

UNTERSUCHUNGEN AM FREISTRAHL MITTELS LASERINDUZIERTEN ELEKTROSTRIKTIVEN GITTERN

E. Rosenko¹, H. A. Moser¹, S. Schlamp² und B. Weigand¹

¹*Universität Stuttgart, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt (ITLR),
Pfaffenwaldring 31, 70569 Stuttgart, Germany*

²*ETH Zürich, Sonneggstr. 3, 8092 Zürich, Schweiz*

Zusammenfassung

Ein rotationssymmetrischer ungeheizter Unterschall-Freistrahler wurde sowohl mit konventionellen Messtechniken (Pitot-, Totaltemperaturmessungen) als auch mit einer neuartigen Messtechnik Laser-Induced Thermal Acoustics (LITA), mit der die lokale Schallgeschwindigkeit bestimmt werden kann, vermessen. Bei bekanntem statischen Druck im Freistrahler, der im Fall einer Unterschallströmung dem Umgebungsdruck entspricht, wurde aus den Daten der konventionellen Messtechnik die Schallgeschwindigkeitsverteilung im Freistrahler ermittelt und mit den Messungen mit LITA verglichen.

1 EINLEITUNG

Das Graduiertenkolleg 1095/1 „Aerothermodynamische Auslegung eines Scramjet-Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme“, an dem neben der Universität Stuttgart auch die RWTH Aachen, die TU München und das DLR in Köln beteiligt sind, hat sich zum Ziel gesetzt einen Scramjet-Demonstrator, bei dem alle Komponenten des Antriebssystems, wie Einlauf, Isolator, Brennkammer und Schubdüse einzeln betrachtet werden, zu entwickeln. Zusätzlich wird eine Gesamtsystemanalyse durchgeführt, da zwischen den einzelnen Komponenten eine Interaktion besteht und ohne die kein funktionierender Scramjet-Demonstrator möglich wäre.

Das vorgestellte Forschungsprojekt ist als Teilprojekt im oben genannten Graduiertenkolleg angesiedelt. Ziel dieses Projekts ist es, eine experimentell ermittelte Datenbasis für einfache Testfälle für Freistrahlerströmungen und -mischungen zu erstellen. Während für Unterschallströmungen, insbesondere für inkompressible Strömungen, eine Vielzahl an konventionellen Messtechniken (Druck-, Temperatursonden, etc.) zur Verfügung stehen, sind diese im Überschallbereich nicht geeignet, da sie die Strömung beeinflussen bzw. verfälschen. Weiterhin sind Sondenmesstechniken nur bei moderaten Temperaturen einsetzbar. Heiße

Überschallströmungen verlangen daher nach berührungslosen, partikelfreien optischen Messverfahren. Mit der neuartigen laserbasierten Messtechnik Laser-Induced Thermal Acoustic (LITA) sehen wir eine Chance, heiße (Überschall-) Strömungen und Verbrennungsvorgänge experimentell zu untersuchen. Diese sollen als Referenz für numerische Untersuchungen dienen.

In dieser Arbeit wird ein Validierungsfall vorgestellt. Ein rotationssymmetrischer Unterschall-Freistrahler wurde sowohl mit konventionellen Messtechniken (Pitot- und Totaltemperaturmessungen) als auch mit LITA vermessen. Desweiteren wurden numerische Untersuchungen dieses Testfalls durchgeführt.

2 VERSUCHSAUFBAU

Die am ITLR vorhandene Versuchsanlage ermöglicht experimentelle Untersuchungen von Hochgeschwindigkeits-Strömungen (Überschall, Unterschall), Mischungsvorgängen (Luft mit Luft, Stickstoff, Helium, Wasserstoff, ...) und Verbrennungsvorgängen (Luft-Wasserstoff).

In Abbildung 1 ist die benutzte konvergent-divergente Düse aus Plexiglas dargestellt. Die linke rote Linie deutet den engsten Querschnitt an. Nach der zweiten roten Linie bleibt der Querschnitt konstant (Bereich des Flammenhalters).

In Strömungsrichtung sind 16 Wanddruckbohrungen angebracht. Zusätzlich wurde der Totaldruck p_0 , die Totaltemperatur T_0 , der Umgebungsdruck p_∞ und die Umgebungstemperatur T_∞ gemessen.

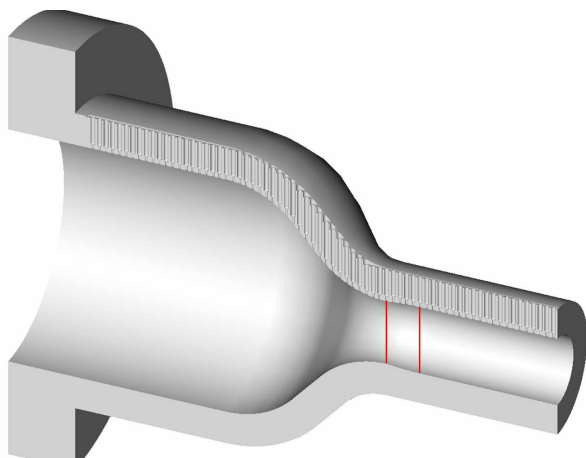


Abbildung 1: Schnittbild durch die verwendete konvergent-divergente Düse.

Zur Charakterisierung des Freistrahls kamen rotationssymmetrische Pitot- und Totaltemperatursonden (gefertigt vom DLR Lampoldshausen) zum Einsatz. Die Aussendurchmesser der Sonden betragen je 5 mm. Die Messgenauigkeit der Pitotsonde hängt vom verwendeten Messsystem ab und wird vom Hersteller mit $\pm 1\%$ vom Maximalwert (hier: $\pm 0,07$ bar) und bei der Totaltemperatursonde ± 2 K angegeben. Der Freistrah wurde in 5 unterschiedlichen Ebenen senkrecht zur Hauptströmungsrichtung, die um Vielfache des Austrittsdurchmessers D vom Austritt aus dem Flammenhalter entfernt sind, vermessen. Abbildung 2 stellt das gewählte Koordinatensystem dar und die Tabelle 1 gibt die Positionen der Ebenen wieder.

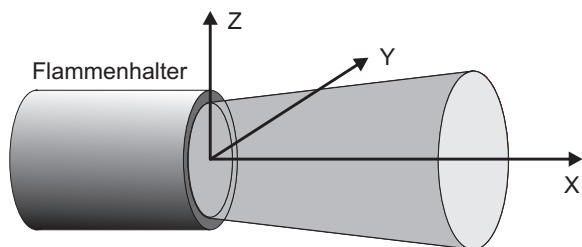


Abbildung 2: Gewähltes Koordinatensystem.

Ebene	X [mm]	X/D
1	31.4	1.0
2	62.8	2.0
3	94.2	3.0
4	157.0	5.0
5	314.0	10.0

Tabelle 1: Positionen der vermessenen Ebenen.

Zusätzlich zu den konventionellen Sondentechniken kam ein neuartiges laserbasiertes Messverfahren, genannt Laser-Induced Thermal Acoustics (LITA), zum Einsatz. LITA ist ein neuartiges, optisches, berührungsloses und hochpräzises Messverfahren, mit dem Messungen der Schallgeschwindigkeit (einfacher Aufbau) [1] und Strömungsgeschwindigkeit (modifizierter Aufbau) möglich sind [2]. Ist die Gaszusammensetzung (κ, R) bekannt, kann die statische Temperatur aus der Schallgeschwindigkeit ermittelt werden. Am ITLR wurde bereits die prinzipielle Machbarkeit des Einsatzes von LITA im Hochgeschwindigkeits-Freistrah gezeigt ([3], [4]).

3 LITA

LITA wurde am California Institute of Technology (Caltech) Pasadena von E. B. Cummings entwickelt, theoretisch beschrieben und es wurden erste erfolgreiche Messungen durchgeführt ([1], [5], [6]). Cummings führte zahlreiche Messreihen in ruhenden Gasen durch. S. Schlamp führte die Arbeit von Cummings fort und erweiterte das Verfahren soweit, dass Geschwindigkeitsmessungen in strömenden Gasen möglich sind ([7], [8]). Seitdem wird das Verfahren weiter entwickelt und auf andere Strömungsbereiche ausgeweitet.

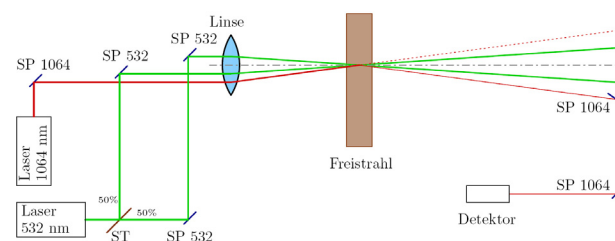


Abbildung 3: Schematische Darstellung der LITA-Messtechnik.

LITA ermöglicht die berührungslose Messung der momentanen lokalen Schallgeschwindigkeit in

einem Punkt. In Abbildung 3 ist die LITA-Messtechnik schematisch dargestellt.

Der sogenannte Treiberlaser ist ein gepulster Laser (z. B. ein PIV-Laser, hier $\lambda_{exc} = 532 \text{ nm}$) mit 100 mJ Pulsenergie. Der Strahlteiler splittet den Laserstrahl zu je 50% auf und erzeugt somit zwei Laserstrahlen mit der selben Pulsenergie. Durch die Spiegel werden die Laserstrahlen parallel und symmetrisch zur Linsenachse auf die Linse (Brennweite $f = 1000 \text{ mm}$) geleitet. Die Laserstrahlen werden fokussiert und überschneiden sich im Messvolumen (hier im Freistrahls). Dabei wird durch Interferenz ein Dichtegitter erzeugt.

Der Ausleselaser (hier $\lambda_{int} = 1064 \text{ nm}$) ist ein gepulster Laser, dessen Laserstrahl ebenfalls parallel zu den anderen Laserstrahlen auf die Linse geleitet wird. Durch die Fokussierung überschneidet sich der Ausleselaserstrahl mit den Treiberlaserstrahlen. Ist im Messvolumen kein Dichtegitter vorhanden, geht der Ausleselaserstrahl durch das Messvolumen hindurch (gepunktete Linie). Existiert ein Dichtegitter, so wird ein Teil des Ausleselaserstrahls an diesem reflektiert. Durch die beiden Spiegel wird der Signalstrahl (reflektierter Laserstrahl) in den Detektor geleitet. Die gemessene Intensität ist ein Maß für die Modulationstiefe des im Messvolumen erzeugten Dichtegitters.

Das Messverfahren setzt sich aus zwei Phasen zusammen:

1. Erzeugung eines Dichtegitters im Messvolumen,
2. Beobachtung der zeitlichen Veränderung des erzeugten Dichtegitters.

3.1 Erzeugung eines Dichtegitters

Das Dichtegitter im zu untersuchenden Messvolumen wird durch zwei kohärente Laserstrahlen der Wellenlänge λ_{exc} erzeugt. Im Kreuzungsbereich interferieren die beiden Laserstrahlen und bilden ein Intensitätsgitter des elektrischen Feldes (Abbildung 4). Dabei ist der Abstand zwischen den Maxima (bzw. Minima) Λ abhängig von der gewählten Wellenlänge des Anregungslasers λ_{exc} und dem halben Kreuzungswinkel θ der beiden Laserstrahlen und berechnet sich zu

$$\Lambda = \frac{\lambda_{exc}}{2 \sin(\theta)}. \quad (1)$$

Das Dichtegitter entsteht durch optoakustische Effekte. Der für die durchgeführten Untersuchungen relevante Effekt ist die Elektrostriktion. Bei der Elektrostriktion werden durch das Intensitätsgitter des elektrischen Feldes Moleküle im Messvolumen polarisiert. Das Potenzialfeld induziert dabei ein Dipolmoment, so dass Moleküle in Richtung des Intensitätsmaximums bzw. -minimums beschleunigt werden. Zum Zeitpunkt $t = 0$ liegt noch keine Verschiebung der Moleküle vor. Durch die Beschleunigung entsteht ein Geschwindigkeitsgitter, welches in Folge ein Dichtegitter induziert. Anschaulich kann das Dichtegitter als zwei entgegengerlaufende Schallwellen entlang der Gitternormalen verstanden werden, die sich zum Zeitpunkt $t = 0$ auslöschung und im weiteren Verlauf sowohl konstruktiv als auch destruktiv überlagern.

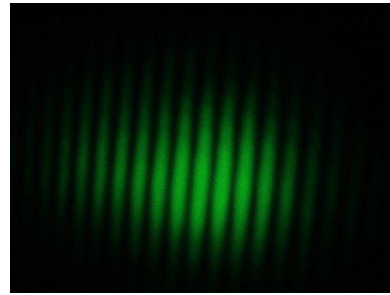


Abbildung 4: Interferenzmuster der beiden sich überlagernden Anregungslaserstrahlen.

In Abbildung 5 sind auf der linken Seite zwei auseinanderlaufende Wellenzüge dargestellt und rechts deren Überlagerung: Durch die Überlagerung entsteht eine räumlich stationäre, zeitlich periodische Dichteschwankung, ein sogenanntes Dichtegitter.

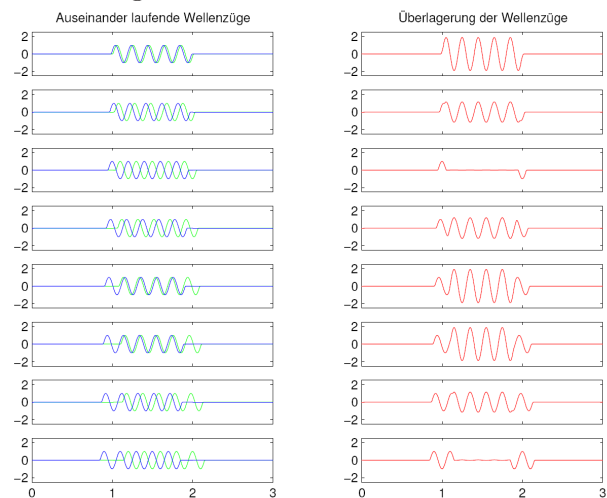


Abbildung 5: Überlagerung der Wellenzüge [9].

3.2 Beobachtung der zeitlichen Veränderung des erzeugten Dichtegitters

Die zeitliche Veränderung des Dichtegitters wird mittels eines zweiten Laserstrahls gemessen. Wird ein Laser mit der Wellenlänge λ_{int} unter dem Winkel

$$\phi = \frac{\lambda_{int}}{\lambda_{exc}} \theta \quad (2)$$

auf das Dichtegitter gerichtet, wird ein kleiner Teil der Intensität des Lasers an diesem Gitter reflektiert. Dieser Effekt wird Bragg-Reflexion genannt. Die Intensität des reflektierten Lichts ist abhängig von der Stärke des Gitters.

Auf Grund dissipativer Effekte, wie Wärmeleitung und Viskosität wird das Dichtegitter mit der Zeit abgeschwächt. Aus diesem Grund fällt auch die gemessene Intensität des Signals mit der Zeit ab. Ein Maß für die Stärke dieser dissipativen Prozesse ist die akustische Dämpfungsrate Γ . Für ein perfektes Gas in Ruhe gilt

$$\Gamma = \frac{1}{2\rho} \left[(\kappa - 1)D_T + \frac{4}{3}\nu \right], \quad (3)$$

wobei ρ die Dichte, D_T die thermische Diffusivität und ν die kinematische Viskosität bezeichnet.

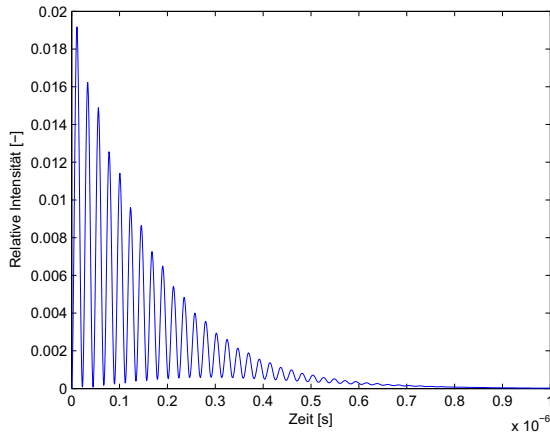


Abbildung 6: Theoretischer Signalverlauf für Luft und $a = 340 \text{ m/s}$.

Die Lebensdauer des Signals ist unter anderem vom Kreuzungswinkel, der Schallgeschwindigkeit und der Dämpfungsrate abhängig und beträgt für Luft bei Umgebungsbedingungen typischerweise etwa $0,5 \mu\text{s}$.

Bei Verwendung gepulster Laser mit typischer Pulslänge $10 \text{ ns} - 20 \text{ ns}$ kann die gesamte Lebensdauer des Gitters nicht mit einem Puls erfasst werden. Das Signal wird aus 65 Einzelmessungen, die

schrittweise um $12,5 \text{ ns}$ von $t = 0$ auf $t = 0,8 \mu\text{s}$ versetzt aufgezeichnet werden, zusammengesetzt.

Abbildung 6 zeigt den theoretischen Verlauf eines solchen Signals. Es ist eine exponentiell gedämpfte Schwingung. Durch die Messung der Schwingungsfrequenz f_{Signal} (sogenannte doppelte Brillouin Frequenz) lässt sich die Schallgeschwindigkeit berechnen

$$a = \frac{f_{Signal} \Lambda}{2}. \quad (4)$$

4 UNTERSCHALL-FREISTRAHL

Um sicher zu gehen, dass LITA zuverlässige Ergebnisse liefert und um die Genauigkeit sicherzustellen, sind Vergleiche mit konventionellen Messtechniken notwendig.

Im Unterschall-Freistrahls entspricht der statische Druck am Düsenaustritt dem Umgebungsdruck. Mit den Ergebnissen aus den Pitot- und Totaltemperaturmessungen und bekannten Eigenschaften des Fluids (κ , R) wurde die Verteilung der Schallgeschwindigkeit im Freistrahls ermittelt und mit den Messungen mit LITA verglichen.

Für den Fall eines Unterschall-Freistrahls entspricht der gemessene Pitotdruck dem Totaldruck

$$p_{pitot} = p_t. \quad (5)$$

Die Machzahl wird aus den Isentropenbeziehungen errechnet [10]

$$Ma = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_t}{p_\infty} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]}. \quad (6)$$

Bei den Messungen der Totaltemperatur ist der Recovery-Faktor zu berücksichtigen. Aufgrund der besonderen Form der Messsonde ergibt sich dieser zu

$$r = \frac{T_s - T}{T_t - T} = \frac{\frac{T_s}{T} - 1}{\frac{T_t}{T} - 1} = 0,9924, \quad (7)$$

dabei ist T_s die gemessene Sonden- und T_t die Totaltemperatur. Für isentrope Strömungen ergibt sich das Temperaturverhältnis zu

$$\frac{T_t}{T} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2. \quad (8)$$

Zusammengefasst folgt:

$$Ma \Rightarrow T_t/T \Rightarrow T_s/T \Rightarrow T \Rightarrow a = \sqrt{\kappa R T}.$$

5 ERGEBNISSE

Die Tabelle 2 gibt die Randbedingungen zur Erzeugung eines Unterschall-Freistrahls wieder. Das Druckverhältnis p_∞/p_0 wurde dabei so gewählt, dass kurz vor dem Austritt die Strömung auf Unterschall verzögert wird.

p_0 [bar]	T_0 [K]	p_∞ [bar]	T_∞ [K]
1,76	292	0,96	292

Tabelle 2: Randbedingungen zur Erzeugung eines Unterschall-Freistrahls.

In Abbildung 7 ist der normierte Wanddruckverlauf p_w/p_∞ in der Plexiglasdüse für unterschiedliche Druckverhältnisse p_∞/p_0 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass im Bereich des Flammenhalters (konstanter Querschnitt) ein senkrechter Stoß entsteht, der mit abnehmendem Druckverhältnis zum Austritt wandert und die Strömung auf die Umgebungsbedingungen anpaßt. Je später der Stoß im Flammenhalter auftritt, desto größer ist die Machzahl am Austritt.

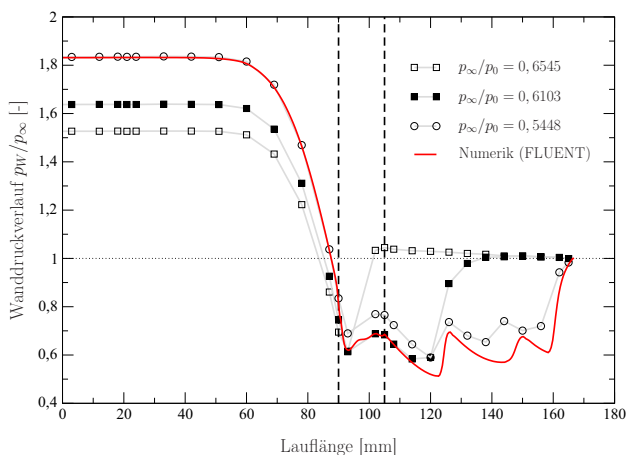


Abbildung 7: Wanddruckverlauf zur Erzeugung eines Unterschall-Freistrahls.

Bei nicht korrekt ausgelegten Düsen bzw. bei Überschneidungen von Charakteristiken derselben Familie entstehen an der Wand Machsche Wellen, die sich stromabwärts überschneiden und einen schrägen Verdichtungsstoß zur Folge haben [11]. Dieser unerwünschte Verdichtungsstoß wird wiederum an der Wand reflektiert und es entsteht ein Stoßsystem, welches sich im Flammenhalter

fortsetzt. Dieses Stoßsystem ist bei überkritischen Druckverhältnissen unabhängig vom eingestellten Druckverhältnis und wird von der numerischen Untersuchung für das Druckverhältnis $p_\infty/p_0 = 0,5448$ ebenfalls wiedergegeben.

Die numerischen Untersuchungen wurden mit Hilfe des Gittergenerators Gambit und dem CFD-Code FLUENT durchgeführt. Zur Turbulenzmodellierung wurde das $k - \epsilon$ Modell angewandt. Die Rechnungen wurden 2-dimensional „rotationssymmetrisch“ durchgeführt.

Das Rechengebiet ist in Abbildung 8 dargestellt und wird mit einem strukturierten Gitter und 155.000 Gitterzellen diskretisiert. Das gesamte und das im Bereich des Austritts vergrößerte Rechengitter sind in Abbildung 9 dargestellt. Der dimensionslose Wandabstand beträgt $y^+ \leq 1$. Die Randbedingungen für die turbulenten Größen (turbulente Intensität und Wirbelviskositätsverhältnis) am Düsen Eintritt sind zu $I = 3\%$ und $\mu_t/\mu = 10$ gesetzt.

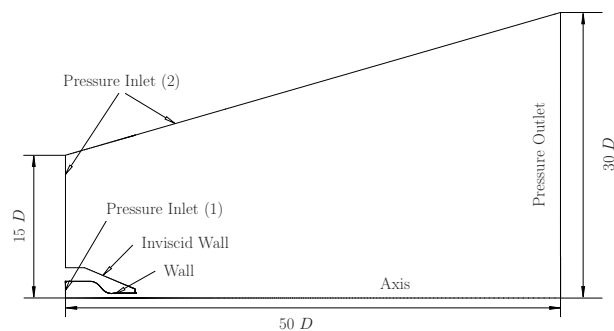


Abbildung 8: Darstellung des Rechengebiets für den Unterschall-Freistrahls.

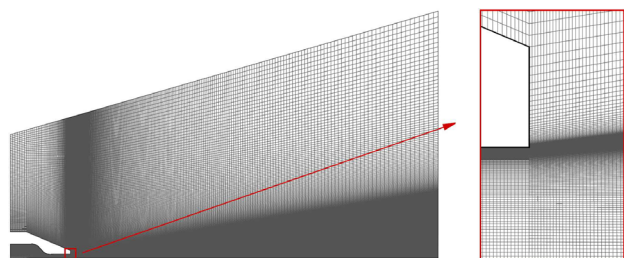


Abbildung 9: Darstellung des gesamten Rechengitters und vergrößert im Bereich des Düsenaustritts.

Aus den Pitot- und Temperaturmessungen wird die Verteilung der Machzahl, der statischen Temperatur und der Schallgeschwindigkeit in den jeweiligen Ebenen berechnet. Diese mit den konventionellen Messtechniken gewonnenen Ergebnis-

se werden mit den numerischen Untersuchungen und mit LITA in Abbildung 11 verglichen.

Für die Messungen der Totaldrücke im Freistrahlmittels wurden die Genauigkeiten laut Herstellerangaben übernommen ($\pm 1\%$ vom Maximalwert; hier: $\pm 0,07$ bar). Die maximale prozentuale Abweichung beim Totaldruck beträgt $\Delta p_t/p_t \approx 7\%$. Mit den Ansätzen der allgemein gültigen Fehlerfortpflanzungsgesetze lässt sich die Ungenauigkeit der ermittelten Mach-Zahl bestimmen

$$\frac{\Delta Ma}{Ma} = \sqrt{\left(\frac{\kappa - 1}{2\kappa} \frac{\Delta p_t}{p_t}\right)^2 + \left(\frac{\kappa - 1}{2\kappa} \frac{\Delta p_\infty}{p_\infty}\right)^2} \quad (9)$$

Die Ungenauigkeit des statischen Drucks im Freistrahlmittels beträgt dabei $\Delta p_\infty = 0,001$ bar und unter der Annahme eines konstanten statischen Drucks im gesamten Freistrahlmittels, der dem Umgebungsdruck p_∞ entspricht, ergibt sich die größte Ungenauigkeit für die Mach-Zahl zu $\Delta Ma_{max} = 0,01$ bzw. $\Delta Ma/Ma \leq 1\%$.

Mit Gleichungen (7), (8) und Anwendung der Fehlerfortpflanzungsgesetze ergibt sich eine Ungenauigkeit für die statische Temperatur $\Delta T = 10$ K bzw. $\Delta T/T \leq 4\%$.

Analog folgt für die Ungenauigkeit der Schallgeschwindigkeit $\Delta a = 6$ m/s bzw. $\Delta a/a \leq 2\%$.

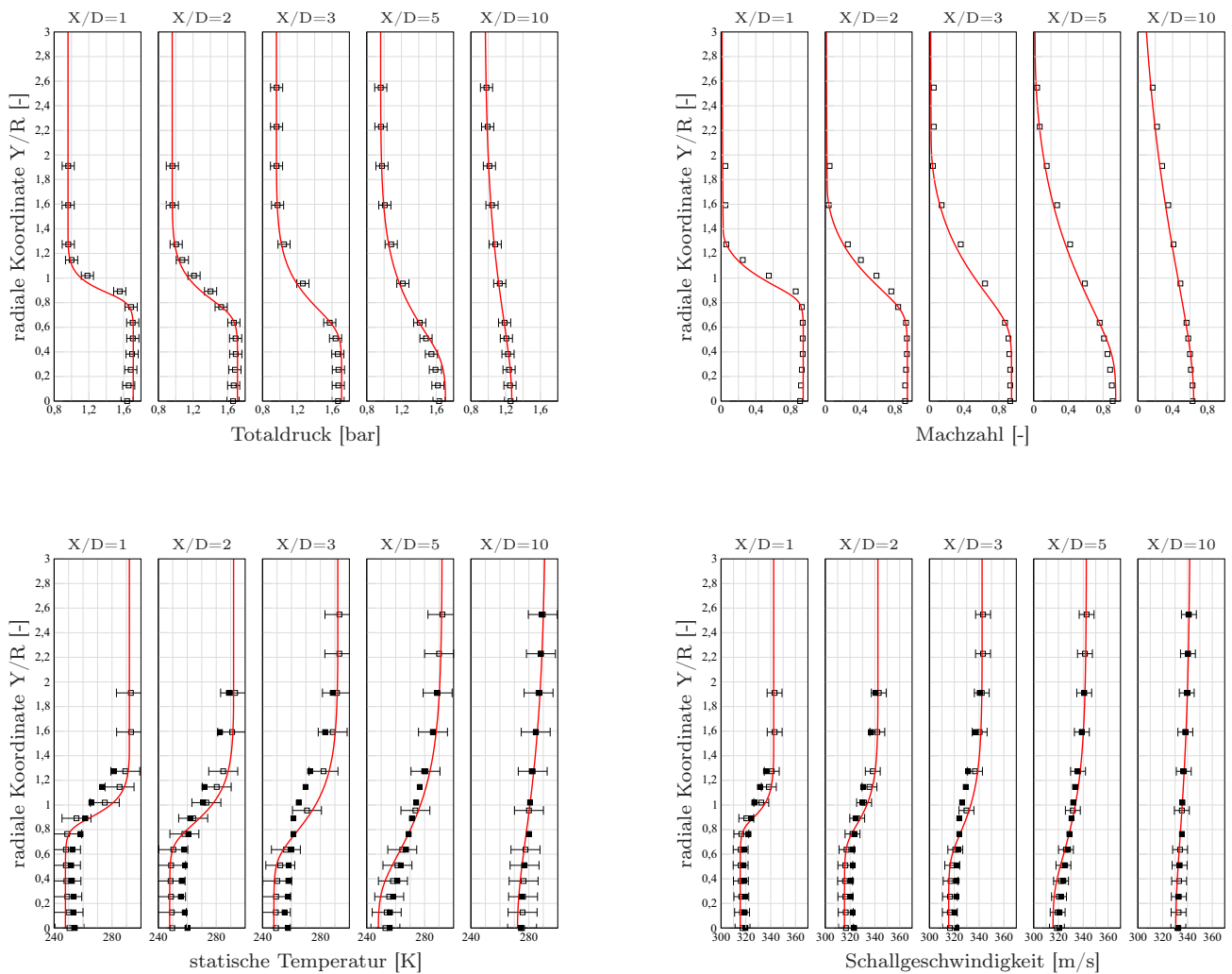


Abbildung 11: Profilverläufe des Totaldrucks und der Machzahl im Unterschall-Freistrahlmittels.

(□) konventionelle Messtechnik (—) numerische Rechnung (■) LITA

6 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In der vorgestellten Arbeit wurde ein Unterschall-Freistrahls sowohl mit konventionellen Messtechniken (Pitot- und Totalempertursonden), mit Laser-Induced Thermal Acoustic (LITA) als auch numerisch untersucht.

Die Ungenauigkeit des verwendeten Messsystems zur Messung des Totaldrucks fällt relativ hoch aus, so dass die mit den konventionellen Messmethoden ermittelte Schallgeschwindigkeit auf $\Delta a = 6 \text{ m/s}$ bzw. $\Delta a/a \leq 2\%$ genau angegeben werden kann. Die Genauigkeit der ermit-

telten Schallgeschwindigkeiten und Temperaturen mit LITA liegt innerhalb der Messgenauigkeit der konventionellen Messtechnik. Bei allen Profilverläufen zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen.

LITA eignet sich somit hervorragend für Schallgeschwindigkeits- und Temperaturmessungen in Hochgeschwindigkeitsströmungen. Der Einsatz dieser Messtechnik wird auf Überschall-Freistrahlen, Mischungsuntersuchungen im Überschallbereich (Luft-Helium, Luft-CO₂) und Verbrennungsuntersuchungen (Luft-Wasserstoff-Verbrennung) ausgeweitet.

Literatur

- [1] E. B. Cummings. *Laser-Induced Thermal Acoustics*. Phd thesis, California Institute of Technology Pasadena, California, 1995.
- [2] B. Hemmerling, D. N. Kozlov, and Stampanoni-Panariello. Temperature and flow-velocity measurements by use of laser-induced electrostrictive gratings. *Optics Letters*, 25(18):1340–1342, 2000.
- [3] B. Hemmerling, M. Neracher, D. Kozlov, W. Kwan, R. Stark, D. Klilmenko, W. Clauss, and M. Oswald. Rocket nozzle cold-gas flow velocity measurements using laser-induced gratings. *Journal of Raman Spectroscopy*, 33(11-12):912–918, 2002.
- [4] S. Schlamp, T. Rösigen, P. Kasal, and B. Weigand. Experimental considerations for laser-induced thermal acoustics (lita) in compressible turbulent flows. Aiaa paper 2003-3454, 2003. 33rd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit.
- [5] E. B. Cummings. Laser-induced thermal acoustics: simple accurate gas measurements. *Optics Letters*, 19(17):1361–1363, 1994.
- [6] E. B. Cummings, I. A. Leyva, and H. G. Hornung. Laser-induced thermal acoustics (lita) signals from finite beams. *Applied Optics*, 34(18):3290–3302, 1995.
- [7] S. Schlamp. *Laser-Induced Thermal Acoustic Velocimetry*. Phd thesis, California Institute of Technology Pasadena, California, 2000.
- [8] S. Schlamp, E. B. Cummings, and H. G. Hornung. Beam misalignments and fluid velocities in laser-induced thermal acoustics. *Applied Optics*, 38(27):5724–5733, 1999.
- [9] A. Meier. Transient grating spectroscopy mit einem modifizierten piv laser. Diplomarbeit, Institut für Fluidodynamik ETH Zürich, 2005.
- [10] A. H. Shapiro. *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, volume I. The Ronald Press Company New York, 1953.
- [11] M. Zucrow and J. D. Hoffmann. *Gas Dynamics Volume II: Multidimensional Flow*. John Wiley and Sons, Inc., 1985.