

Phasengekoppelte Konzentrationsmessung in einem transienten Gas-Freistrahls mittels laserinduzierter Fluoreszenz

Phase coupled concentration measurements by laser-induced fluorescence in a transient gas jet

J. Gerold, T. Sander, M. Pfitzner

Institut für Thermodynamik, Universität der Bundeswehr München,
Werner-Heisenberg-Weg 39, 85577 Neubiberg

Schlagworte: LIF, Freistrahls, Gasmotor, transient, Konzentrationsmessung

Key words: LIF, jet, gas engine, transient, concentration

Zusammenfassung

Für die Optimierung von Gasmotoren bezüglich mehr Leistung, höherem Wirkungsgrad und geringem Schadstoffausstoß, stellt die Gemischbildung bei der Brenngas-Injektion einen bedeutenden Parameter dar. Um diesen Prozess detailliert experimentell zu untersuchen, wurden Konzentrationsmessungen in transienten Gas-Freistrahls mit dem spektroskopischen Verfahren der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) durchgeführt.

Als Trägergas wurde dabei Helium verwendet, das mit Aceton-Molekülen in einer Blasensäule angereichert wird. Zur Anregung der Tracermoleküle wird ein Nd:YAG Laser verwendet, der Licht mit der Wellenlänge von 266 nm emittiert. Es wird aufgezeigt, wie durch die Verwendung eines Mikrolinsen-Arrays im Vergleich zu herkömmlicher Lichtschnittoptik eine gleichmäßigere Energieverteilung im Lichtschnitt erreicht werden kann. Dadurch wird eine homogene Anregung der Tracermoleküle über den Lichtschnitt ermöglicht, wodurch die Messgenauigkeit erhöht werden kann.

Das mit Aceton angereicherte Helium wird über einen Injektor impulsartig in eine Mischkammer eingeblasen. Hierzu wird das Synchronisierungssystem vorgestellt mit dem zu genau definierten Zeitpunkten in der Strahlentwicklung phasengekoppelte Fluoreszenzmessungen mit geringer Belichtungszeit durchgeführt werden können.

Mit den Ergebnissen dieser Messungen können zusätzlich zu den stationären Eigenschaften des Freistrahls, wie die axiale und radiale Konzentrationsverteilung, transiente Phänomene, wie die zeitliche Entwicklung der Strahl-Eindringtiefe und des Strahl-Kopfdurchmessers, präsentiert werden.

1. Einleitung

Die genaue Kenntnis der Gemischbildungsvorgänge in transienten Freistrahls stellt für Gasmotoren einen bedeutenden Parameter zur Optimierung des Wirkungsgrades, der Leistung und der Reduktion von Schadstoffen dar. Um die Kraftstoffverteilung in stationären Freistrahls messen zu können wurden optische Verfahren auf Grundlage der Mie-Streuung (Ebrahimi 1977), der Raman-Streuung (Hartley 1972), der Rayleigh-Streuung (Dowling 1990) und der laserinduzierten Fluoreszenz (Lozano 1990) entwickelt. Die benötigte Anregungsenergie ist

bei der laserinduzierten Fluoreszenz im Vergleich zur Rayleigh- oder Raman-Streuung um Größenordnungen geringer. Deshalb können damit vergleichsweise große, zweidimensionale Konzentrationsfelder aufgenommen werden. Die transiente Konzentrationsverteilung in Freistrahlen beginnend beim Injektionsstart wurde bisher nur selten untersucht (Bruneaux 2002 und Fast 2009). Um ein genaueres Verständnis der Gemischbildungsvorgänge in Freistrahlen zu schaffen, wird deshalb ein Messverfahren vorgestellt, mit dem phasengekoppelte Konzentrationsmessungen in transienten Gasstrahlen mit hoher Genauigkeit durchgeführt werden können.

2. Experimenteller Aufbau und Versuchsbeschreibung

Um die Strahlentwicklung unter definierten Randbedingungen durchführen zu können, wird eine Mischkammer benötigt in die der Kraftstoff eingeblasen werden kann. Hierzu wurde eine Versuchskammer gefertigt, in der Temperaturen von -40 °C bis 400 °C und Kammerdrücke von 1 bar bis 25 bar realisiert werden können. Die Kammer besitzt vier optische Zugänge, die aus Quarzglas gefertigt sind, um eine möglichst hohe Lichttransmission im UV-Bereich zu erreichen. Der Zugangsdurchmesser beträgt jeweils 150 mm. Auf der Oberseite der Mischkammer ist ein Gas-Injektor montiert worden.

Um Konzentrationsprofile im Freistrahel messen zu können, müssen die Tracermoleküle energetisch angeregt werden. Hierzu wurde ein Nd:YAG Laser (Spectra-Physics Quanta-Ray GCR 150) verwendet, der bei einer Wellenlänge von 266 nm betrieben wurde.

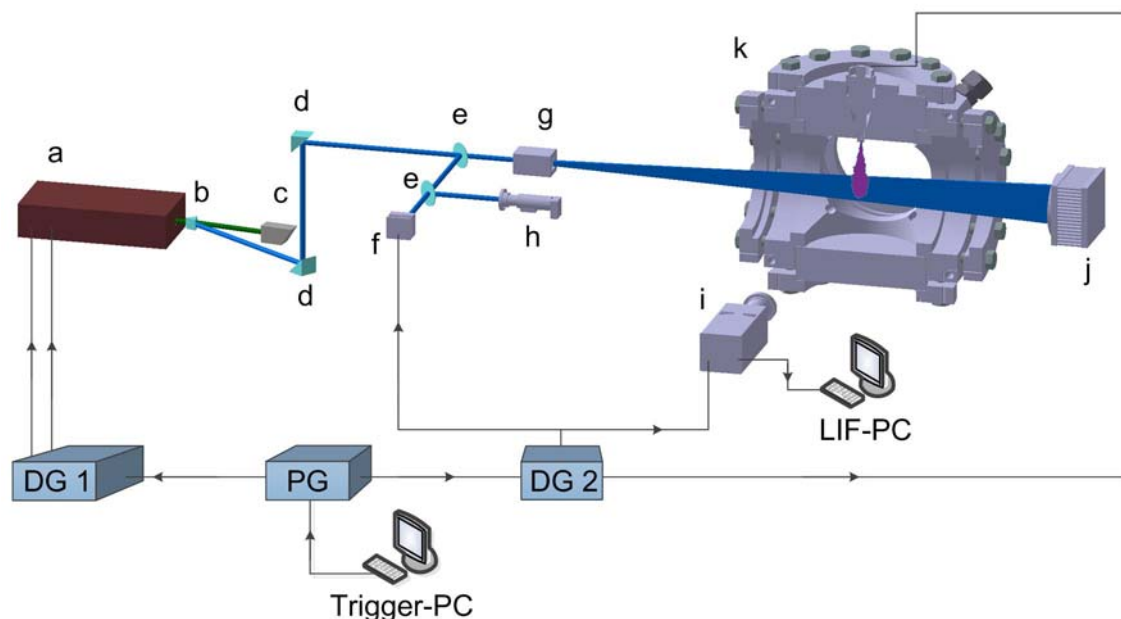


Abb. 1: Schematische Darstellung des optischen Messsystems und des Synchronisier-Systems. a) Nd:YAG Laser 266 nm, b) Dispersionsprisma, c) Strahlenfalle, d) Umlenkspiegel, e) Auskoppelscheibe, f) Energiesensor, g) Homogenisierer mit Divergenzer, h) Photodiode mit Strahlaufler und Filter, i) ICCD-Kamera mit Objektiv, j) Strahlenfalle, k) Mischkammer mit Gas-Injektor

Direkt nach der Auskopplung des Laserstrahls wird das restliche von der Frequenzverdopplung stammende Licht der Wellenlänge 532 nm mit einem Quarzglas-Dispersionsprisma abgelenkt und einer Strahlenfalle zugeführt. Die vertikale Position des Lichtschnitts wird über zwei dielektrische Umlenkspiegel (Reflektion von 99 % bei 266 nm) eingestellt. Die Puls-

energie des Lasers liegt nach den Umlenkspiegeln bei 40 mJ. Um die Laserpulsenergie aufzeichnen zu können, wird ein Teil des Laserpulses ($<1\%$) mit Hilfe einer entspiegelten Quarzglasscheibe ausgekoppelt und einem Energiesensor (Coherent J-25MT-10KHZ) zugeführt. Damit eine möglichst geringe Belichtungszeit für die Kamera gewählt werden kann, wird ein Teil des ausgekoppelten Laserstrahls über einen Filter zur Unterdrückung von Umgebungslicht und einem Strahlauflöser (1:3) einer Photodiode (Thorlabs DET10A) zugeführt. Damit ist es möglich, über ein Oszilloskop und das Monitor-signal der Kamera den Belichtungszeitpunkt auf das Fluoreszenzsignal abzustimmen und zu überwachen. Der Lichtschnitt wird in einem Strahlhomogenisierer erzeugt. Dieser besteht aus zwei Mikrolinsen-Arrays mit je 30 Einzelzylinderlinsen und einer Sammellinse ($f = 1000 \text{ mm}$). Um Interferenzeffekte durch den kohärenten Laserstrahl an den Mikrolinsen zu verringern, wurde vor den Mikrolinsen ein Divergenzierer platziert, der aus einem 1:1 Teleskop (zwei plankonvexe Linsen mit je $f = 80 \text{ mm}$) und einer zwischen dem Teleskop und vor dem Brennpunkt angebrachten Zylinderlinse ($f = 100 \text{ mm}$) besteht. Die Linsen des Divergenziers sind beschichtet, um eine maximale Lichttransmission im Wellenlängenbereich von 266 nm bis 355 nm zu ermöglichen. Die Lichtschnitthöhe im Messbereich liegt bei 51 mm und die Liniendicke bei 0,25 mm. Abbildung 1 zeigt den Strahlengang zur Generierung des Lichtschnitts. Die Aufnahme des Fluoreszenzsignals erfolgt mit einer bildverstärkten CCD-Kamera (Princeton-Instruments PI-MAX2 Gen III HbF) die mit einem 35 mm $f/1,4$ Objektiv ausgerüstet ist. Nachdem der umgeformte Laserstrahl die Mischkammer durchquert hat, wird er einer Strahlfallen-falle zugeführt.

Um Fluoreszenzmessungen zu definierten Zeitpunkten in der Strahlentwicklung reproduzierbar durchführen zu können, wurde ein Synchronisier-System entwickelt (siehe Abbildung 1). Hierzu wurde ein programmierbarer Puls-generator PG (National Instruments cRio 9074) verwendet, der mit einer genau definierten Taktfrequenz (10 Hz) den Laser ansteuert. Um den Q-Switch des Lasers mit einer Verzögerung Δt_Q zu beaufschlagen und das vom Puls-generator erzeugte LV TTL Signal für den Laser-Triggereingang aufzubereiten, wurde ein Delay-Generator DG 1 verwendet. Wird vom Trigger-PC ein Startsignal gesendet und vom PG registriert ($\Delta t_{\text{Trigger}}$), wird genau synchron zum Puls für die Laser Triggerung ein Einzelpuls erzeugt und zum zweiten Delay-Generator DG 2 (Stanford Research Systems DG535) gesendet. Die Verzögerungszeit für die ICCD-Kamera $\Delta t_{\text{Trigger}}$ und den Energiesensor Δt_{ES} wird zunächst über ein gemeinsames Signal am DG 2 vorgegeben und anschließend über die integrierten Delay-Vorrichtungen von Kamera und Energiesensor feinjustiert.

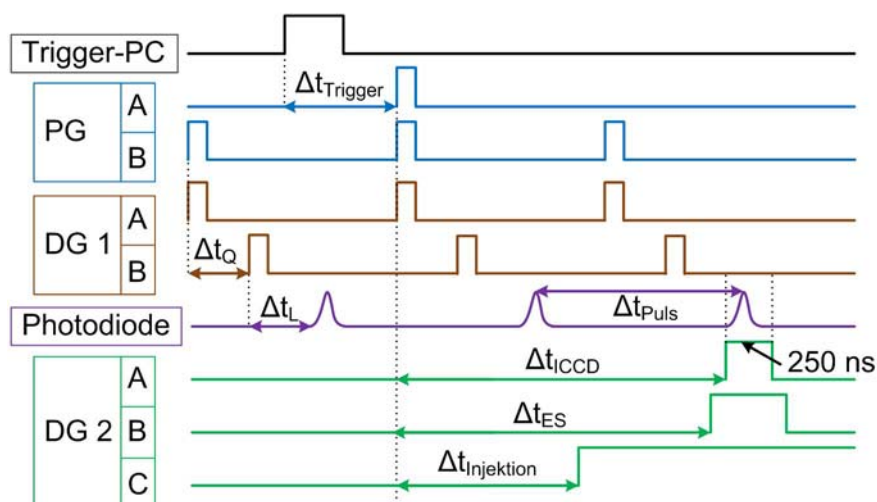


Abb. 2: Trigger-Signalkette zur Aufnahme phasengekoppelter LIF-Signale in einem transienten Freistrahls

Das Einspritzsignal wird in einem zweiten Kanal am DG 2 erzeugt. Durch Variation der Delay-Zeit kann somit ein genau definierter Injektionszeitpunkt vom Aufnahmesystem erfasst und auf dem LIF-PC als Intensitätsbild gespeichert werden. In Abbildung 2 ist die Signalkette des Triggersystems dargestellt. Hier ist auch zu sehen, dass nicht der Laserimpuls aufgenommen wird für den zeitgleich ein Einzelimpuls erzeugt wird, sondern der folgende. Dies ist nötig, damit der Einspritzzeitpunkt $\Delta t_{\text{Injektion}}$ innerhalb von Δt_{Puls} (100 ms) frei gewählt werden kann. Mit Hilfe einer Photodiode und einem Oszilloskop ist es möglich, die genaue Verzögerung vom Q-Switch Signal bis zur Laserstrahl-Emission Δt_L zu messen, die Periodendauer des Lasers zu überprüfen sowie die Verzögerungszeiten für die ICCD-Kamera und den Energiesensor genau einzustellen. Die Belichtungszeit für ICCD-Kamera wurde auf 250 ns eingestellt.

In Abbildung 3 ist die Verteilung der Laserenergie über die Lichtschnitthöhe bei Verwendung von Mikrolinsen-Arrays und einer einzelnen Zylinderlinse aufgetragen.

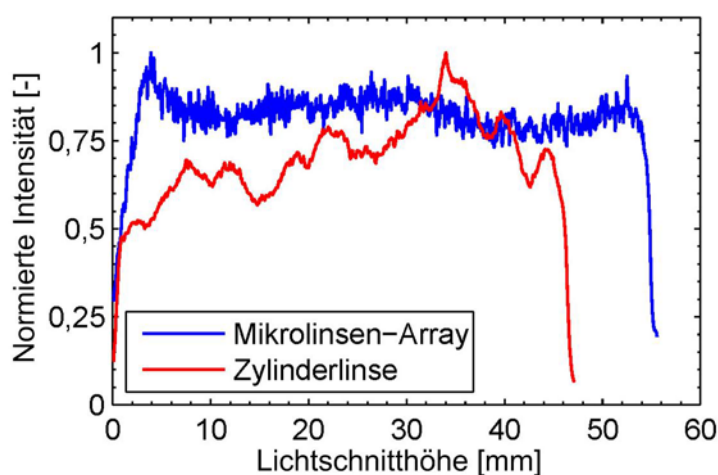


Abb. 3: Vergleich der Verteilung der Laserenergie über den von Mikrolinsen und einer einzelnen Zylinderlinse erzeugten Lichtschnitt

Es ist zu sehen, dass für die Einzellinse Abweichungen von bis zu 50 %, bezogen auf den Maximalwert, über die Lichtschnitthöhe auftreten können. Die maximale Abweichung beim Homogenisierer liegt bei 25 %, wodurch eine deutlich gleichmäßigere Energieverteilung erreicht wird. Die hochfrequenten Schwankungen um den Mittelwert der Mikrolinsen-Intensitätsverteilung sind auf den Resteinfluss von Interferenzeffekten an den Mikrolinsen zurückzuführen.

Als zu untersuchender Testfall wurde ein Injektionsdruck von 5 bar gewählt. Die Drucküberwachung am Injektor wurde mit einem Drucksensor durchgeführt, der mit einer Genauigkeit von 0,1% bezogen auf den Referenzwert von 25 bar, kalibriert wurde. Eine Einblasung erfolgte nur für Einspritzdrücke von $5 \pm 0,025$ bar. Der Kammerdruck wurde ebenfalls geregelt und auf 1 bar eingestellt. Nach jedem Einblasvorgang wurde die Kammer gespült und anschließend 5 Sekunden bis zum nächsten Injektionsvorgang gewartet, damit sich die Luft in der Kammer beruhigen kann. Die Tracerkonzentration wurde über eine Blasensäule eingestellt. Diese besteht aus einem Behälter, der in drei abgeschlossene Räume unterteilt ist. Der innerste Raum weist ein Volumen von 5 Litern auf und ist mit Aceton gefüllt durch das Helium von unten nach oben durchperlt. Dieser Behälter ist von einem zweiten Raum umschlossen der mit Thermoöl (Temperaturbereich -85 °C bis 170 °C) gefüllt ist. Der Traceranteil wird für den jeweiligen Druck durch die Regelung der Thermoöl-Temperatur mit einem Temperir-

ersystem (Julabo LH85) eingestellt. Der dritte Raum ist mit Dämmmaterial gefüllt und umschließt den Thermoöl-Behälter. Um einen definierten Massenstrom zu generieren, wird ein Teil des He-Aceton Gemisches am Injektor vorbei abgelassen. Für die hier vorgestellten Ergebnisse wurde ein Tracer-Molanteil von 1 % verwendet.

Für die statistische Auswertung ist es notwendig, mehrere Aufnahmen von einem Einspritzzeitpunkt durchzuführen. Hierfür wurden pro Zeitpunkt 100 Aufnahmen aufgezeichnet. Jede dieser Aufnahmen wird bezüglich der Strahlenergieverteilung, der absoluten Strahlenergie und des Hintergrunds korrigiert. Außerdem wird eine Weißbildkorrektur durchgeführt. Es wurden für die Untersuchung des Injektionsvorgangs 7 Zeitpunkte in der Strahlentwicklung bestimmt. Der erste Zeitpunkt ist so gewählt, dass der Strahlkopf sich in der Nähe des Düsenaustritts befindet. 0,1 ms vor diesem Zeitpunkt ist der Strahl noch nicht aus der Düse ausgetreten. Zum Vergleich mit Literaturwerten, bei denen der stationäre Strahl verwendet wird, ist der Zeitpunkt 4,1 ms gewählt worden, bei dem der Strahl im gewählten Beobachtungsfenster stationäre Werte annimmt.

3. Ergebnisse

In Abbildung 4 ist der zeitliche Verlauf der Strahlentwicklung zu sehen. Der Zeitpunkt 4,1 ms entspricht dabei dem stationären Strahl. Als Referenzkonzentration wurde hierbei die mittlere Konzentration am Düsenaustritt beim stationären Strahl gewählt. Mit diesem Konzentrationswert wurde die Skalierung der Einzelbilder durchgeführt.

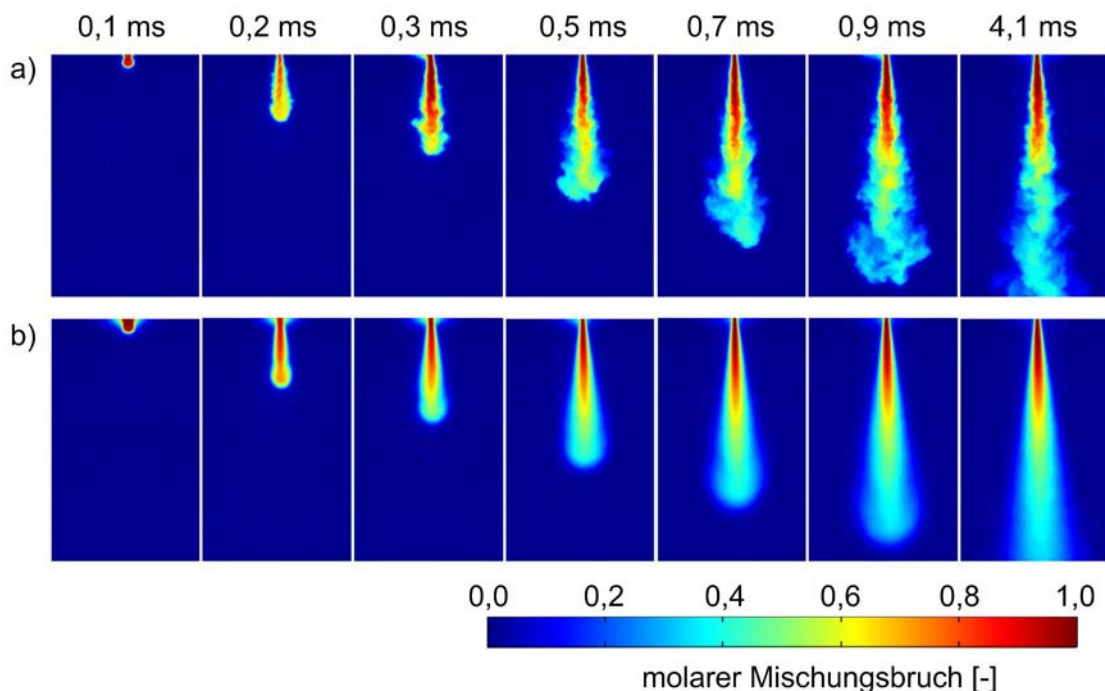


Abb. 4: Konzentrationsverteilung im Freistrah zu unterschiedlichen Zeitpunkten. Einzelne Realisierung a); Mittelwerte b)

Bei den Mittelwertbildern ist ein kontinuierlicher Intensitätsverlauf ohne Sprünge zu erkennen. Zu Beginn der Injektion liegt in der Nähe der Düse Leckage vor, die jedoch im weiteren Verlauf mit dem Strahl mitgerissen wird und verschwindet. Bei den Mittelwertbildern 0,2 ms bis 0,9 ms ist unter der Annahme von Rotationssymmetrie ein kugelförmiger Strahlkopf zu erkennen. In der Bildreihe a) treten starke turbulente Verwirbelungen am seitlichen Strahl-

rand und im Kopfbereich auf. Die Größe der Wirbelstrukturen wächst dabei mit steigender Eindringtiefe an.

Abbildung 5 zeigt die radiale Verteilung des Tracer-Molenbruchs der Mittelwertstrahlen an zwei Positionen entlang der Einspritzachse. Die Längenwerte wurden jeweils mit dem Düsendurchmesser D normiert. In Bild a) ist die radiale Verteilung an der Position $4D$, kurz nach der maximalen Eindringtiefe des Strahls bei $0,1$ ms dargestellt.

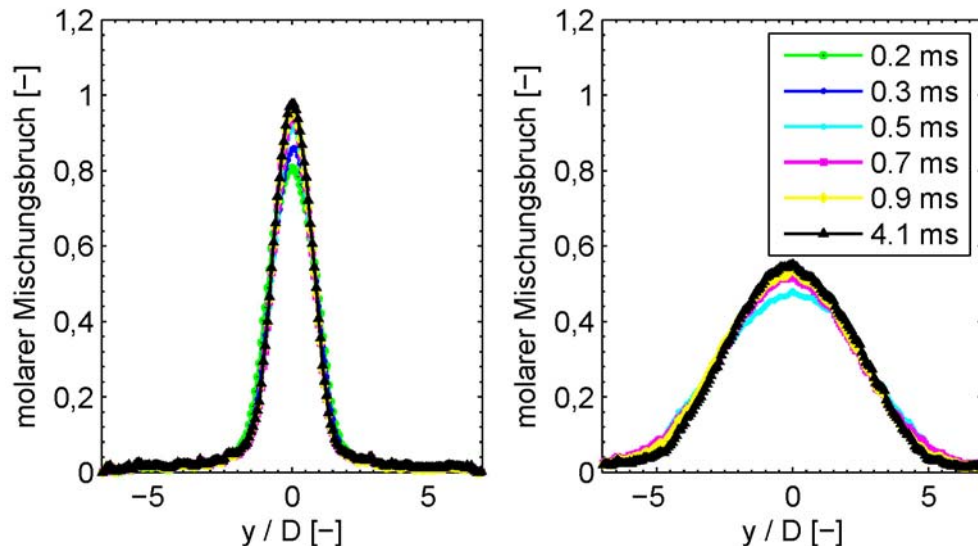


Abb. 5: Radiale Verteilung des Mischungsbruchs für zwei Positionen entlang der Strahlachse. a) $x/D=4$; b) $x/D=23$

Es ist zu erkennen, dass die Kurven der Strahlen von $0,7$ ms und $0,9$ ms fast auf der Kurve des stationären Strahls liegen. Der maximale Wert des Mischungsbruches liegt bei diesen Kurven bei eins. Dies entspricht dem erwarteten Kernbereich des Strahls, der in der Literatur mit $x=5D$ angegeben ist (Günther 1974). Die restlichen Kurven sind etwas breiter und haben geringere maximale Werte. Dabei nähern sich die Strahlen von $0,2$ ms bis $0,5$ ms dem stationären Wert sukzessive an, indem die Verbreiterung abnimmt und die Maximalwerte zunehmen. Des Weiteren ist zu sehen, dass die Kurvenform auch an der Position der höchsten Tracerkonzentration symmetrisch ist, und deshalb Absorptionseffekte entlang des Laserstrahlverlaufs vernachlässigt werden können. Dies ist auch für die Position $x/D=23$ (Abb. 5 b) zu sehen, die sich kurz nach der Eindringtiefe des Strahls bei $0,3$ ms befindet. Auf diesem Bild ist außerdem zu erkennen dass die Kurven $0,9$ ms und $4,1$ ms fast übereinander liegen. Die Kurven für $0,5$ ms und $0,7$ ms sind etwas breiter und weisen kleinere Maximalwerte auf. Daraus kann geschlossen werden, dass zu diesem Zeitpunkt an dieser Position noch nicht der stationäre Zustand erreicht ist.

In Abbildung 6 ist der zeitliche Verlauf der Eindringtiefe Z_t dargestellt, sowie der zeitliche Verlauf des Verhältnisses aus maximalem Strahldurchmesser D_{max} zur Eindringtiefe. Als Schwellwert zur Abgrenzung zum Hintergrund wurden fünf Prozent von der Referenzintensität des stationären Strahls gewählt. Der zeitliche Verlauf der Eindringtiefe entspricht dabei einer Wurzelfunktion wie bei Hill (1999) beschrieben. In der Literatur ist der konstante Wert, der das Verhältnis von Strahlkopfdurchmesser zu Eindringtiefe beschreibt, mit $0,25 \pm 0,05$ angegeben (Rizk 1958, Hill 1999). Dies ist in Übereinstimmung mit Abbildung 6, wo das Verhältnis von D_{max}/Z_t dem Wert $0,3$ entgegenstrebt.

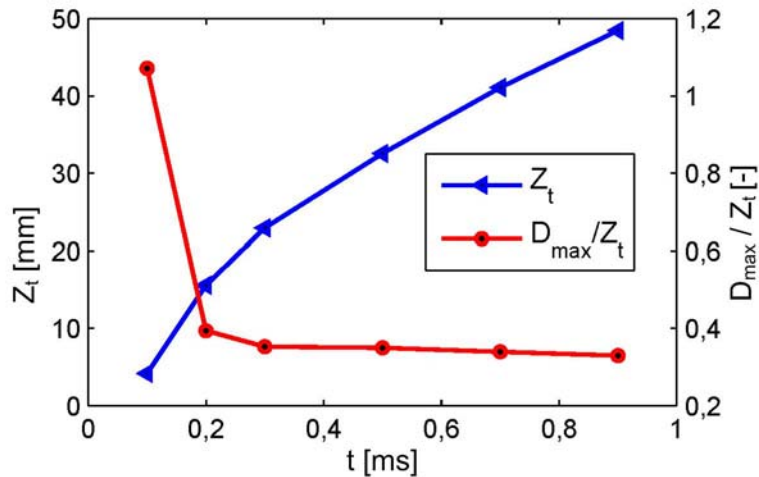


Abb. 6: Darstellung der Eindringtiefe Z_t und des Verhältnisses von maximalen Strahldurchmesser D_{max} zur Eindringtiefe

Damit die Entwicklung der Strahlausbreitung mit vorhandenen Literaturdaten verglichen werden kann, wurde die Strahl-Halbwertsbreite für jeden Zeitpunkt bestimmt. Die Halbwertsbreite ist definiert als der Abstand zur Strahlachse, an der die Hälfte des Tracer-Molenbruchs vorliegt wie an der jeweiligen Position auf der Achse. Abbildung 7 zeigt den Verlauf der Halbwertsbreite für die Mittelwertbilder. Es ist zu erkennen, dass die Kurven fast aufeinander liegen bis zu dem Ort an dem der Strahlkopf an Einfluss gewinnt. In der Nähe des Strahlkopfes steigt Halbwertsbreite zunächst auf Werte, an die größer sind als der stationäre Wert. Nach dem Erreichen eines Maximums fallen die Werte unter die des stationären Strahls.

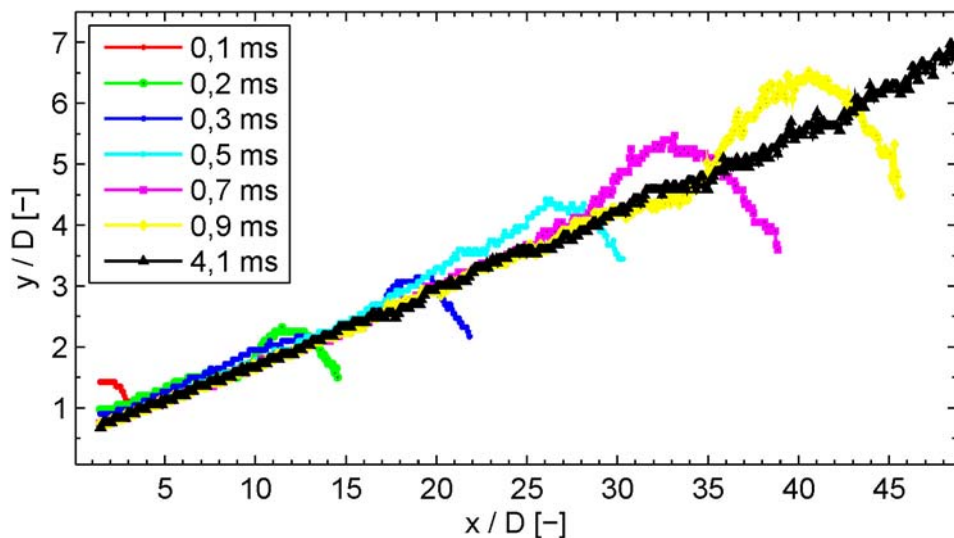


Abb. 7 Halbwertsbreite des molaren Mischungsbruchs

Für die Steigung der Halbwertsbreite sind in der Literatur Daten zwischen 0.096 und 0.13 angegeben (Richards 1993). Eine Regressionsgerade durch die Messwerte des stationären Strahls ergibt eine Steigung von 0,126. Dieser Wert liegt im Bereich der bekannten Literaturdaten. Für die Position des virtuellen Ursprungs ergibt sich daraus ein Wert von $x = -3,5D$. Eine Regressionsgerade, mit einem Bestimmtheitsmaß von 0,996, durch die maximalen Halbwertsbreiten der Strahlen 0,2 ms bis 0,9 ms ergibt eine Gerade mit einer Steigung von 0,148 und einem virtuellen Strahlursprung von $x = -4,9D$.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Durch die Verwendung eines Homogenisierers ist es möglich, die Qualität der Konzentrationsmessungen zu verbessern. Mit einem Synchronisier-System auf der Basis eines programmierbaren Pulsgenerators kann eine genaue phasengekoppelte Erfassung von Fluoreszenzsignalen während der Ausbreitung instationärer Gas-Freistrahlen erfolgen.

Im Weiteren können mit diesem Messaufbau zusätzliche Druckverhältnisse, unterschiedliche Gaskonfigurationen für Injektions- und Kammergas untersucht werden sowie unterschiedliche Düsenkonfigurationen. Der optische Zugang von 150 mm ermöglicht eine Verschiebung des Lichtschnitts, wodurch auch spätere Zeitpunkte in der Strahlentwicklung beobachtet werden und dadurch größere Wirbelstrukturen untersucht werden können. Die Konzentrationsfelder können verwendet werden, um Wahrscheinlichkeitsdichtefelder zu berechnen und diese mit CFD-Simulationen abzugleichen. Das Triggersystem ist so ausgelegt, dass bei entsprechendem Laser und Kamera auch Hochgeschwindigkeits-LIF-Messungen (bei ca. 10 kHz) durchgeführt werden können.

Literatur

Bruneaux, G., 2002: "A Study of Mixture Formation in Direct Injection Diesel Like Conditions Using Quantitative Fuel Concentration Visualizations in a Gaseous Fuel Jet", SAE-Paper 2002-01-1632

Chen, C. J., Rodi, W., 1980: "Vertical turbulent buoyant jets: a review of experimental data", Pergamon Press, Oxford

Dowling, D. R., Dimotakis, P. E., 1990: "Similarity of the concentration field of gas-phase turbulent jets" Journal of Fluid Mechanics, 218, pp. 109–141

Ebrahimi, I., Kleine, R., 1977.: "Konzentrationsfelder in isothermen Luft-Freistrahlen", Forschung im Ingenieurwesen A, pp. 25–30

Fast, G., Kuhn, D., Class, A.G., Maas, U., 2009: "Auto-ignition during instationary jet evolution of dimethylether (DME) in a high-pressure atmosphere", Combustion and Flame, 156, pp. 200–213

Günther, R., 1974: "Verbrennung und Feuerungen", 1. Auflage. Heidelberg Springer-Verlag

Hartley, D. L., 1972: "Transient Gas Concentration Measurements Utilizing Laser Raman Spectroscopy", AIAA Journal, 5, pp. 687–689

Hill, P. G., Ouellette, P., 1999: "Transient turbulent gaseous fuel jets for diesel engines", Journal of Fluids Engineering, 121, pp. 93–101

Lozano, A., Yip, B., Hanson, R. K., 1992: "Acetone: a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence", Experiments in Fluids, 13, pp. 369–376

Richards, C. D., Pitts, W. M., (1993): "Global density effects on the self-preservation behaviour of turbulent free jets", Journal of Fluid Mechanics, 254, pp 417-435

Rizk, W., 1958: "Experimental studies of the mixing processes and flow configurations in two-cycle engine scavenging", Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, 172, pp. 417–437