

LASERINDUZIERTE FLUORESCENZ IN ECHTZEIT ZUR BESTIMMUNG DES FLAMMENLÄRMS

Winkler Anton, Wäsle Johann, Sattelmayer Thomas
Boltzmannstraße 15, 85747 Garching

Abstract

In turbulenten Vormischflammen mit Drallstabilisierung nimmt die Reaktionszone abhängig von der Zeit unterschiedliche Volumina ein. Daraus ergeben sich zeitliche Schwankungen der Wärmefreisetzung, die zu einer Schallemission führen. Wird ein großer Abstand zur mageren Löschgrenze eingehalten (flamelet-Regime), kann von einem engen Zusammenhang zwischen der Flammenoberfläche und der lokalen Reaktionsrate ausgegangen werden. Durch die zeitaufgelöste Bestimmung der Oberflächenschwankung wird somit letztendlich die Schallproduktion zugänglich.

Das Problem der meisten bildgebenden Verfahren besteht in der optischen Integration in Tiefenrichtung, wodurch ein Großteil an Information verloren geht. Deswegen werden Lichtschnittverfahren entwickelt, mit denen die Flammenfront mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung visualisiert werden kann. Ein Verfahren beruht auf dem Effekt der laserinduzierten Fluoreszenz des OH-Moleküls, das in der Flammenfront gebildet wird und daher einen wichtigen verbrennungstechnischen Indikator darstellt. Dafür wurde ein mit 1000 Hz repetierendes Lasersystem mit einer bildverstärkten High-Speed-Kamera synchronisiert, wodurch die Flammenfront quasi in Echtzeit verfolgt werden kann. Mit Hilfe von Fourier-Transformationen kann gezeigt werden, dass sich die Flammenfrontschwankungen, in Übereinstimmung zu Mikrofondaten, breitbandig auf den niedrigen Frequenzbereich verteilen.

Ergänzend zur OH-Molekül-Detektion wird ein Stereo-PIV-System eingesetzt. Mittels statistischer Methoden kann damit auch das Geschwindigkeitsfeld beschrieben und Parameter, wie die Drallzahl bestimmt werden.

Einleitung

Seit vielen Jahren werden Modelle entwickelt, um die strömungsinduzierte Lärmentwicklung zu beschreiben. Darunter waren auch Ansätze, die sich etwas spezieller mit der Lärmproduktion von turbulenten Flammen beschäftigten.

Da die Lärmproduktion turbulenter Flammen in erster Linie der instationären Wärmefreisetzung zuzuordnen ist, muss diese zeitlich und örtlich möglichst hoch aufgelöst werden. Durch die Entwicklung eines HS-LIF-Systems konnten dabei die Zonen der stärksten Wärmefreisetzungsschwankungen visualisiert werden, wodurch eine Aussage über die spektrale Verteilung des Verbrennungslärms möglich wird.

Lärmbestimmende Parameter

Mit Hilfe der Kontinuitäts- und Impulserhaltungsgleichungen kann allgemein eine Differentialgleichung für die Schallausbreitung in einem ruhenden Medium hergeleitet werden (siehe Klein 2000):

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\gamma - 1}{c_0^2} q' \right)$$

Während die linke Seite die Ausbreitung der Druckschwankung p' abhängig von Ort x und Zeit t beschreibt, ist auf der rechten Seite der Schallquellterm dargestellt. Nach Klein 2000 lassen sich dabei für verbrennungsinduzierten Lärm fluidmechanische Anteile vernachlässigen, solange die Machzahl klein ist. Übrig bleibt die Abhängigkeit von der Schallgeschwindigkeit des ruhenden Fluids c_0 , dem Verhältnis der Wärmekapazitäten γ und der lokalen Wärmefreisetzungsschwankung q' .

Durch Integration dieser Differentialgleichung mittels Greenfunktion lässt sich unter der Voraussetzung einer großen Entfernung von der Quelle die Druckfluktuation am Ort x_0 direkt angeben:

$$p'(x_0, t) = \frac{1}{4\pi r} \frac{\gamma - 1}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \int q'(x_s, t - \tau) dV$$

Dabei beschreibt r den Abstand des Wärmefreisetzungsortes x_s vom Betrachterort x_0 und τ die Schallausbreitungszeit vom Entstehungsort zum Betrachter. Die volumenspezifische Wärmefreisetzungsschwankung kann durch eine Energiebilanz an einem isobaren System vereinfacht werden. Unter der Annahme, dass die zeitabhängigen Enthalpieströme gleich der mittleren Wärmefreisetzung sind, erhält man folgende Beziehung (siehe Boineau 1996):

$$q'(t) = \rho \cdot c_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

Mit Hilfe des idealen Gasgesetzes kann die Temperaturfluktuation in eine Volumenfluktuation überführt werden:

$$dT = \frac{p}{\rho R} dv_{\text{vol}}$$

Somit erhält man letztlich eine Abhängigkeit zwischen Schalldruck und Volumenfluktuation:

$$p'(x_0, t) = \frac{1}{4\pi r} \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int v'_{\text{vol}}(x_s, t - \tau) dV$$

Von entscheidender Bedeutung für die Volumenfluktuation ist die Drallzahl, die sich aus dem Verhältnis von Drehimpulsstrom zu Axialimpulsstrom errechnet und mit einem charakteristischen Längenmaß, üblicherweise dem halben Brenneraustrittsdurchmesser, entdimensioniert wird (siehe Fritz 2003):

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I} \cdot R_{\text{Düse}}}$$

$$\dot{D} = 2\pi \int_0^{r_{\text{max}}} \rho \left(U_{\text{ax}} U_{\text{tan}} + \overline{u'_{\text{ax}} u'_{\text{tan}}} \right) r^2 dr$$

$$\dot{i} = 2\pi \int_0^{r_{\max}} \left((p(r) - p_0) + \rho (U_{\text{ax}}^2 + u_{\text{rms}}'^2) \right) r dr$$

Die Drallzahl stellt in Drallfreistrahlen eine Erhaltungsgröße dar. Da jedoch das statische Druckfeld nur schwer zugänglich ist, wurde eine vereinfachte Variante der Drallzahl unter Vernachlässigung des statischen Drucks verwendet die statt des Gesamtaxialimpulsstroms nur den am Brenneraustritt volumetrisch gemittelten Axialimpulsstrom berücksichtigt.

$$\dot{i} = 2\pi \int_0^{r_{\max}} \rho (U_{\text{ax}}^2 + u_{\text{rms}}'^2) r dr = \frac{\dot{m}^2}{\rho \cdot A_{\text{Düse}}} = U_{\text{ax}} \cdot \dot{m}$$

Betrachtet man die Drallströmung mit der idealisierten Annahme eines Potentialwirbels (siehe Fritz 2003)

$$U_{\text{tan}} = \frac{\Gamma}{2\pi r}$$

und unter Verwendung des Zusammenhangs zwischen Drehimpuls und Zirkulation

$$\dot{D} = \frac{\Gamma \cdot \dot{m}}{2\pi}$$

kann der Zusammenhang zwischen Drallzahl und Geschwindigkeitskomponenten am Düsenaustritt hergeleitet werden:

$$S = \frac{U_{\text{tan}} \cdot r}{U_{\text{ax}} \cdot R_{\text{Düse}}}$$

Versuchsaufbau

Die nachfolgend beschriebenen Experimente wurden an einem Movable Blocks Brenner im Vormischbetrieb durchgeführt. Der Düsendurchmesser am Austritt beträgt $D_{\text{Düse}} = 40 \text{ mm}$. Erdgas und Luft werden extern vorgemischt und mit Hilfe von thermischen Massendurchflussreglern kontrolliert. Die thermische Leistung kann von 8 kW bis 75 kW variiert werden, wobei Drallzahlen von 0 bis 0,84 möglich sind. Diese werden über das Flächenverhältnis von Tangential- zu Gesamtkanal Querschnittsfläche $A_{\text{tan}}/A_{\text{ges}}$ eingestellt.

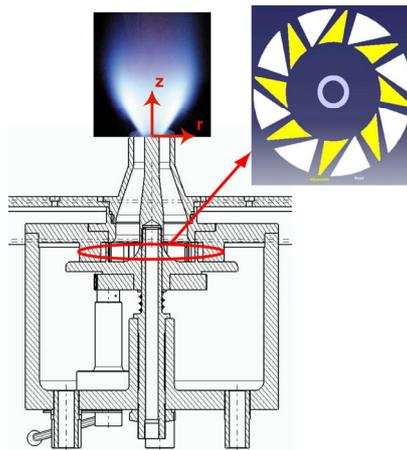


Abb. 1: Movable blocks Brenner

In einer ersten Parameterstudie wurde die Leistung bei 30 kW und einer nominellen Luftzahl von 1,2 konstant gehalten, während der Drall von $S = 0$ bis $S = 0,73$ variiert wurde. Wegen der guten optischen Zugänglichkeit wurden die Versuche an frei propagierende Flammen gemacht. Das PIV-Seeding (TiO_2 Partikel) wird der Verbrennungsluft bereits vor dem Bren-

nerplenum beigemischt, um eine möglichst homogene Dispersion der Streuteilchen zu erreichen.

Messtechniken

Um das Flammenvolumen zeitaufgelöst erfassen zu können, wurde ein schnell pulsendes Lasersystem mit einer bildverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera zu einem HS-LIF-System kombiniert. Zusätzlich wurde ein Stereo-PIV-System eingesetzt, um das statistische Geschwindigkeitsfeld und damit die Drallzahl zu erfassen.

Particle Image Velocimetry (PIV)

Zur Erfassung der Fluidgeschwindigkeit stand ein Stereo PIV System der Firma Dantec Dynamics zur Verfügung. Als Lichtquelle diente ein Dual Cavity Nd:YAG Laser (New Wave Gemini) mit einer maximalen Pulsenergie von 200 mJ. Zwei HiSense13 Kameras mit elektronischem Shutter und Scheimpflugkorrektur ermöglichten die Aufnahme von 3 Geschwindigkeitskomponenten in der Lichtschnitt Ebene. Um das Eigenleuchten der Flamme auszublenken, waren die Kameras mit schmalbandigen Spiegelfiltern ausgestattet.

Es wurden zwei Setups aufgebaut. Zunächst wurde mit einem Kameraabstand von 0,6 m das Geschwindigkeitsfeld bis $z/D = 2,5$ erfasst. In einer zweiten Kampagne wurde der Kameraabstand auf ca. 0,25 m reduziert, um den Bereich am Düsenaustritt besser auflösen zu können. Die Auflösungen betragen $\Delta x = 3,37$ mm beziehungsweise $\Delta x = 0,86$ mm.

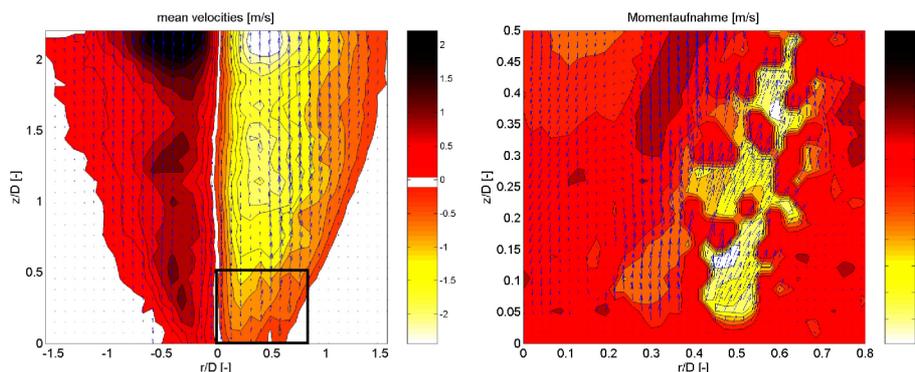


Abb. 2: Geschwindigkeitsfeld einer Drallflamme mit $S = 0,73$. Das linke Bild zeigt die mittleren Geschwindigkeiten mit geringer Auflösung, während das rechte Bild eine Momentaufnahme des Strömungsfelds mit hoher Auflösung (geringer Kameraabstand) darstellt.

Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)

OH-Moleküle stellen ein wichtiges Zwischenprodukt bei der Oxidation von Kohlenwasserstoffen dar. Obwohl der Konzentrationsabfall auf der Produktseite vergleichsweise langsam erfolgt, gelten sie als guter Flammenfrontindikator. Die OH-Moleküle wurden mit einem Nd:YAG - gepumpten Farbstofflaser mit einer Wiederholrate von 1000 Hz angeregt. Durch den Farbstofflaser mit nachgeschalteter Frequenzverdopplungseinheit ist es möglich, die Anregungswellenlänge genau auf die Energieübergänge innerhalb des OH-Moleküls abzustimmen, es wurde für die nachfolgend gezeigten Aufnahmen die $Q_1(6)$ Linie im $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi(1,0)$ Übergang gewählt (siehe Kröner 2003). Der Laserstrahl wurde mit Hilfe einer plankonkaven Zylinder- und einer sphärischen Linse zu einem Lichtschnitt aufgeweitet.

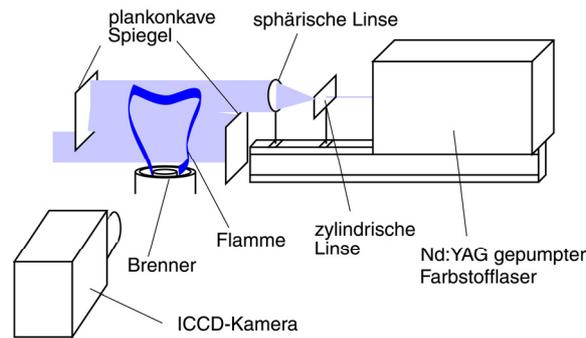


Abb. 3: Versuchsaufbau laserinduzierte Fluoreszenz

Da die Pulsenergie hoch repetierender Lasersysteme im allgemeinen niedriger ist als die von Einzelschussystemen wurde der aufgeweitete Strahl in eine Multipass-Zelle, bestehend aus zwei plankonkaven Spiegeln, eingekoppelt. Dadurch ist es möglich ca. 2 Brennerdurchmesser mit ausreichender Intensität zu illuminieren. Das Fluoreszenzsignal wird schließlich mit Hilfe einer im rechten Winkel zur Lightsheet-Ebene angeordneten bildverstärkten High-Speed-Kamera detektiert. Die Absorption des Laserstrahls führt zu einem Intensitätsabfall, der mit Hilfe einer Maske korrigiert wurde.

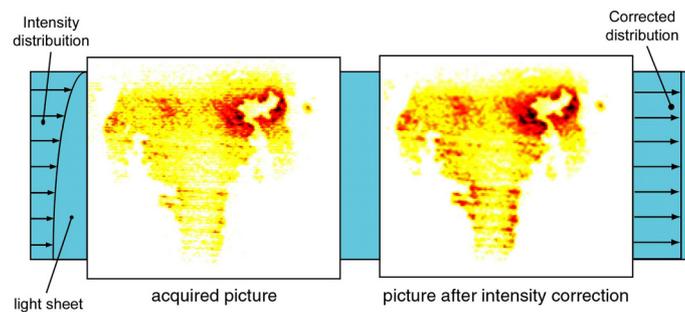


Abb. 4: Intensitätskorrektur

Bestimmung des verbrennungsinduzierten Lärmspektrums

Zunächst wurde für die einzelnen Brennerkonfigurationen das Geschwindigkeitsfeld (Abb. 5) und daraus die Drallzahl bestimmt. Die nachfolgenden Bilder zeigen mittlere Geschwindigkeiten in der xz-Ebene. Die Düse befindet sich dabei in der linken unteren Bildhälfte. Deutlich sind die wesentlich größeren Geschwindigkeitsgradienten bei der Strömung mit Flamme zu erkennen. Durch den Gradienten entsteht ein Gebiet mit starker Verwirbelung und geringen mittleren Geschwindigkeiten. In diesem Bereich ist eine stabile Verbrennung möglich (siehe Kunze 2003). Die entstehende Scherschicht liefert somit zur Wärmefreisetzungsfluktuation einen wichtigen Beitrag.

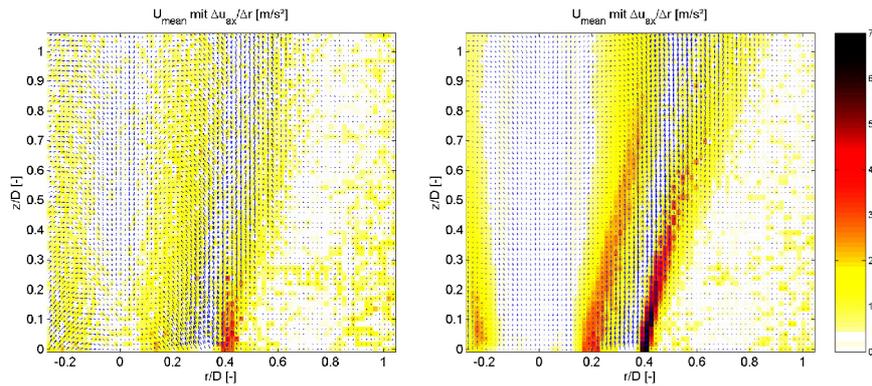
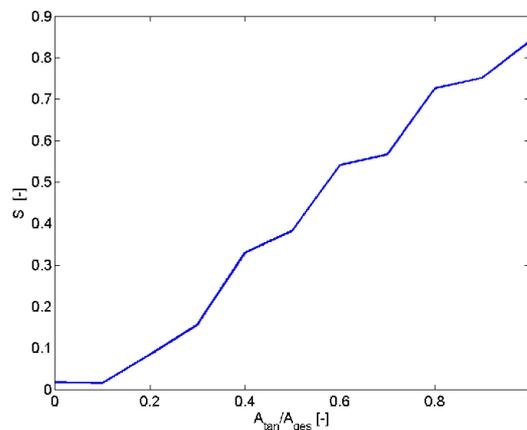


Abb. 5: Mittelwertbilder einer isothermen Strömung (links) und einer Strömung mit Verbrennung (rechts). Farblich hinterlegt ist der Geschwindigkeitsgradient $\Delta U_{ax}/\Delta r$.

Aus dem 3D Geschwindigkeitsfeldern kann mit Hilfe der oben angegebenen Gleichungen die Drallzahl bestimmt werden. Üblicherweise wird die Drallzahl als Parameter am Düsenaustritt angegeben. Aufgrund von Reflexionen am Düsenrand ist es nicht möglich, mit dem PIV System Geschwindigkeiten direkt am Düsenaustritt zu messen. Somit muss von stromab gemessenen Werten auf die Drallzahl am Düsenaustritt geschlossen werden. Um die Fehler, die aufgrund der Vernachlässigung der statischen Drücke entstehen zu minimieren, wurde die hier gezeigte Paramtervariation unter isothermen Bedingungen durchgeführt.

In Abb. 6 ist die gemessene Drallzahl am Düsenaustritt dargestellt. Diese wurde über das im Drallerzeuger einstellbare Flächenverhältnis von Tangential- zu Gesamtfläche aufgetragen. Da die gemessenen Drallzahlen von den theoretischen Werten, die aus der Brennergeometrie bestimmt werden, in der Regel stark abweichen, wurden die größeren Drallzahlen mit numerischen Simulationen validiert.



| A_{tan}/A_{ges} | S |
|-------------------|-------|
| 0,0 | 0,018 |
| 0,1 | 0,015 |
| 0,2 | 0,084 |
| 0,3 | 0,157 |
| 0,4 | 0,330 |
| 0,5 | 0,383 |
| 0,6 | 0,541 |
| 0,7 | 0,567 |
| 0,8 | 0,726 |
| 0,9 | 0,752 |
| 1,0 | 0,840 |

Abb. 6: Gemessene Drallzahl in Abhängigkeit des Flächenverhältnisses A_{tan}/A_{ges} im Drallerzeuger.

Das zeitauflösende LIF-System gestattet die Aufnahme von Zeitreihen, durch die die Entwicklung großskaliger Strukturen verfolgt werden kann (Abb. 7).

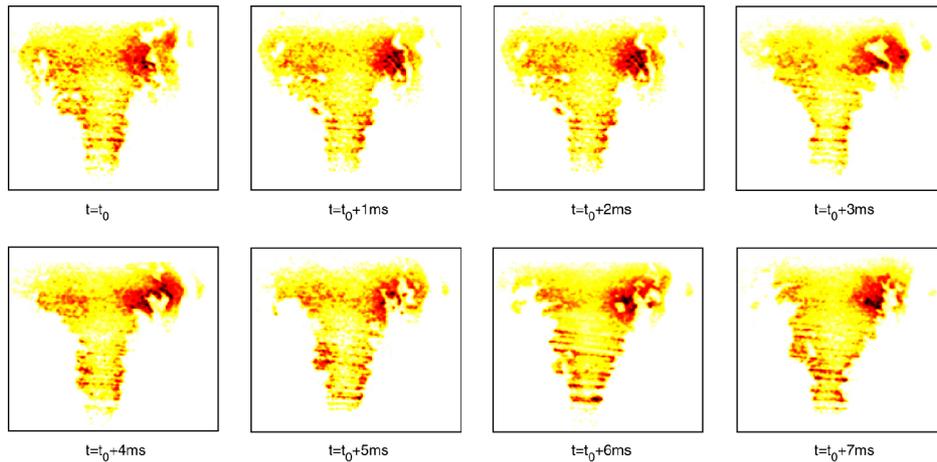


Abb. 7: Typische LIF-Bildersequenz bei niedrigem Drall

Mit Hilfe der Zeitreihen kann das Frequenzspektrum der Druckschwankung $p'(f)$ abgeschätzt werden. Analog zur oben dargestellten Gleichung wird dafür in vier Schritten vorgegangen: Nach der Binarisierung der Bilder erhält man zwei Bereiche, die entweder das verbrannte Abgas oder die unverbrannten Edukte repräsentieren. Durch radiusgewichtete Aufsummierung der Pixel kann daraus das Flammenvolumen berechnet werden. Dadurch erhält man eine Zahlenreihe, die das zeitabhängige Flammenvolumen beschreibt. Durch eine Fouriertransformation kann diese Zeitreihe in den Frequenzraum überführt und mit einem FIR-Filter tiefpassgefiltert werden. Durch zweimalige Gewichtung mit der Frequenz wird schließlich die zweite Zeitableitung berechnet.

In Abb. 8 links wurden drei Volumenzitreihen für verschiedene Drallzahlen ausgewertet. Ergänzend dazu sind die durch ein Freifeldmikrophon erhaltenen Lärmpegel ebenfalls über der Frequenz dargestellt (Abb. 8 rechts).

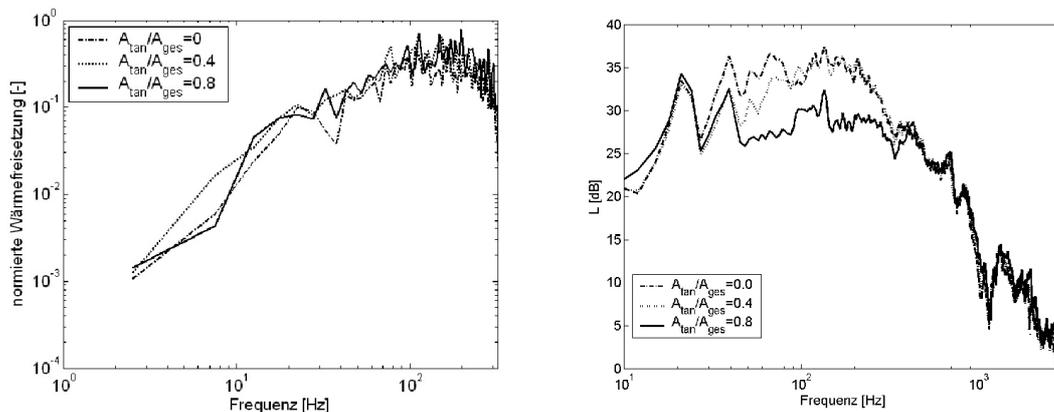


Abb. 8: Fourierspektren der Wärmefreisetzung und des Lärms für unterschiedliche Drallzahlen

Es zeigt sich, dass für niedrige Drallzahlen sowohl der Anstieg als auch das Maximum und der Beginn des Abfalls für die frequenzabhängige Druckfluktuation gut getroffen wird. Der verbrennungsinduzierte Lärm scheint also tatsächlich die wichtigste Komponente im Lärmpektrum turbulenter verdrallter Vormischflammen zu sein. Die im Lärmpektrum auftretende Energiekaskade kann aufgrund der begrenzten zeitlichen Auflösung des HS-LIF-Systems nicht erfasst werden.

Problematisch ist momentan noch die direkte Berechnung des Schalldruckpegels aus den Wärmefreisetzungsschwankungen. Somit kann zwar die tendenzielle Abhängigkeit zwischen

Pegel und Frequenz gefunden werden, die quantitativen Zusammenhänge bleiben aber Gegenstand weiterer Untersuchungen.

Zusammenfassung

Durch die Kombination einer High-Speed-Kamera mit einem schnell-pulsenden Lasersystem ist es gelungen, ein HS-LIF-System zu entwickeln. Dabei zeigt sich durch einen geschickten optischen Aufbau, dass die Signalstärke auch bei hohen Wiederholraten in jedem Fall zur zeitaufgelösten Flammenfrontdetektion ausreicht, wobei erstmals auch Sequenzen über einen Zeitraum von 1 Sekunde aufgezeichnet werden können. Mit diesem Aufbau und geeigneten Annahmen ist man ferner in der Lage, Wärmefreisetzungszonen zeitaufgelöst zu erfassen. Das HS-LIF-System stellt somit ein schlagkräftiges Werkzeug in der Untersuchung instationär ablaufender Verbrennungsprozesse dar.

Dankesworte

Unser Dank gilt der Deutschen Forschungsgemeinschaft sowie dem bayerischen Ministerium für Wissenschaft, Kunst und Kultur, welche die diesem Bericht zugrunde liegende Arbeit durch die Forschungseinheit FOR 486 "Combustion noise" bzw. den Bayerischen Forschungsverbund turbulente Verbrennungen (FORTVER) finanzieren.

Literatur

- Boineau, P., Gervais, Y., Morice, V., 1996: An Aerothermoacoustic model for computation of sound radiated by turbulent flames, 25th Anniversary inter noise Congress, Liverpool, pp. 495-498
- Fritz, J., 2003: Flammenrückschlag durch Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen, Dissertation TU München
- Klein, S.A., 2000: On the acoustics of turbulent non-premixed Flames, Dissertation Universität Twente, ISBN 90-375 14096
- Kunze, K., 2003: Untersuchung des thermoakustischen Flammenübertragungsverhaltens in einer Ringbrennkammer, Dissertation TU München
- Kröner, M., 2003: Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen, Dissertation TU München