgesunken ist. Die Zündverzüge nehmen daher bei allen untersuchten Konfigurationen relative hohe Werte zwischen 0, 4s und 1, 2s an.

Bei allen drei Blendendurchmessern bildet sich um  $6 Vol.\% CH_4$  ein Bereich aus, bei dem eine Flammenlöschung ohne Wiederzündung in der zweiten Kammer auftritt. Bei der 100 mm-Blende ist diese Flammenlöschung nur in einem sehr engen Konzentrationsbereich zu beobachten, der bei einer Verkleinerung der Blende stetig breiter wird. Dabei wandert, nachdem sich die Freistrahlgeschwindigkeit mit kleiner werdendem Blendendurchmesser erhöht, der Übergang zwischen Zündung und Nichtzündung zu niedrigeren, der Übergang zwischen Nichtzündung und Zündung zu höheren Brennstoff-Konzentrationen.

Bei der Blende mit dem Durchmesser vor  $70 \, mm$  kommt es bei Konzentrationen von über  $7, 2 \, Vol.\%$  Methan erneut zu einer Flammenlöschung. Nachdem auch im Falle des Methans, durch die maximal mögliche Druckbelastung der L.VIEW-Anlage keine Versuche mit höheren Methan-Konzentrationen (über  $7, 5 \, Vol.\%$ ) möglich waren, konnte nicht bestimmt werden, bei welchen Konzentrationen dieser Löschbereich bei den beiden andern Blendendurchmessern auftritt.



<u>Abbildung 6.17</u>: Maximaler Überdruck in der zweiten Kammer bei unterschiedlichen Methan-Konzentrationen und verschiedenen Blendendurchmessern (L.VIEW).

### Versuche in kleinerem Maßstab bei höheren Methan-Konzentrationen

Um auch im Falle des Methans das Zünd- und Brennverhalten bei höheren Brennstoff-Konzentrationen zu untersuchen, wurden Versuche in der kleineren PuFlaG-Versuchsanlage durchgeführt.

In Abbildung 6.18 sind die beiden Bereiche Zündung sowie Flammenlöschung über der Methan-Konzentration für die einzelnen untersuchten Blockierraten dargestellt. Dabei ist auch bei den kleinskaligen Versuchen bei allen Blendendurchmessern ein Zündverzug festzustellen. Aufgrund der steigenden Strömungsgeschwindigkeit ist die Flammenlöschung bei höheren Konzentrationen bei immer größeren Blendendurchmessern zu beobachten. Daher ist zu vermuten, daß auch bei den großskaligen Versuchen bei den Blenden mit den Durchmessern 83 und 100 mm bei höheren Konzentrationen eine erneute Flammenlöschung auftreten würde.

Der Vergleich der Messungen beider Anlagen zeigt, daß auch bei diesem Brennstoff die Flammenlöschung bei den kleinskaligen Versuchen bei niedrigeren Konzentrationen als bei den großskaligen Versuchen auftritt. Die Gründe dafür sind, wie für den Fall des Wasserstoffs in Abschnitt 6.4.1 diskutiert, im verhältnismäßig großen Volumen der ersten Kammer der PuFlaG-Anlage sowie im größeren Wärmeverlust an die nahen Anlagenwände zu suchen.

Die bei den großskaligen Versuchen im Bereich um 6 Vol.% festgestellte Flammenlöschung konnten bei den kleinskaligen Versuchen nicht mit genügend großer Reproduzierbarkeit identifiziert werden. Dies hat vermutlich zwei Gründe. Einerseits konnte bei den Methan-Versuchen zwar ein ca. doppelt so großer Stöchiometriebereich wie bei Wasserstoff vermessen werden, die absoluten Brenngaskonzentrationen lagen aber in einem nur ca. halb so großen Bereich. Als Folge daraus wurde vermutlich bei den kleinskaligen Versuchen keine genügend hohe Reproduzierbarkeit in der Gemischkonzentration erreicht. Andererseits ist der Wärmeverlust bei Methan-Flammen im Vergleich zum Wasserstoff sehr hoch, wodurch die nahen Wände bei den kleinskaligen Versuchen einen deutlich größeren Einfluß auf den Brennverlauf haben.



<u>Abbildung 6.18</u>: Zündbereich in Abhängigkeit der Methan-Konzentration und des Blendendurchmessers (PuFlaG).

# 6.5 Untersuchung der Flammenstruktur in der zweiten Kammer

Die Schlierenaufnahmen in Abbildung 6.6 haben gezeigt, daß durch die starke Beschleunigung des Gases beim Durchtritt durch die Blende sowie die erhöhte Turbulenz im Bereich des Freistrahls sich die Struktur der Flamme stark ändert. Für eine detailliertere Analyse der Flammenstruktur wurde die zweidimensionale Verteilung der OH-Radikale in der zweiten Kammer mit Hilfe der Laser-induzierten Prädissoziations-Fluoreszenz gemessen.

Auffallend beim Durchtritt durch die Blende ist der anfangs völlig parallele Freistrahl, der, wie die Schlierenbilder im Falle des Methans bei den kleinskaligen Versuchen zeigen (Abb. 6.6), erst ca. 1-2 Blendendurchmesser nach der Blende den für Freistrahlen typischen Austrittswinkel von ca. 20° aufweist. Die Parallelität des Freistrahls direkt nach der Blende ist auch bei der Visualisierung der OH-Radikale bei beiden Brennstoffen deutlich zu erkennen (Abb. 6.19, Abb. 6.20). Im weiteren Verlauf weist die Flammenstruktur wie schon vor der Blende starke Unterschiede zwischen den einzelnen Brennstoffen auf, so daß auch hier zwischen Wasserstoff und Methan unterschieden werden soll, wobei wiederum jeweils eine repräsentative Konfiguration diskutiert wird.

### Wasserstoff

In Abbildung 6.19 a ist die OH-Radikalenverteilung bei der direkten Zündung eines Wasserstoffs-Luft-Gemisches in der zweiten Kammer dargestellt. Die beiden Flammenzungen, die in der ersten Kammer gebildet wurden (vgl. Abb. 6.8), sind auch während der Zündung in der zweiten Kammer noch erhalten. Am Ende dieser beiden Flammenzungen könne mehrere Zündkeime beobachtet werden, die an unterschiedlichen Stellen gleichzeitig zur Verbrennung führen.

Obwohl die exakte Lage dieser Zündkeime nicht reproduzierbar ist,

hängen die Bereiche, in denen die Zündung stattfindet, von der Geschwindigkeit durch die Blende und somit von der Wasserstoffkonzentration sowie dem Blendendurchmesser ab. Bei größer werdendem Abstand der Zündkeime von der Blende ist allerdings nicht nur der Zündort, sondern vor allem auch der Zeitpunkt der Zündung in hohem Maße unreproduzierbar, wodurch eine Detektion der Zündkeime mit LIPF äußerst schwierig wird. In der vorliegenden Konfiguration sind die Zündkeime in einem Bereich zwischen zwei und vier Blendendurchmesser stromabwärts zu finden.

Nach der Zündung hinter der Blende (Abb. 6.19 b) geht von den einzelnen Zündkeimen eine Reaktion aus, bei der die bisher beobachtete führende Kontur der Flamme nicht mehr zu erkennen ist. Dieses Verhalten, das auf die erhöhte Turbulenz durch den austretenden Freistrahl im Bereich der Verbrennungszone zurückzuführen ist, wird in der Literatur häufig als Volumenreaktion bezeichnet.



<u>Abbildung 6.19</u>: Visualisierung der OH-Radikale einer Wasserstoff-Flamme bei der Zündung (a) und der Verbrennung in der zweiten Kammer (b) mit Hilfe der Laserinduzierten Prädissoziations-Fluoreszenz (PuFlaG). Die beiden Aufnahmen (a) und (b) wurden bei zwei Experimenten mit gleicher Konfiguration zu unterschiedlichen Zeiten aufgenommen.

# Methan

Im Gegensatz zu den Aufnahmen mit Wasserstoff ist bei den OH-Schnittbilder der Methan-Flamme in Abbildung 6.20 ein Beispiel dargestellt, bei der eine Flammenlöschung auftritt. Der führende Wirbel eines beginnenden Freistrahles der in Abschnitt 3.1 diskutiert wurde, ist beim Übergang zwischen Frischgas und Abgas in Abbildung 6.20 (a) zu erkennen.



Abbildung 6.20: Visualisierung der OH-Radikalenverteilung einer Methan-Flamme hinter der Blende zu unterschiedlichen Zeiten mit Hilfe der Laser-induzierten Prädissoziations-Fluorsezenz (PuFlaG).

Hinter der Blende sind die OH-Radikale der Methan-Flamme nach einem Abstand von ca. 3-4 Blendendurchmesser soweit abgekühlt, daß aufgrund der Rekombinationsreaktion die Radikalenkonzentration unter die Nachweisgrenze des Meßsystems abgesunken ist (Abb. 6.20 c und d). Dabei ist ein relativ scharfer Übergang zu beobachten. Im Bereich dieses Überganges ist eine charakteristische Struktur zu erkennen, bei der sich Wirbel mit einem Durchmesser von ca. 1/4 des Blendendurchmessers ausbilden.

Aus den Schnittbildern der OH-Radikalenverteilung kann allerdings nicht geschlossen werden, ob direkt nach dem Eintritt in die zweite Kammer an der Grenzschicht des Freistrahls eine Verbrennungsreaktion auftritt, da wie erwähnt (Abschn. 5.3) bei hohen Temperaturen die Rekombination der OH-Radikale nur sehr langsam stattfindet. Wie in Abschnitt 5.3 dargestellt, besteht bei Methan-Flammen allerdings die Möglichkeit mit Hilfe der Laser-induzierten Fluoreszenz die in der Pyrolysezone produzierten  $C_m H_n$ -Radikale zu messen. Die Visualisierung der  $C_m H_n$ -Radikalenverteilung, dargestellt in Abbildung 6.21, zeigt, daß im Bereich der Grenzschicht zwischen dem heißen, turbulenten Freistrahl und dem Frischgas sehr wohl eine Reaktion zu beobachten ist.

Nachdem die Lebensdauer dieser Radikale in der Größenordnung von Mikrosekunden liegt, ist sichergestellt, daß diese nicht über weite Strecken transportiert werden, sondern an der Stelle entstehen, an der sie beobachtet werden (vgl. Abb. 6.21). Die Radikalenbildung findet aber nur im Bereich des Masseneintrags in den Freistrahl und nicht auf der Strahlachse statt. Die in dieser Grenzschicht durch die Reaktion freigesetzte Energie reicht dabei nicht aus, das Gebiet hinter der Blende zu zünden.



<u>Abbildung 6.21</u>: Visualisierung der  $C_mH_n$ -Radikale einer Methan-Flamme hinter der Blende mit Hilfe der Laser-induzierten Prädissoziations-Fluoreszenz (PuFlaG).</u>

#### 6.5.1 Rückzündung

Nach der Zündung in der zweiten Kammer führt der große Druckgradient zwischen den beiden Kammern zu einer Rückströmung brennender Gase durch die Blende in die erste Kammer. In der Schlierenaufnahme in Abbildung 6.22 oben (2, 4 ms) ist zu erkennen, daß beim Wasserstoff im Falle einer direkten Zündung zu diesem Zeitpunkt in der ersten Kammer noch ein beträchtlicher Teil Frischgas vorhanden sein kann. Dieses restliche Frischgas verbrennt aufgrund der hohen Turbulenz des zurückströmenden Gases und der damit verbundenen starken Durchmischung mit reaktiven Teilchen sehr schnell, so daß es in der ersten Kammer zu einem starken Druckanstieg kommt (vgl. Abb. 6.4). Der Verbrennungsdruck in der ersten Kammer übersteigt dabei bei einigen Konfigurationen sogar den Maximaldruck der zweiten Kammer.

Die erhöhte Reaktivität des zurückgeströmten Gases ist auch in Abbildung 6.22, in der LIPF-Aufnahmen aus der ersten Kammer dargestellt sind, zu erkennen. Aufgrund der Rückströmung und der damit verbundenen hohen Turbulenzintensität ist in der Mitte der Kammer eine Volumenreaktion zu beobachten, die von einer laminaren Flammenfront umgeben ist, welche sich in Richtung der Blende ausbreitet.



<u>Abbildung 6.22</u>: Visualisierung der OH-Radikalenverteilung (LIPF) von Wasserstoff-Flammen (12 Vol.%) vor der Blende nach der Zündung in der zweiten Kammer (PuFlaG).

# 7 Vergleich der Meßergebnisse mit Literaturdaten

Die Flammenlöschung bei hohen turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten sowie die turbulente Flammenbeschleunigung ist in der Literatur ausführlich diskutiert. Daher soll in diesem Abschnitt überprüft werden, inwieweit sich die erzielten Meßergebnisse bei dem Sonderfall der Flammenlöschung und -beschleunigung durch einen turbulenten Freistrahl mit bekannten Korrelationen erklären lassen. Aufgrund der größeren Signifikanz für reale Räume wird dabei hauptsächlich auf die großskaligen Versuche eingegangen.

# 7.1 Turbulente Flammenlöschung

In den Abbildungen 7.1 und 7.2 sind die Geschwindigkeiten des Frischgases hinter der Blende direkt vor der Flamme für die beiden Fälle Wasserstoff sowie Methan über der Brennstoffkonzentration aufgetragen. Die stark variierenden Strömungsgeschwindigkeiten bei gleichen Konzentrationen ergeben sich dabei aus den unterschiedlichen Blendendurchmessern.

Beim Wasserstoff sind die Bereiche der direkten Zündung, der Zündung nach Verzug sowie der völligen Flammenlöschung klar voneinander abgegrenzt. Bei Methan existieren dagegen, wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben, nur die Bereiche der Zündung nach Verzug sowie der völligen Flammenlöschung. Auch diese beiden Bereiche sind deutlich voneinander abgegrenzt.

Bei kleiner werdendem Blendendurchmesser steigt durch die stärkere Blockierung und der damit verbundenen Druckerhöhung in der ersten Kammer die Strömungsgeschwindigkeit durch die Blende. Durch die größere Energiefreistetzung steigt die Strömungsgeschwindigkeit auch bei einer Erhöhung der Brennstoff-Konzentration. Gleichzeitig nimmt aber bei einer Konzentrationserhöhung auch die Reaktionsfreudigkeit des Gemisches zu. Dadurch werden für eine Flammenlöschung mit zunehmender Konzentration höhere turbulente Schwankungsgeschwindigkeiten und damit höhere Strömungsgeschwindigkeiten benötigt.



<u>Abbildung 7.1</u>: Geschwindigkeit des Frischgases direkt vor der Flamme im Bereich der Blende bei unterschiedlichen Wasserstoff-Konzentrationen (L.VIEW).

Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, ist die Flammenlöschung bei hohen Turbulenzgraden in der Literatur ausführlich diskutiert. Eine häufig verwendetes Löschkriterium dafür wurde, wie erwähnt, 1985 von Abdel-Gayed und Bradley [abd 85] vorgestellt und 1989 [abd 89] verallgemeinert. Demnach tritt bei der vorgemischten Verbrennung eine turbulente Flammenlöschung in den Fällen auf, in denen das Produkt

$$Ka \cdot Le > 1,5 \tag{7.1}$$

beträgt. Die Voraussetzung für dieses Löschkriterium, daß die turbulente Reynoldszahl  $Re_L > 300$  (vgl. Gl. 3.7) beträgt, ist selbst


<u>Abbildung 7.2</u>: Geschwindigkeit des Frischgases direkt vor der Flamme im Bereich der Blende bei unterschiedlichen Methan-Konzentrationen (L.VIEW).

bei niedrigen Konzentrationen aufgrund der relativ hohen Freistrahlgeschwindigkeit für alle hier untersuchten Konfigurationen, bei denen eine Flammenlöschung auftritt, erfüllt. Die turbulente Reynoldszahl nimmt dabei im Bereich hinter der Blende Werte von  $Re_L >$ 3000 an. Die Lewis-Zahl *Le* stellt eine Kenngröße des jeweiligen Brennstoff-Luft-Gemisches dar, die, wie in Abschnitt 3.1.1 dargestellt, für die untersuchten Gemische bekannt ist. Der Karlovitz-Flammenstreckungsfaktor ist eine Größe, die von den jeweiligen Versuchsbedingungen abhängt. Daher erscheint es günstig, das Kriterium 7.1 mit den in Abschnitt 3.1 dargestellten Beziehungen in die Form:

$$0,157 \frac{u'_{rms}^{1,5}}{s_l^2} \left(\frac{\nu}{L}\right)^{0,5} Le > 1,5$$
(7.2)

umzuwandeln, deren Größen aus den Versuchen direkt zu ermitteln sind.

Eine turbulente Flammenlöschung tritt demnach wie erwartet bei ho-

hen turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten  $u'_{rms}$  auf. Nicht so offensichtlich ist die Art der Abhängigkeit vom integralen Längenmaß L, das im Kriterium 7.2 im Nenner erscheint — befindet sich doch bei der Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit nach Beauvais [bea 94] (Gl. 3.12 in Abschn. 3.1) sowohl die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit als auch das integrale Längenmaß im Zähler der Gleichung. Den beiden Phänomenen der Flammenlöschung sowie der Flammenbeschleunigung liegt aber ein unterschiedlicher Mechanismus zugrunde. Bei der Flammenbeschleunigung wird heißes Gas durch große Wirbel über eine weite Strecke transportiert und führt so zu einer schnellen Erwärmung des Frischgases über einen großen Bereich. Bei der turbulenten Flammenlöschung tritt eine andere Charakteristik der turbulenten Strömung in der Vordergrund. Nach Tennekes und Lumley [ten 87] ist die Geschwindigkeit kleiner Wirbel höher als die Geschwindigkeit großer Wirbel. Somit werden bei kleinen Wirbeln die Abgas- und Frischgasmoleküle schneller voneinander getrennt. Dadurch wird der Wärmeübergang vermindert und die Frischgasmoleküle können durch das Abgas nicht auf die benötigte Zündtemperatur erwärmt werden.

#### Bestimmung der Parameter zur Berechnung der Flammenlöschung

Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, die an der L.VIEW-Versuchsanlage durchgeführt wurden, zeigen, daß die Flammenlöschung in einem Abstand von ca. 2-4 Blendendurchmesser hinter dem Hindernis auftritt (vgl. Abb 7.3). Dies deckt sich mit der Messung der Radikalenverteilung mit Hilfe der Laser-induzierten Prädissoziations-Fluoreszenz an der PuFlaG-Versuchsanlage, bei der ein Aufbrechen des Radikalenstrahles ebenso in diesem Bereich zu beobachten ist (vgl. Abb. 6.20).

Die Messung der Strömungsgeschwindigkeit erfolgte allerdings je nach Blende in einem Abstand von 1-2 Blendendurchmesser hinter dem Hindernis. Wie in Abbildung 6.10 gezeigt, hängt der Turbulenzgrad stark vom Blendendurchmesser und damit vom relativen Abstand der Meßstelle zur Blende ab. Nachdem der Turbulenzgrad ca. 2 Blendendurchmesser vor dem Bereich der Flammenlöschung bestimmt wurde, erfolgte die Bestimmung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit an der Stelle der Flammenlöschung durch Extrapolation der gemessenen Werte. Der prinzipielle Verlauf des Turbulenzgrades in einem turbulenten Freistrahl auf der Strahlachse, dargestellt in Abbildung 6.11, konnte dabei aus der Literatur entnommen werden (Günther [gue 84]). Es ergibt sich somit im Bereich der Flammenlöschung ein Turbulenzgrad von  $Tu_{ges} \approx 12\%$ .



<u>Abbildung 7.3</u>: Die Flammenlöschung tritt auch bei der L.VIEW-Anlage in einem Bereich von 2-4 Blendendurchmessern hinter dem Hindernis auf.

Wie von Eder et al. [ede 98] ausführlich dargestellt, kann bei einer stationären, homogenen<sup>13</sup> Strömung durch die Anwendung der Taylor-Hypothese die zur Bestimmung des integralen Längenmaßes nötige örtliche Korrelation in eine zeitliche Korrelation übergeführt werden. Aufgrund der starken zeitlichen und örtlichen Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit im Bereich des Freistrahls sind diese Voraussetzungen im vorliegenden Fall allerdings nicht gegeben. Daher läßt sich das integrale Längenmaß im Bereich des Freistrahls bei den vorliegenden Versuchen nicht aus den LDA-Daten bestimmen. In der Literatur sind zwar integrale Längenmaße bei runden Freistrahlen angegeben (z.B. Abb. 3.4), die experimentellen Randbedingungen

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup>Bei einer homogenen Strömung sind die Turbulenzintensitäten unabhängig vom Ort.

entsprechen dabei allerdings nicht denen der vorliegenden Konfiguration einer Blendenströmung mit starken Dichteunterschieden zwischen dem strömenden und dem ruhenden Fluid.

Die Turbulenzstruktur im Bereich der Flammenlöschung wurde daher für beide Brennstoffe mit Hilfe der Messungen der OH- Radikalenverteilung bestimmt, die mit Methan-Luft-Gemischen durchgeführt wurden. Wie in Abschnitt 6.5 dargestellt, kann bei Methan-Flammen aufgrund der deutlich höheren Abgastemperatur im Vergleich zum Wasserstoff die OH-Radikalenverteilung auch noch weit hinter der Flammenfront visualisiert werden. In Abbildung 6.20 c und d ist im Bereich der Radikalenabkühlung in der Löschzone eine charakteristische Wirbelgröße  $L_{char}$  zu erkennen, die in etwa einem Viertel des Blendendurchmessers d entspricht. Nachdem, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, mit dem integralen Längenmaß die Größe der Makrowirbel bezeichnet wird, in denen anteilsmäßig die meiste kinetische Energie gespeichert ist, liegt es nahe, in diesem Fall das integrale Längenmaß mit der gemessenen charakteristischen Wirbelgröße im Bereich der Flammenlöschung gleichzusetzten  $L = L_{char}$  [fer 99b].

Die laminare Brenngeschwindigkeit wurde mit Hilfe der Gleichungen 3.24 und 3.25 bestimmt. Für die Bestimmung der kinematische Viskosität des Brennstoff-Luft-Gemisches wurde die elektronische Datenbank *ThermoChemicalCalculator* [goo 95] verwendet.

#### 7.1.1 Bestimmung der Löschkriterien bei Wasserstoff

Die Bestimmung der Parameter in Kriterium 7.4 kann nur für den Fall der direkten Zündung erfolgen, da bei einem Zündverzug, bei dem über längere Zeit Abgas in die zweite Kammer strömt, die Stoffeigenschaften an der Stelle der Zündung nicht bekannt sind. In Abbildung 7.4 ist daher das Produkt von Karlovitz-Flammenstreckungsfaktor Ka und Lewiszahl Le über der Brennstoffkonzentration nur für Wasserstoff aufgetragen, bei dem bei den untersuchten Blendendurchmessern eine direkte Zündung ohne Verzug auftritt. Der Bereich der direkten Zündung ist in diesem Diagramm (Abb. 7.4) bei  $Ka \cdot Le < 0,9$  von den Bereichen der Zündung nach Verzug, bei dem zum Zeitpunkt des Flammendurchtritts eine Löschung auftritt, sowie der völligen Flammenlöschung (keine Zündung) abgegrenzt.



<u>Abbildung 7.4</u>: Produkt aus Ka · Le für unterschiedliche Wasserstoff-Konzentrationen (L. VIEW).

Dieser Wert von  $Ka \cdot Le < 0,9$  ist deutlich niedriger als der von Abdel-Gayed und Bradley [abd 89] angegebene Wert von 1,5. Die Hauptursache für diese Abweichung ist nach Phylaktou und Andrews [phy 91] vermutlich in der Turbulenzstruktur des Freistrahls zu suchen. Die Versuche, die zu der von Abdel-Gayed und Bradley beschriebenen Korrelation führten, wurden bei homogener sowie isotroper Turbulenz<sup>14</sup> durchgeführt. In einem turbulenten Freistrahl kann nach Comte-Bellot und Corrsin [com 66] von einem isotropen und homogenen Strömungsfeld allerdings frühestens 40 bis 50 Lochdurchmesser hinter der Blende – ein Abstand, der im vorliegenden Fall eine Größenordnung hinter dem Löschbereich liegt – ausgegangen werden.

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup>Als isotrop wird ein Turbulenzfeld bezeichnet, bei der die Turbulenzintensitäten an einem Punkt richtungsunabhängig sind.

#### 7.1.2 Bestimmung der Löschkriterien bei Methan

Da bei den untersuchten Blendendurchmessern bei Methan keine direkte Zündung in der zweiten Kammer auftritt, kann keine Grenze zwischen der Zündung und der Flammenlöschung angegeben werden. Dies liegt, wie oben erwähnt, unter anderem daran, daß die Strömungsgeschwindigkeit bei der Zündung anhand des Druckes zwar abgeschätzt werden kann, der Zündzeitpunkt aber nicht reproduzierbar ist und sich daher nicht vorhersagen läßt. Außerdem variiert die Gemischzusammensetzung im Bereich der Zündung nicht nur zeitlich, sondern ist vor allem auch örtlich stark inhomogen. Somit sind die Stoffwerte am jeweiligen Zündort nicht bekannt.

Um zumindest zu überprüfen, ob die durchgeführten Versuche im Bereich der Flammenlöschung liegen, sind in Abbildung 7.5 die Versuchsergebnisse in einem dimensionslosen Diagramm, wie von Abdel-Gayed und Bradley [abd 89] vorgeschlagen, dargestellt. Dabei wurden, wie schon im Falle des Wasserstoffs, die Strömungsparameter sowie Stoffdaten für den Zeitpunkt eingesetzt, bei dem die Flamme die Blende erreicht und dabei zum ersten Mal gelöscht wird.

Die Meßdaten liegen deutlich über der eingezeichneten Grenze von  $Ka \cdot Le = 1, 5$ , in dem Bereich also, in dem eine Flammenlöschung erwartet wird. Die Experimente, bei denen in der zweiten Kammer überhaupt keine Zündung auftritt, zeigen zwar tendentiell höhere Werte, es läßt sich aber, wie schon beim Wasserstoff, kein definierter Übergang zwischen der Zündung nach einem Verzug und der völligen Flammenlöschung festlegen.

In Abbildung 7.5 sind auch die Daten von Phylaktou et al. [phy 91] aus den Messungen des Übertritts von Methanflammen bei hohen Blockierraten dargestellt. Demnach tritt eine Zündung sowohl überhalb des von Abdel-Gayed und Bradley vorgeschlagenen Kriteriums auf, als auch unterhalb davon. Phylaktou et al. berichteten nicht, ob bei den Versuchen eine direkte Zündung oder eine Zündung nach Verzug und somit eine Flammenlöschung auftrat. Der vermutlich auch bei Phylaktou aufgetretene Zündverzug konnte dabei von den Autoren wahrscheinlich aufgrund der fehlenden Instrumentierung mit optischen Meßmethoden nicht bestimmt werden.



Abbildung 7.5: Dimensionslose, doppeltlogarithmische Darstellung der Zündbereiche von Methan (L. VIEW), verglichen mit Versuchen von Phylaktou et al. [phy 91].

## 7.2 Brenngeschwindigkeit in der zweiten Kammer

Nachdem in technischen Anwendungen bei der vorgemischten Verbrennung kaum laminare sondern meist turbulente Flammen vorzufinden sind, ist die turbulente Flammenbeschleunigung Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Im vorliegenden Fall ist zusätzlich zur Turbulenz auch die Gemischzusammensetzung vor der Zündung in der zweiten Kammer davon abhängig, ob während des Versuches ein Zündverzug auftritt. Daher ist es bei der Betrachtung der turbulenten Flammenbeschleunigung in der zweiten Kammer sinnvoll zwischen den Fällen der direkten Zündung und der Zündung nach einem Verzug zu unterscheiden.

#### 7.2.1 Brenngeschwindigkeit bei der direkten Zündung

Bei der direkten Zündung, die nur bei Wasserstoff auftritt, ist die Flammenbeschleunigung auf die erhöhte Turbulenz in der zweiten Kammer zurückzuführen. Nachdem bei der Verbrennung in der zweiten Kammer das Produkt  $Ka \cdot Le$  durchaus Werte größer als 0,3 annimmt, treten wie in Abbildung 3.3 dargestellt auch hier lokale Löscheffekte auf. Diese führen zwar zu keinem völligen Erlöschen der Flamme, müssen aber bei der turbulenten Flammenbeschleunigung berücksichtigt werden. Diese Voraussetzung ist bei der von Beauvais [bea 94] vorgestellten Beziehung zwischen der turbulenten Brenngeschwindigkeit und der Turbulenz der Strömung (Gl. 3.12 in Abschn. 3.1.2):

$$\frac{s_t}{s_l} = 1 + b \left[ \sqrt{\frac{L}{\delta_l}} \left( \sqrt{\frac{u'_{rms}}{s_l} + 1} - 1 \right) - c \left( \frac{u'_{rms}}{s_l} \right)^2 \right]$$

in der Form eines Löschtermes in Abhängigkeit von  $u'_{rms}^2$  berücksichtigt. Auch Beauvais verwendete bei seinen Messungen ein Explosionsrohr, wobei die Turbulenz, ähnlich wie bei der vorliegenden Arbeit, durch den Einfluß von Hindernissen auf die Expansionsströmung erzeugt wurde. Zwar war die Blockierrate der von Beauvais verwendeten Hindernisse (BR  $\leq 70\%$ ) deutlich niedriger, die periodische Aneinanderreihung mehrerer Hindernisse führte aber auch bei mageren Flammen zu relativ hohen turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten. Der Einfluß der Skalierung konnte von Beauvais nicht durch eigene Messungen bestätigen werden, in Gleichung 3.12 ist aber bereits eine empirische Abhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit vom integralen Längenmaß in Form von  $\sqrt{L}$  enthalten. Es liegt also nahe, aufgrund der relativ ähnlichen Geometrien der Versuchsanlagen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit gemessenen turbulenten Brenngeschwindigkeiten in der Mitte der zweiten Kammer mit dem oben dargestellten Brenngesetz von Beauvais zu vergleichen.

Die laminare Brenngeschwindigkeit  $s_l$  wurde dazu mit Hilfe von Gleichung 3.24, die laminare Flammendicke  $\delta_l$  mit Hilfe von Gleichung 3.1 berechnet. Für die Bestimmung der nötigen Stoffdaten wurde, wie bereits im vorhergehenden Abschnitt, die elektronische Datenbank *Ther*moChemicalCalculator verwendet [goo 95].

Zur Korrelation seiner eigenen Versuche bestimmte Beauvais einen konzentrationsabhängigen Faktor b. Abweichend davon konnte er Daten aus der Literatur (Koroll et al. [kor 93], Abdel-Gayed und Bradley [abd 89]) mit dem konzentrationsunabhängige Wert b = 0,53 gut wiedergeben. Mit diesem Wert ergab sich auch eine gute Übereinstimmung mit den Meßdaten von Ardey [ard 98], die in Kapitel 2 vorgestellt wurden.

Die Bestimmung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit erfolgte aus den Messungen der Expansionsströmung. Eine gewisse Unsicherheit ergibt sich daraus, daß sich die Meßposition LDA-4 nicht auf der Hauptachse der Versuchsanlage, sondern 220 mm oberhalb davon befindet. Aus Abbildung 7.12 a ist allerdings ersichtlich, daß die Flammen eine stark unregelmäßige Struktur aufweist und sich zusätzlich die Flammenspitze nicht notgedrungen genau in der Mitte der Versuchsanlage fortpflanzen muß. Daher wäre auch die Messung der Strömung auf der Hauptachse mit einer gewissen Unsicherheit behaftet gewesen. Die Auswertung des turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten direkt vor der Flamme ergibt für alle Konfigurationen, bei denen eine direkte Zündung in der zweiten Kammer auftritt, einen relativ konstanten Turbulenzgrad von  $Tu_{ges} = 20\%$ .

Die Bestimmung des integralen Längenmaßes erweist sich im vorliegenden Fall als außerordentlich schwierig, handelt es sich vor der Flamme doch um ein sehr komplexes Strömungssystem. Dem turbulenten Freistrahl, der bei der direkten Zündung noch voll ausgebildet ist und der aufgrund der Rezirkulation in diesem Bereich ein relativ großes Längenmaß besitzt [len 71], wird während der Verbrennung eine Kanalströmung mit einem deutlich geringeren Längenmaß aufgeprägt. Im direkten Nachlauf eines plattenförmigen Hindernisses mit einer Blockierrate von BR = 50% in einer geschlossenen Versuchskammer bestimmte Lindstedt [lin 98] aus der Ensemble-Mittelung von mehreren Versuchen direkt vor der Flamme ein maximales integrales Längenmaß von  $L \approx 0, 125 \cdot D_h$ . Dies liegt deutlich über dem üblicherweise in glatten Rohren angenommenen Wert von  $L \approx 0, 05 \cdot D_h$ .

In Abbildung 7.6 ist der Vergleich der gemessen turbulenten Brenngeschwindigkeiten mit der Korrelation von Beauvais dargestellt. Daraus ergibt sich, daß auch im vorliegenden Fall ein mittleres integrales Längenaß von  $L = 0, 125 \cdot D_h$  zu einer guten Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Werten führt.

Auch wenn die Bestimmung der Strömungsparameter mit einigen Unsicherheiten behaftet ist, kann somit, wie in Abbildung 7.6 dargestellt, die Brenngeschwindigkeit in der zweiten Kammer mit einer bestehenden Korrelation aus der Literatur gut wiedergegeben werden. Dies gilt wie eingangs erwähnt allerdings nur für die direkte Zündung ohne Verzug, die bei den vorliegenden Versuchen nur für den Fall des Wasserstoffs auftritt.

Mit den oben berechneten Größen kann die Verbrennung in der zweiten Kammer auch mit Hilfe des in Abschnitt 3.1 vorgestellten dimensionslosen Diagramms nach Borghi klassifiziert werden. Alle Versu-



<u>Abbildung 7.6</u>: Vergleich zwischen gemessenen und nach Beauvais [bea 94] berechneten Werten der turbulenten Brenngeschwindigkeit in der Mitte der zweiten Kammer (L.VIEW).

che, bei denen eine Zündung ohne Verzug auftritt, sind in einem relativ eng begrenzten Bereich mit Damköhlerzahlen von Da < 1 zu finden. Das vergleichsweise große integrale Längenmaß sowie die im Vergleich zur laminaren Flammengeschwindigkeit hohen turbulenten Schwankungsgrößen führen zu einem Verbrennungsvorgang im Gebiet des sogenannten homogenen Reaktors, an der Grenze zum Gebiet der dicken turbulenten Flamme. Dies deckt sich auch mit den Ergebnissen der Visualisierung der Flammenkontur mit Hilfe der Laser-induzierten Prädissoziations-Fluoreszenz (Abb. 6.19), bei der hinter der Blende eine Volumenreaktion ohne eine führende Flammenkontur festgestellt wurde.



<u>Abbildung 7.7</u>: Klassifizierung des Verbrennungsvorganges bei der direkten Zündung in der zweiten Kammer nach Borghi [bor 84] (L.VIEW).

### 7.2.2 Brenngeschwindigkeit im Falle eines Zündverzuges

Im Falle eines Zündverzuges strömt wie gezeigt wurde bis zu 1, 2s lang Abgas aus der Verbrennung in der ersten Kammer durch die Blende. In der zweiten Kammer vermischt sich dieses Abgas mit dem dort vorhandenen Frischgas, bevor es zu einer Zündung kommt. Nachdem die Berstmembran am Ende der zweiten Kammer der L.VIEW-Versuchsanlage (vgl. Abb. 4.1) üblicherweise bereits geplatzt ist, wenn die Flamme die Blende erreicht, wird ein Teil des Frischgases – und natürlich auch des Abgases – über die Austrittsöffnung in die Umgebung geblasen. Dadurch nimmt die effektive Brenngaskonzentration in der zweiten Kammer vor der Zündung deutlich ab.

In der Literatur sind wie in Abschnitt 3.2 erwähnt mehrere analytische Ansätze für Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch zwischen einem turbulenten Freistrahl und der Umgebung dargestellt. Die Bestimmung der Geschwindigkeits-, Temperatur- sowie Konzentrationsfelder ist im vorliegenden Fall aufgrund der instationären Vorgänge und der komplizierten Geometrie allerdings außerordentlich schwierig. Daher wurde das Konzentrationsfeld in der zweiten Kammer nach dem Auftreten eines Zündverzuges vor der Zündung numerisch bestimmt. Für die Berechnungen wurde der in Abschnitt 3.2.1 beschriebene kommerzielle Strömungscode CFX-TASCflow verwendet [ede 99].

Mit Hilfe der Simulationsrechnungen wurde die Strömung des Gases durch die Blende sowie die Vermischung des Abgases aus dem Freistrahl mit dem Frischgas in der zweiten Kammer vor der Zündung bestimmt. Nicht berechnet hingegen wurde aufgrund der Komplexität der Vorgänge die eigentliche Verbrennung.

Für die Simulationen wurden die beiden Kammern der L.VIEW-Versuchsanlage sowie die Blendenöffnung in die in Abbildung 7.8 dargestellten Berechnungsvolumina (Zellen) aufgeteilt. Nachdem die Versuchsanlage horizontal und vertikal zwei Symmetrieebenen aufweist, genügt es dabei, ein Viertel der Anlage zu nodalisieren.



<u>Abbildung 7.8</u>: Aufteilung eines Viertels der L.VIEW-Versuchsanlage in die einzelnen Berechnungsvolumina.

Im Bereich der Blende sind aufgrund der hohen Beschleunigung der Strömung die höchsten Geschwindigkeitsgradienten zu erwarten. Daher wurde der Abstand der Zellen in der Übertrittsöffnung sowie vor und hinter dem Hindernis deutlich kleiner gewählt als im übrigen Brechnungsgebiet. Die erste Kammer wurde für die Simulationen mit  $26 \times 26 \times 30$ , die Blende mit  $6 \times 6 \times 9$  und die zweite Kammer mit  $26 \times 26 \times 50$  Zellen nachgebildet. Dadurch ergab sich eine Gesamtzahl von 54.404 Zellen.

Als Randbedingungen wurden bei den Berechnungen jeweils die gemessenen Druckverläufe an der Versuchsanlagenwand in der ersten Kammer während der Zeit der Flammenlöschung, wie in Abbildung 7.9 anhand eines Beispieles dargestellt, vorgegeben. Als Druck an der Wand der zweiten Kammer wurde, wie schon bei der analytischen Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit, der Umgebungsdruck angenommen. Ausgehend von den bekannten Zustandsgrößen des Frischgases sowie des Abgases wurde die Berechnung in zwei Abschnitte aufgeteilt:



<u>Abbildung 7.9</u>: Aufteilung der Simulation der Durchmischung von Abgas und Frischgas in der zweiten Kammer der L.VIEW-Versuchsanlage in die beiden Abschnitte bevor und nachdem die Flamme die Blende erreicht.

#### 1. Durchströmung der Blende mit Frischgas:

Bereits bevor die Flamme an der Blende angelangt ist, strömt aufgrund des erhöhten Druckes in der ersten Kammer Frischgas durch die Blende. Aufgrund der geringen Flammengeschwindigkeit ändert sich dieser Druck nur relativ langsam (Abb. 7.9). Zur Berechnung des Strömungsfeldes ist es daher nicht notwendig, daß die gesamte Drucktransiente von der Zündung bis zu dem Zeitpunkt, bei dem die Flamme an der Blende angelangt ist, berücksichtigt wird. Es genügt vielmehr, eine Lösung für den Druck zu berechnen, bei dem die Flamme das Hindernis gerade noch nicht erreicht hat.

Ein Vergleich zwischen dem berechneten Geschwindigkeitsprofil im Freistrahl längs der Hauptachse der L.VIEW-Anlage sowie einem gemessenen Geschwindigkeitsprofil aus der Literatur wurde bereits in Abschnitt 3.2 (Abb. 3.4) diskutiert. Es zeigte sich dabei, daß sich auch in der Simulation die einzelnen charakteristischen Bereiche des Freistrahls (Kern-, Übergangs- und Ähnlichkeitsbereich) deutlich ausbilden. Die berechnete Maximalgeschwindigkeit von 178 m/s stimmt gut mit der bei dieser Konfiguration gemessenen maximalen Geschwindigkeit des kalten Gases von 185 m/s überein.

2. Vermischung von Abgas und Frischgas:

Aufbauend auf der Lösung des Geschwindigkeitsfeldes kurz bevor die Flamme die Blende erreicht, wurde die erste Kammer mit Abgas der jeweiligen Zusammensetzung sowie der adiabaten Verbrennungstemperatur gefüllt und die gesamte Drucktransiente bis zur Zündung des Gemisches in der zweiten Kammer durchlaufen. Der gemessene Druckverlauf der ersten Kammer wurden dazu jeweils über ein Polynom angenähert.

# Zusammensetzung des Gases in der zweiten Kammer vor der Zündung

Die Zusammensetzung des Gases in der zweiten Kammer vor der Zündung im Falle eines Zündverzuges wurde sowohl für eine Wasserstoff- (10, 5 Vol.%, Blendendurchmesser: 70 mm), als auch für eine Methan-Konfiguration (7 Vol.%, Blendendurchmesser: 100 mm) berechnet. Die Druckverläufe sowie die Zündverzüge, die sich bei diesen Konfigurationen ergaben, wurden aus den jeweiligen Versuchen bestimmt<sup>15</sup>.

Die berechnete Abgasverteilung direkt vor der Zündung in der zweiten Kammer ist für die beiden simulierten Konfigurationen in den Abbildungen 7.10 sowie 7.11 dargestellt.

Während der Durchmischung von Abgas und Frischgas ist wie erwähnt die Berstmembran am hinteren Ende der L.VIEW-Versuchsanlage bereits zerstört. Daher strömt ein großer Teil der im Freistrahl transportierten Masse über die Austrittsöffnung in die Umgebung, ohne daß sich in der Anlage ein ausgeprägtes Rezirkulationsgebiet einstellt. Durch die damit verbundene schlechte Durchmischung stellen sich in beiden berechneten Fällen vor der Zündung in der zweiten Kammer die in den Abbildungen 7.10 und 7.11 dargestellten lokal großen Unterschiede in den Abgasmassenanteilen ein.

Trotz dieser örtlich stark unterschiedlichen Anfangsbedingungen sind aber die mit Hilfe der Hochgeschwindigkeitskamera gemessenen Flammengeschwindigkeiten bei beiden Konfigurationen über die gesamte Kammerlänge relativ konstant. Im Falle des Wasserstoffs beträgt die Flammengeschwindigkeit in der zweiten Kammer ca. 55 m/s, im Falle des Methans ca. 77 m/s. Im Vergleich dazu weisen die Flammengeschwindigkeiten bei beiden Versuchen in der ersten Kammer einen Wert von ca. 1, 2 m/s auf. Die Flammengeschwindigkeiten nehmen bei langen Zündverzügen auch einen über den Kammerquerschnitt relativ gleichmäßigen Wert an. Dies ist aus den im Vergleich zur direkten

 $<sup>^{15}</sup>$ In den Abbildungen 6.14 sowie 6.17 sind diese Versuche durch A (Wasserstoff) und B (Methan) gekennzeichnet.



<u>Abbildung 7.10</u>: Simulierte Abgasmassenverteilung vor der Zündung in der zweiten Kammer bei einer Anfangs-Wasserstoff-Konzentration von 10,5 Vol.% und einem Zündverzug von 0,38 s (L.VIEW).



<u>Abbildung 7.11</u>: Simulierte Abgasmassenverteilung vor der Zündung in der zweiten Kammer bei einer Anfangs-Methan-Konzentration von 7 Vol.% und einem Zündverzug von 0, 28 s (L.VIEW).

Zündung relativ ebenen Flammenkonturen zu erkennen, die in Abbildung 7.12 dargestellt sind.

Nach langen Zündverzügen ist die Strömungsgeschwindigkeit des Freistrahls und damit auch die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit sehr gering. Dies ist einerseits an den geringen Druckunterschieden zwischen den beiden Kammern vor der Zündung (z.B. Abb. 7.9) zu erkennen. Andererseits zeigt auch die Messung der Strömung direkt vor der Flamme, dargestellt in Abbildung 6.3, ein deutliche Verringerung der Geschwindigkeit in der Mitte der zweiten Kammer vor der Zündung. Daher können die hohen gemessenen Flammengeschwindigkeiten nicht wie im Falle der direkten Zündung auf die erhöhte Turbulenz vor der Flamme zurückgeführt werden.



<u>Abbildung 7.12</u>: Vergleich von Flammenkonturen bei der direkten Zündung (a) und nach einem Zündverzug (b und c) (L.VIEW).

#### Die erhöhte Reaktivität in der zweiten Kammer

Ein Hinweis für einen zusätzlichen Mechanismus zur Flammenbeschleunigung in der zweiten Kammer nach einem Zündverzug findet sich in der Literatur. In Arbeiten von Gussak<sup>16</sup> [gus 75] wurde gezeigt, wie die Verbrennung in einer Vorkammer, aus der Produkte über einen Jet in eine Hauptbrennkammer eingeblasen werden, die Verbrennung in der Hauptkammer beschleunigt. Bei einem Vorkammervolumen von

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup>Durchgeführt am Institut für chemische Physik der russischen Akademie der Wissenschaften unter der Leitung von N.N. Semenov und in Zusammenarbeit mit u.a. Ya.B. Zeldovich.

nur ca. 2-3% des Hauptkammervolumens konnte dabei die Induktionszeit der Verbrennungsreaktion (vgl. Abschn. 3.3) in der Hauptkammer um einen Faktor 5-7 verringert und die Gesamtbrenndauer um einen Faktor von 3-4 verkürzt werden.

Durch den Jet werden nicht nur Verbrennungsendprodukte wie  $H_2O$ oder  $CO_2$  sowie unverbrannte stabile Anteile (z.B. CO) in die Hauptkammer geblasen, sondern auch Zwischenprodukte, Radikale sowie ionisierte Atome, wie OH, H, O, die wie im Abschnitt 3.3 gezeigt im heißen Abgas nicht vollständig abgebaut werden. Dadurch werden beim folgenden Verbrennungsvorgang direkt die in Abschnitt 3.3 dargestellten Ketten- sowie Kettenverzeigungsreaktionen in Gang gesetzt, ohne daß die eigentlichen Startreaktionen zur Erzeugung von aktiven Teilchen benötigt werden. Sehr ausführlich beschäftigten sich Oppenheim et al. mit der Zündung von unter anderem mageren Methangemischen mit Hilfe von Flammenjets [opp 79], [luc 88], [lut 88], [max 90]. Als besonders wichtig sieht er dabei in allen seinen Arbeiten die Durchmischung der heißen Verbrennungsprodukte mit dem kalten Frischgas an.

Für eine grobe Abschätzung der Vorgänge in der L.VIEW-Versuchsanlage wurden Berechnungen mit dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen nulldimensionalen Reaktionskinetikprogramm CHEMKIN II durchgeführt. Dafür wurde zuerst die Zusammensetzung des Abgases bei der adiabaten Verbrennungstemperatur bestimmt. Daran anschießend wurde das Abgas inklusive aller unverbrannten Zwischenprodukte (Radikale und ionisierte Atome) mit dem Frischgas gemischt und die in Abschnitt 3.3 beschriebene Induktionszeit bei der Verbrennung bei einer vorgegebenen Anfangstemperatur berechnet.

In Abbildung 7.13 sind die Induktionszeiten von unterschiedlichen Gemischen in Abhängigkeit von der Abgaskonzentration dargestellt. Bereits bei einem sehr geringen Abgasmassenanteil, bei dem naturgemäß auch nur ein geringer Anteil an aktiven Spezien zugemischt wurde, ist bereits eine deutliche Verringerung der Induktionszeit festzustellen. Dies läßt darauf schließen, daß die Verbrennung dieser Gemische deutlich schneller abläuft als bei reinem Frischgas. Bei einer weiteren Erhöhung des Abgasanteiles bis zu einer gemischspezifischen maximalen Abgaskonzentration ist hingegen nur mehr eine geringe Änderung der Induktionszeit festzustellen. Die Verdünnung des Frischgases durch die inerten Bestandteile des Abgases wird also durch die erhöhte Radikalenzugabe kompensiert.



<u>Abbildung 7.13</u>: Berechnung der Induktionszeit bei unterschiedlichen Mischungsverhältnissen von Wasserstoff- bzw. Methan-Luft-Gemischen mit dem Abgas aus der Verbrennung.

Diese stark vereinfachten Simulationen geben natürlich nicht die realen Zustände bei der Verbrennung in der zweiten Kammer wieder, bei der ein komplexes Zusammenspiel von Strömungsmechanik und Reaktionskinetik auftritt. Sie geben aber einen guten Anhaltswert dafür, daß bereits geringe Mengen an Radikalen und freien Atomen, die über das Abgas in die zweite Kammer gelangen, die Induktionszeit der Verbrennung stark senken.

#### Der Einfluß des Zündverzuges auf die Flammengeschwindigkeit in der zweiten Kammer

Der Vergleich der Simulation der Abgasmassenverteilung in der zweiten Kammer vor der Zündung von zwei Versuchen mit den gleichen Anfangsbedingungen (10 Vol.% Wasserstoff, Blendendurchmesser: 70 mm), aber unterschiedlichen Zündverzügen von 0,40 s sowie 0,72 s soll den Einfluß des Zündverzuges auf die Flammengeschwindigkeit verdeutlichen<sup>17</sup>.

Die berechnete Differenz der Abgasmassen beider Versuche jeweils direkt vor der Zündung in der zweiten Kammer ist in Abbildung 7.14 dargestellt. Der relativ geringe Unterschied in der Gaszusammensetzung zwischen 0,4 und  $0,72\,s$  ist darauf zurückzuführen, daß nach einem Verzug von  $0,4\,s$  der Verbrennungsprozeß in der ersten Kammer fast vollständig abgeschlossen ist. Dadurch ist der Druck in den beiden Kammern bis auf wenige Millibar ausgeglichen, wodurch zwischen 0,4 und  $0,72\,s$  nur mehr wenig Abgas durch die Blende in die zweite Kammer strömt.



<u>Abbildung 7.14</u>: Differenz der Abgasmassen in der zweiten Kammer vor der Zündung bei gleichen Anfangsbedingungen 10 Vol.% H<sub>2</sub> aber unterschiedlichen Zündverzügen von 0, 40 und 0, 72 s (L. VIEW).

Trotz dieser ähnlichen Abgasmassenverteilungen vor der Zündung sinkt der Verbrennungsdruck in der zweiten Kammer von  $470 \, mbar$ 

 $<sup>^{17}</sup>$  In Abbildung 6.14 sind diese Versuche durch C (Verzug 0, 40s) und D (Verzug 0, 72s) gekennzeichnet.

beim Verzug von 0, 4s auf 60 mbar beim Verzug von 0, 72s (zum Vergleich: 750 mbar bei der selben Wasserstoff-Konzentration ohne Verzug in Abb. 6.14). Dieser geringere Verbrennungsdruck bei der langen Verzugszeit ist auf einen Rückgang der Flammengeschwindigkeit von ca. 50 m/s (Verzug: 0, 4s) auf ca. 10 m/s (Verzug: 0, 72s) zurückzuführen. Dadurch wird die im Brennstoff enthaltene Energie über einen größeren Zeitraum frei, wodurch der Druckausgleich mit der Umgebung erleichtert wird.

Die Gemischzusammensetzung in der zweiten Kammer ist vor der Zündung wie erwähnt in beiden Fällen ähnlich. Daher muß die beobachtete Verringerung der Flammengeschwindigkeit darauf zurückgeführt werden, daß aufgrund des langen Verzuges und der damit verbundenen Abkühlung des Gemisches vor der Zündung in der zweiten Kammer weniger Radikale und freie Atome vorhanden sind.

Trotzdem liegt die Flammengeschwindigkeit auch bei dem relativ langen Verzug von 0,72s noch deutlich über dem Wert in der ersten Kammer. Dies ist auch in Abbildung 7.15 zu erkennen, bei der ein Vergleich der Flammenentwicklung in der ersten sowie der zweiten Kammer jeweils anhand zweier Aufnahmen mit gleichem zeitlichen Abstand dargestellt ist. Demnach sind in der zweiten Kammer auch nach einem Verzug von 0,72s, im Gegensatz zur Verbrennung in der ersten Kammer, noch genügend Radikale vorhanden, die die Flamme beschleunigen.



<u>Abbildung 7.15</u>: Vergleich der Flammenkonturen und -geschwindigkeiten einer 10 Vol.% H<sub>2</sub>-Flamme bei einem Zündverzug in der zweiten Kammer von 0,72 s. Die beiden Aufnahmen der Flamme in der ersten und zweiten Kammer haben jeweils den gleichen zeitlichen Abstand von 0,04 s (L.VIEW).

## 8 Zusammenfassung

In zwei unterschiedlich großen Versuchsanlagen wurden Untersuchungen zur turbulenten Verbrennung von mageren Wasserstoff- sowie Methan-Luft-Gemischen durchgeführt. Beide Anlagen wurden durch eine Trennwand mit einer zentrischen runden Blendenöffnung in zwei Kammer aufgeteilt. Durch die Verwendung von unterschiedlichen Einsätzen konnte dabei der Blendendurchmesser variiert werden. Zu Beginn des Experiments befand sich in beiden Kammern jeweils das gleiche Brennstoff-Luft-Gemisch.

Die verbrennungsinduzierte Expansionsströmung erzeugte nach der Zündung des Gemisches in der ersten Kammer hinter der Blende einen turbulenten Freistrahl. Sobald die Flamme an der Blende angelangt war, ergaben sich abhängig vom Blendendurchmesser, der Art des Brennstoffes sowie der Brennstoff-Konzentration unterschiedliche Bereiche, in denen es zu einer direkten Zündung hinter der Blende, einer Zündung nach einer gewissen Verzugszeit oder aber zu einer völligen Flammenlöschung kam.

Die turbulente Flammenlöschung am Hindernis konnte prinzipiell mit Hilfe einer bekannten Beziehung aus der Literatur (Abdel-Gayed und Bradley [abd 89]) erklärt werden. Einen wesentlichen Einfluß auf die Flammenlöschung haben demnach die Stoffeigenschaften des Brennstoff-Luft-Gemisches sowie die Struktur der turbulenten Strömung direkt vor der Flamme. Die für die Flammenlöschung wichtigen Parameter können mit Hilfe der beiden dimensionslosen Kennzahlen Karlovitz-Flammenstreckungsfaktor Ka sowie Lewiszahl Le beschrieben werden. Nach Abdel-Gayed und Bradley tritt eine Flammenlöschung in den Fällen auf, in denen das Produkt dieser beiden Kennzahlen Werte größer als 1,5 annimmt. Bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Versuchen trat die Flammenlöschung bei einem Wert von  $Ka \cdot Le > 0,9$  auf. Dieses von der Literatur leicht abweichende Verhalten wird im Wesentlichen darauf zurückgeführt, daß die in der Literatur beschriebenen Versuche in einem homogenen sowie isotropen Strömungsfeld durchgeführt wurden. Im vorliegenden Fall der Flammenlöschung in einem turbulenten Freistrahl ist das Strömungsfeld hingegen stark inhomogen sowie anisotrop.

Bei der direkten Zündung konnte die Flammenbeschleunigung nach dem Hindernis auf eine Erhöhung der Turbulenz vor der Flamme zurückgeführt werden. Dabei wurde gezeigt, daß die von Beauvais [bea 94] vorgeschlagene Beziehung zwischen charakteristischen Turbulenzparametern und der turbulenten Brenngeschwindigkeit auch bei den vorliegenden Versuchen Gültigkeit besitzt. Entscheidend dafür ist, daß in der von Beauvais vorgeschlagenen Beziehung unter anderem das integrale Längenmaß der Strömung und damit indirekt die Größe der Versuchskammer berücksichtigt wird.

Bei einigen Konfigurationen trat die Zündung hinter dem Hindernis erst nach einem Verzug ein, der bis zu 1, 2 s dauerte. Dabei trat eine Zündung in der Regel erst auf, nachdem die Freistrahlgeschwindigkeit deutlich abgesunken war. Die nach einem Zündverzug beobachteten hohen Flammengeschwindigkeiten konnten nicht ausschließlich auf die erhöhte Turbulenz vor der Flamme zurückgeführt werden. Als zusätzlicher Mechanismus für die Flammenbeschleunigung wurden geringe Anteile von Radikalen sowie freien Atomen angesehen, die während des Verbrennungsvorganges in der ersten Kammer entstehen. Während des Zündverzuges werden diese zusammen mit dem Abgas in die zweite Kammer transportiert und vermischen sich dort mit dem Frischgas. Dadurch wird die Flammengeschwindigkeit erhöht.

# Literatur

- [abd 79] Abdel-Gayed, R.G., Bradley, D., McMahon, M.: 17th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, vol. 17, pp. 245-254, 1979.
- [abd 81] Abdel-Gayed, R.G., Bradley, D.: A Two-Eddy Theory of Premixed Turbulent Flame Propagation, Philosophical Transactions of The Royal Society of London, vol. 301, no. A, pp. 1-25, 1981.
- [abd 85] **Abdel-Gayed, R.G., Bradley, D.:** Criteria for Turbulent Propagation Limits of Premixed Flames, Combustion and Flame, 62: 61-68, 1985.
- [abd 89] Abdel-Gayed, R.G., Bradley, D.: Combustion Regimes and the Straining of Turbulent Premixed Flames, Short Communications, Combustion and Flame, 76: 213-218, 1989.
- [akb 98] Akbar, R., Kaneshige, M., Schultz, E., Shepherd, J.: Detonations in H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>O-CH<sub>4</sub>-NH<sub>3</sub>-O<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> Mixtures, Explosion Dynamics Laboratory Report FM97-3, California Institute of Technology, Pasadena, 1998.
- [al-k 83] Al-Khishali, K.J., Bradley, D., Hall, S.F.: Turbulent Combustion of Near-Limit Hydrogen-Air Mixtures, Combustion and Flame, 54: 67-70, 1983.
- [all 90] Allen, M., Donohue, K., Davis, S.: Species and Temperature Imaging in Liquid-Fueled Spray Flames, AIAA Paper No. 90-2440, 26th Joint Propulsion Conference, Orlando 07/1990.
- [and 73] Andrews, G.E., Bradley, D.: Determination of the Burning Velocity by Double Ignition in a Closed Vessel, Combustion and Flame, 20: 77-89, 1973.

- [and 75] Andrews, G.E., Bradley, D., Lwakabamba, S.B.: Turbulence and Turbulent Flame Propagation - A Critical Appraisal, Combustion and Flame, 24, 1975.
- [ard 95] Ardey, N., Mayinger, F., Durst, B.: Influence of Transportphenomena on the Structure of Lean Premixed Hydrogen Air Flames, ANS-Transaction, TANSAO, 73 1-522, IS-SN: 003-018X, 1995.
- [ard 98] **Ardey**, **N.**: Struktur und Beschleunigung turbulenter Wasserstoff-Luft-Flammen in Räumen mit Hindernissen, Dissertation TU-München, 1998.
- [arn 99] Arneson, D.R., Greig, D.R., Chan, C.K.: Flame-Jet Ignition of Hydrogen-Air-Mixtures in Interconnected Vessels, AECL Bericht, W CAB-TN-131, Whiteshell Laboratories, Kanada, 1999.
- [atk 92] Atkins, W.P.: Physikalische Chemie, Spektrum Akademischer Verlag, ISBN 3-86025-096-5, 1992.
- [bea 94] **Beauvais**, R.: Brennverhalten vorgemischter, turbulenter Wasserstoff-Luft-Flammen in einem Explosionsrohr, Dissertation TU-München, 1994.
- [ber 84] **Berman, M.:** Sandia Laboratories report, SAND84-0689, 1984.
- [bey 97] **Beyer**, M.: Über den Zünddurchschlag explodierender Gasgemische an Gehäusen der Zündschutzart Druckfeste Kapselung, Forschungsbericht VDI, Reihe 21, Nr. 228, VDI-Verlag, 1997.
- [bor 84] Borghi, R.: On the Structure of Turbulent Premixed Flames, Recent Advances in Aeronautical Science, Eds.: Bruno C., Casci C., Pergamon Press, 1984.
- [bor 88] **Borghi, R.:** Turbulent Combustion Modelling, Progress in Energy and Combustion Science, 14: 245-292, 1988.

- [bra 92] **Bradley, D.:** How Fast Can We Burn? 24th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 24: 247-262, 1992.
- [bra 92b] **Bradley, D., Lau, A.K.C., Lawes, M.:** Philosophical Transactions of the Royal Society of London; vol. 338; no. A; 1992.
- [bra 99] Bradshaw, P.: Physics of Turbulence, Vortrag im Rahmen des Lehrganges: Understanding, Modelling, and Simulation of Turbulence, Lehrgang am Institute of Computational Continuum Mechanics, ICCM, Hamburg, 15.-17.03.1999.
- [but 98] **Butler, C.J., Hayhurst, A.N.:** Measurements of the Concentrations of Free Hydrogen Atoms in Flames from Observations of Ions: Correlation of Burning Velocities with Concentrations of Free Hydrogen Atoms, Combustion and Flame, 115: 241-252, 1998.
- [car 94] Carcassi, M., Fineschi, F., Lanza, S.: Flame Propagation of Hydrogen-Air Mixtures in Partially Confined Environments, Proc. of the International Conference on New Trends in Nuclear System Thermohydraulics, Pisa, May 30th - June 2nd, 1994.
- [cha 98] **Chan, C.K.:** Unveröffentlichte Daten, präsentiert am Lehrstuhl A für Thermodynamik der Technische Universität München, Dezember 1998.
- [cho 82] Chomiak, J., Jarosinski, J.: Flame Quenching by Turbulence, Combustion and Flame, 48: 241-249, 1982.
- [com 66] **Comte-Bellot**, **G.**, **Corrsin**, **S.**: The Use of a Contraction to Improve the Isotropy of Grid-generated Turbulence, Journal of Fluid Mechanics, 25: 657-683, 1966.
- [dam 40] **Damköhler, G.Z.:** Angewandte Physikalische Chemie, 46: 601, 1940.

- [dan 67] **D'Ans, J., Lax, E.:** Taschenbuch für Chemiker und Physiker, 3. Auflage, Band 1, Springer-Verlag, 1967.
- [doe 79] Dörge, K.J., Pangritz, D., Wagner, H.Gg.: Über die Wirkung von Hindernissen auf die Ausbreitung von Flammen, Proceedings ICT - Intern. Jahrestagung, Karlsruhe, 1979.
- [doe 81] Dörge, K.J., Pangritz, D., Wagner, H.Gg.: Über den Einfluß von mehreren Blenden auf die Ausbreitung von Flammen, Zeitschrift für Physikalische Chemie Neue Folge, 127: 61-78, 1981.
- [dor 96] Dorofeev, V.P., Sidorov, P., Dvoinishnikov, E.: Deflagration to Detonation Transition in Large Confined Volume of Lean Hydrogen-Air Mixtures, Combustion and Flame, 104: 95-110, 1996.
- [dow 90] Dowdy, D.R., Smith, D.B., Taylor, S.C.: The Use of Expanding Spherical Flames to Determine Burning Velocities and Stretch Effects in Hydrogen/Air Mixtures, 23th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 23: 325-333, 1990.
- [dur 87] Durst, F., Melling, A., Whitelaw, J.H.: Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie, G. Braun, Karlsruhe, ISBN: 3-7550-2022-2, 1987.
- [eck 96] Eckbreth, C.: Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species, Gordon and Breach Publishers, ISBN: 90-5699-532-4, 1996.
- [ede 98] Eder, A., Edlinger, B., Mayinger, F.: Einfluß Containment-typischer Strömungshindernisse auf die Ausbreitung von Wasserstoff-Luft-Flammen, Band III, Maßstabseffekte und Anlaufvorgänge, Abschlußbericht Förderkennzeichen BMBF 1500957, 1998.

- [ede 98b] Eder, A., Jordan, M., Mayinger, F.: Einfluß von Hindernis-induzierter Turbulenz auf die Beschleunigung von  $H_2$ - und  $CH_4$ -Luftflammen in geschlossenen Behältern, 6. Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik, Universität Essen, 28.-30.09. 1998.
- [ede 99] Eder, A., Jordan, M., Mayinger, F.: Berechnung der fluid- und thermodynamischen Zustände beim Durchströmen der Blende an der L.VIEW-Versuchsanlage, Interner Bericht am Lehrstuhl A für Thermodynamik, TU-München, 1999.
- [edl 99] **Edlinger, B.:** Persönliches Gespräch, Lehrstuhl A für Thermodynamik, TU-München, 1999.
- [en 94] EN 50014 und VDE 0170/171: Elektrische Betriebsmittel für explosionsgefährdete Bereiche - Allgemeine Bestimmungen, Teil 1, 1994.
- [fer 99a] Ferziger, J.H.: Direct and Large Eddy Simulation of Turbulence, Vortrag im Rahmen des Lehrganges: Understanding, Modelling, and Simulation of Turbulence, Lehrgang am Institute of Computational Continuum Mechanics, IC-CM, Hamburg, 15.-17.03.1999.
- [fer 99b] Ferziger, J.H.: Persönliches Gespräch im Rahmen des Lehrganges: Understanding, Modelling, and Simulation of Turbulence am Institute of Computational Continuum Mechanics, ICCM, Hamburg, 15.-17.03.1999.
- [fre 95] Frenklach, M. et al.: GRI-Mech An Optimized Detailed Chemical Reaction Mechanism for Methane Combustion, Report No. GRI-95/0058, Gas Research Institute, Toronto, Kanada, 1995.
- [fro 77] Frost, W., Moulden, T.H.: Handbook of Turbulence, vol. 1, Plenum Press, ISBN: 0-306-31004-X, 1977.

- [fur 96] Furukawa, J., Okamoto, K., Hirano, T.: Turbulence Characteristics within the Local Reaction Zone of a High-Intensity Turbulent Premixed Flame, 26th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, vol. 26 pp. 405-412 1996.
- [gab 96] **Gabler**, **W.**: Gemischbildung, Flammenstabilisierung und Verbrennung in einer gestuften Überschallbrennkammer, Dissertation TU-München, 1996.
- [gar 43] Garside, J.E., Hall, A.R., Townend, D.T.A.: Nature, vol. 152; p. 748; 1943.
- [ger 74] Gersten, K.: Einführung in die Strömungsmechanik, Bertelsmann Universitätsverlag, Düsseldorf, 1974.
- [ger 92] Gerthsen, C., Kneser, H., Vogel, H.: Physik, Springer-Lehrbuch, Berlin, 1992.
- [ger 96] Gerlach, Ch.: Laseroptische Untersuchung der Wechselwirkung von Turbulenz und Reaktionskinetik in turbulenten reagierenden Strömungen, Diplomarbeit am Lehrstuhl A für Thermodynamik, TU-München, 1996.
- [ger 98] Gerlach, Ch.: Teichenfolgevermögen von Partikeln in Strömungen mit sich sprunghaft ändernder Geschwindigkeit, Interner Bericht am Lehrstuhl A für Thermodynamik, TU-München, 1998.
- [ger 98b] Gerlach, Ch., Eder, A., Jordan, M., Carcassi, M., Mayinger, F.: Flame Acceleration by Jet-Ignition in Hydrogen-Air-Mixtures, International Meeting on Hydrogen in Reactor Safety - Combustion Workshop, TU-München, December 6-8th, 1998.
- [gon 92] Gonzales, M., Borghi, R., Saouab, A.: Interaction of a Flame Front with its Self-Generated Flow in an Enclosure, Combustion and Flame, 88: 201-220, 1992.

- [goo 95] Goodwin, D.: ThermoChemicalCalculator, Version 1.0, Alpha 6, http://adam.caltech.edu/tcc/, 1995.
- [gri 95] Griffiths, J.F., Barnard, J.A.: Flame and Combustion, Blackie Academic & Professional, ISBN: 0-7514-0199-4; 1995.
- [gue 84] Günther, R.: Verbrennung und Feuerung, Springer-Verlag, ISBN: 3-540-13256-2, 1995.
- [gus 75] Gussak, L.A.: High Chemical Activity of Incomplete Combustion Products and a Method of Prechamber Torch Ignition for Avalanche Activation of Combustion in Internal Combustion Engines, Society of Automotive Engineers, paper: 750890, 1975.
- [has 97] Hashimoto, T., Inagaki, K., Ogata, J.: Large-Scale Hydrogen Combustion Tests at NUPEC, Proceedings of the International Cooperative Exchange Meeting on Hydrogen in Ractor Safety, Toronto, Canada, 1997
- [hay 97] Hayashi, A.K., Ito, H., Uchida, N., Watanabe, M., Suetake, M., Karasawa, H.: Ignition Mechanism by Hydrogen Flame Jet Through an Orifice, 21st International Symposium on Shock Waves, July 20-25, 1997.
- [hay 98] Hayashi, A.K.: Persönliches Gespräch im Rahmen eines Besuchs, Tokyo, 1998.
- [hin 59] Hinze, J.O.: Turbulence, McGraw-Hill, 1959.
- [jor 97] Jordan, M., Tauscher, R., Mayinger, F.: New Challenges in Thermo-Fluiddynamic Research by Advanced Optical Methods, International Journal of Heat and Technology, Edizioni ETS, 15: 43-54, 1997.
- [kan 95] Kanzleiter, T., Tenschert, J.: Experimente zur Wasserstoff-Deflagration in Containmenträumen mit Einbauten

(KX- und EX-Versuche), Abschlußbericht zum Forschungsvorhaben BMBF Nr. 150 0954, Battelle I.G. Eschborn, 1995.

- [kar 98] Kara, H.: Experimentelle Untersuchungen an instationären Wasserstoff- und Methan-Luft-Flammen, Diplomarbeit an der TU-München, 1998.
- [kee 89] Kee, R.J., Rupley, F.M., Miller, J.A.: CHEMKIN-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics, Sandia technical report no. SAND 89-8009, 1989.
- [kle 92] Klenk, B.: Aufbau und Durchführung von Schlieren- und LIPF-Messungen zur Untersuchung von Einspritzvorgängen in ein strömendes Fluid, Diplomarbeit am Lehrstuhl A für Thermodynamik, TU-München, 1996.
- [koc 92] Koch, A.: Verbrennungsanalyse in turbulenten und laminaren Flammen mit schmalbandigen Excimerlasern, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Bericht 11/1992.
- [koh 92] Kohse-Höinghaus, K.: Laseroptische Verfahren für die quantitative Bestimmung der Konzentration reaktiver Teilchen sowie der Temperatur in Verbrennungssystemen, Habilitationsschrift an der Fakultät für Energietechnik der Universität Stuttgart, 1992.
- [kor 93] Koroll, G.W., Kumar, R.K., Bowles, E.M.: Burning Velocities of Hydrogen-Air Mixtures, Combustion and Flame, 94: 330-340, 1993.
- [kre 89] Kremer, H., Stutzenberger, W.: Freistrahlausbreitung der Verbrennungsgase turbulenter vorgemischter Brenngas-Sauerstoff-Flammen, Gas Wärme International, Band 38, Heft 10, 1989.
- [kue 35] Kuethe, A.M.: Investigations of the Turbulent Mixing Regions Formed by Jets, Journal of Applied Mechanics, 2: 87-95, 1935.

- [kum 83] Kumar, R.K., Tamm, H., Harrison, W.C., Skeet, G., Swiddle, J.: Combustion Studies at High Hydrogen Concentrations and the Effect of Obstacles on Combustion, Combustion Science and Technology, 35: 175-186, 1983.
- [kuo 86] **Kuo, K.K.:** Principles of Combustion, John Wiley & Sons; ISBN: 0-471-09852-3; 1986.
- [lac 98] Lachner, R.: Laseroptische Untersuchungen im Primärteil einer Flugtriebwerks-Brennkammer, Dissertation TU-München, 1998.
- [lan 72] Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen, IV Band, 4. Teil, Bandteil b, Wärmetechnik, Springer-Verlag, 1972.
- [lav 92] LaVision: UV-Laser-Flash-Photography, La Vision 2D-Messtechnik GmbH, Göttingen, 1992.
- [lee 77] Lee, J.H., Pangritz, D., Wagner, H.Gg.: Beschleunigung instationärer Flammen in Rohren und Blenden, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Bericht, 1977.
- [len 71] Lenze, B.: Turbulenzverhalten und Ungemischtheit von Strahlen und Strahlflammen, Dissertation an der Universitär Karlsruhe (TH), 1971.
- [lew 61] Lewis, B., von Elbe, G.: Combustion, Flames and Explosions of Gases, Academic Press, 1961.
- [lin 98] Lindstedt, R.P., Sakthitharan, V.: Time Resolved Velocity and Turbulence Measurements in Turbulent Gaseous Explosions, Combustion and Flame, 114: 469-483, 1998.
- [loe 96] Loesel-Sitar, J., Koroll, G.W., Dewit, W., Bowes, E.M., Harding, J., Sabanski, C.L., Kumar, R.K.: The Large-Scale Vented Combustion Test Facility at AECL-WL, Proceeding of the OECD/NEA/CSNI Workshop on the Implementation of Hydrogen Mitigation Techniques, Winnipeg, Canada, 1996.

- [luc 88] Lucas, D., Cavolowsky, J.A., Breber, P.R., Oppenheim, A.K.: Pulsed Plasma Jet Igniters: Species Measurements in Methane Combustion, 22nd Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, pp. 1661-1667, 1988.
- [lut 88] Lutz, A.E., Kee, R.J., Miller, J.A., Dwyer, H.A., Oppenheim, A.K.: Dynamic Effects of Autoignition Centers for Hydrogen and C<sub>1,2</sub>-Hydrocarbon Fuels, 22nd Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, pp. 1683-1693, 1988.
- [maa 88] Maas, U., Warnatz, J.: Ignition Processes in Hydrogen-Oxygen Mixtures, Combustion and Flame, 74: 53, 1988.
- [mac 88] Mackay, D.J., Murray, S.B., Moen, I.O., Thibault, P.A.: Flame-Jet Ignition of Large Fuel-Air Clouds, 22nd Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, pp. 1339-1353, 1988.
- [man 99] Mansour, M.S., Chen, Y.Ch., Peters, N.: Highly Strained Turbulent Rich Methane Flames Stabilized by Hot Combustion Products, Combustion and Flame, 116: 136-153, 1999.
- [mar 64] Markstein, G.H. (Ed.): Nonsteady Flame Propagation, Pergamon Press, Oxford, 1964.
- [max 90] Maxson, J.A., Oppenheim, A.K.: Pulsed Jet Combustion - Key to a Refinement of the Stratified Charge Concept, 23nd Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, pp. 1041-1046, 1990.
- [may 94] Mayinger, F. (Ed.): Optical Measurements Techniques and Application, Springer-Verlag, ISBN: 3-540-56765-8, 1994.
- [opp 79] Oppenheim, A.K., Teichmann, K., Hom, K., Steward, H.E.: Jet Ignition of an Ultra-Lean Mixture, Society of Automotive Engineers, paper: 780637, 1979.
- [pet 86] Peters N.: Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion, 21st. Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1231-1250, 1986.
- [pet 92] Peters N.: A Spectral Closure for Premixed Turbulent Combustion in the Flamelet Regime, Journal of Fluid Mechanics, vol. 242, pp. 611-629, Sep, 1992.
- [pet 97] **Peters N.:** Four Lectures on Turbulent Combustion, ER-COFTAC Summer School, Aachen, Sep. 15-19, 1997.
- [pfo 85] Pförtner, H.: The Effect of Gas Explosions in Free and Partially Confined Fuel/Air Mixtures; Propellants, Explosives, Pyrotechnics, vol. 10, pp. 151-155, 1985.
- [phy 91] Phylaktou, H., Andrews, G.E.: The Acceleration of Flame Propagation in a Tube by an Obstacle, Combustion and Flame, 85: 363-379, 1991.
- [phy 92] Phylaktou, H., Andrews, G.E., Mounter, N., Khamis K.M.: Spherical Explosions Aggravated by Obstacles, Symposium on Major Hazards Onshore and Offshore Manchester, Univ. of Leeds, UK, Institution of Chemical Engineers Symposium Series, Publ. by the Inst. of Chemical Engineers, Davis Building, Rugby, Engl., vol. 130, pp. 525-542, ISBN: 0-85295-283-X, ISSN: 0307-0492, 1992.
- [phy 94] Phylaktou, H., Liu, Y., Andrews, G.E.: Turbulent Explosions: A Study of the Influence of the Obstacle Scale, Proceedings of the Conference on Hazards XII: European Advances in Process Safety Manchester, UK, Institution of Chemical Engineers Symposium Series, Publ. by the Inst.

of Chemical Engineers, Rugby, Engl., vol. 134, pp. 269-284, ISBN: 0-85295-327-5, ISSN: 0307-0492, 1994.

- [pra 90] Prandtl, L., Oswatitsch, K., Wieghardt, K.: Führer durch die Strömungslehre, Vieweg Verlag, 9. Auflage, ISBN: 3-528-28209-6, 1990.
- [pro 98] Proxitronic: Bildverstärker-Kaskade BV 2562  $Q_cX$ -100N, BV 1811 EX, Proxitronic, 64625 Bensheim, 21.01.1998.
- [rot 72] **Rotta**, **J.C.**: Turbulente Strömungen, Teubner-Verlag, Stuttgart, 1972.
- [rot 85] Roth, P., Starke, R.: LDA-Messungen bei der explosiven Flammenausbreitung in einem geschlossenen Zylinder, VDI-Berichte, Verbrennung und Feuerungen, 12. Deutscher Flammentag, VDI Verlag, Düsseldorf, vol. 574, pp. 203-219, 1985.
- [sch 34] Schardin, H.: Das Toeplersche Schlierenverfahren, VDI-Forschungsheft 367, VDI-Verlag GmbH, Berlin, 1934.
- [sch 84] Schildknecht, M., Geiger, W., Stock, M.: Flame Propagation and Pressure Buildup in a Free Gas-Air Mixture Due to Jet Ignition, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 1984.
- [sch 65] Schlichting, H.: Grenzschicht-Theorie, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1958.
- [sta 86] **Starke, R., Roth, P.:** An Experimental Investigation of Flame Behavior During Cylindrical Vessel Explosions, Combustion and Flame, 66: 249-259, 1986.
- [sta 89] **Starke, R., Roth, P.:** An Experimental Investigation of Flame Behavior During Explosions in Cylindrical Enclosures with Obstacles, Combustion and Flame, 75: 111-121, 1989.

- [ste 98] Stephan, K., Mayinger, F.: Thermodynamik Grundlagen und technische Anwendung, Band 1, 15. Auflage, Springer-Verlag, 1998.
- [ste 92] Stephan, K., Mayinger, F.: Thermodynamik Mehrstoffsysteme und chemische Reaktionen, Band 2, 13. Auflage, Springer-Verlag, 1992.
- [sto 84] **Stock, M., Schildknecht, M., Geiger, W.:** Flame Acceleration by a Postflame Local Explosion, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1984.
- [sto 98] Stone, R., Clarke, A., Beckwith, P.: Correlations for the Laminar-Burning Velocity of Methane-Diluent-Air Mixtures Obtained in Free-Fall Experiments, Combustion and Flame, 114: 546-555, 1998.
- [tas 96] TASCflow-CFX User Documentation, Version 2.5, AEA Technology Ltd., Waterloo, Ontario, Canada, 1996.
- [ten 87] **Tennekes, H., Lumley, J.L.:** A First Course in Turbulence, Massachusetts Institute of Technology, 1987.
- [toe 64] **Toepler, A.:** Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode, Max Cohen und Sohn, Bonn, 1964.
- [tsu 82] Tsuji, H., Yamaoka, I.: Structure and Extinction of Near-Limit Flames in a Stagnation Flow, 19th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, vol. 19, pp. 1533-1540, 1982.
- [vag 94] Vagelopoulos, C.M., Egolopoulos, F.N., Law, C.K.: Further Considerations on the Determination of Laminar Flame Speed with the Counterflow Twin-Flame Technique, 25th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, vol. 25, pp. 1341-1351, 1994.
- [vog 98] **Voges, H.:** Persönliches Gespräch bezüglich der Laserinduzierten Fluoreszenz, La Vision 2D-Messtechnik GmbH, Göttingen, 1998.

- [vos 67] **Vossen, A.:** Pneumatische Förderung im vertikalen Abwärtsstrom und im vertikalen abwärts gerichteten Freistrahl, Dissertation RWTH Aachen, 1967.
- [war 84] Warnatz, J. Maas, U.: HOMREA Program for the Simulation of Chemical Reactions with Variable Temperature and Pressure, Institut für Technische Verbrennung, Universität Stuttgart, 1984.
- [war 97] Warnatz, J. Maas, U., Dibble, R.W.: Verbrennung, Springer-Verlag, ISBN: 3-540-61546-6, 1997.