

Bestimmung der freien Anströmungsbedingungen am Hochenthalpie-Labor München (HELM)

Measurement of the free flow conditions at the High Enthalpy Laboratory Munich (HELM)

Jan-Erik Brune, Lukas Jakobs, Tobias Sander und Christian Mundt

Universität der Bundeswehr München, 85577 Neubiberg, Deutschland

Hochenthalpieströmungen, Versuchsanlagen, Düsenströmung

High-enthalpy flows, experimental research facilities, nozzle flows

Zusammenfassung

Bodengebundene Versuchsanlagen wie das Hochenthalpielabor München (HELM) spielen in der Erforschung hochenthalper Strömungsphänomene eine große Rolle. Seit Jahrzehnten steht dabei unter anderem die Untersuchung von laminar-turbulenter Transition in Hyperschallgrenzschichten im Fokus. Da die Stabilität von laminaren Grenzschichten sehr anfällig für externe Einflüsse ist, ist die Bestimmung der Anströmungsbedingungen von zentraler Bedeutung, um die Anlage für derartige Versuche vorzubereiten. Diese Arbeit stellt dabei die ersten Vorbereitungen für die Untersuchungen der freien Anströmung vor. Vorgestellt werden erste Ergebnisse der Ausmessungen des Strömungsfeldes und die Identifikation von akustischen Störungen im Strömungsfeld.

Einleitung

In den experimentellen Studien zum Phänomen der Transition von einer hypersonischen laminaren zu einer turbulenten Grenzschicht werden oft Freiflugversuche in der Auslegungsflughöhe und mit minimalen Freistromturbulenzen bevorzugt, die jedoch oft hohe Kosten verursachen. Daher werden hypersonische Versuchsanlagen wie das Hochenthalpie-Labor München (HELM) eingesetzt, um diese Freistrombedingungen zu simulieren, die in Machzahl und Reynoldszahl mit den Freiflugexperimenten übereinstimmen. Allerdings sind die Versuchsanlagen in ihrer Möglichkeit, die Freiströmung von Freiflugversuchen nachzuahmen, beschränkt. Mundt und Hirschel 1991 stellten einen theoretischen Vergleich von chemischen und physikalischen Effekten, einschließlich typischer Windkanaleinflüsse, am Beispiel der Raumflugfähre HERMES an. Auch Hornung 1988 stellte die Problematik der Vergleichbarkeit von bodengestützten Versuchen zu Freiflugversuchen mit möglichen Einflussparametern vor.

In Rahmen der Vorbereitung des Stoßwellenkanals HELM für zukünftige Transitionsexperimente an Kegeln soll die freie Anströmung und die Einstellung der Versuchskondition der Anlage näher untersucht werden. Erste Ergebnisse der geplanten Messmethoden zur Ausmessung der Düsenströmung unter bestimmten Versuchskonditionen sollen in dieser Studie diskutiert und

eingeorordnet werden.

Es werden zwei Messmethoden als Vorbereitung der Vermessung des Düsenströmungsfeldes vorgestellt und im Hochenthalpie-Labor (HELM) eingesetzt.

Im ersten Teil wird ein Messrechen verwendet, um die radiale zeitlich-aufgelöste Pitot-Druckverteilung am Düsenaustritt und den Staupunktärmestrom einer Kugelsonde zu messen. Dabei spielen der Pitotdruck im Zentrum der Düsenströmung und der Staupunktärmestrom eine wichtige Rolle um die Bedingungen der freien Anströmung während eines Versuchs zurückrechnen zu können. Grossir und Dias 2018 stellen dabei die Grundlage dieser Messmethode vor. Zusätzlich soll durch die Bestimmung der radialen Pitot-Druckverteilung der Durchmesser der nutzbaren Kernströmung festgelegt werden. Aufgrund der Entwicklung einer zum Teil turbulenten Grenzschicht an der Düseninnenwand verkleinert sich die Kernströmung am Düsenaustritt.

Im zweiten Teil wird ein Focused Laser Differential Interferometer (FLDI) verwendet, um Dichtefluktuationen im Zentrum der Strömung zu untersuchen. Testeinrichtungen erzeugen Störungen in der freien Anströmung, die als 'Tunnelrauschen' (engl. tunnel noise) bekannt sind. Diese Störungen lassen hauptsächlich auf die Entwicklung einer turbulenten Grenzschicht an der Innenwand der Düse zurückzuführen. Zusätzlich pflanzen sich Störungen durch den gesamten Prozess der Strömungsgenerierung im Strömungsfeld in den Messbereich fort. Diese Störungen im Strömungsfeld führen nach Schneider 2001 oft zu einer großen Abweichung der Transitions-Reynoldszahlen in laminar-turbulenten Transitionsexperimenten zwischen verschiedenen Versuchseinrichtungen. Weiss 2002 teilt die Störungen hauptsächlich in dominante akustische Moden, teils messbar als Dichte- oder Druckfluktuationen, und Entropiemoden, messbar als Totaltemperaturschwankungen, ein. Um die dominanten Frequenzen der akustischen Störungen im Dichtespektrum zu messen, wird ein FLDI verwendet.

Die angestrebten Testkonditionen sind angelehnt an die Testkondition des Versuchs *Shot No. 3087* von Tanno et al.. Die Versuchskonditionen sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Grundlagen der Messmethode Focused Laser Differential Interferometry (FLDI)

Mit einem FLDI-System kann die Dichtedifferenz an den Fokuspunkten von zwei senkrecht zueinander polarisierten Laserstrahlen über deren Interferenz gemessen werden, siehe Abbildung 1. Das linear polarisierte Licht eines diodengepumpten Lasers mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer maximalen optischen Leistung von 2,5 W durchläuft die Linse L1 mit einer Brennweite von 30 mm und die $\lambda/4$ -Platte P1, die in einem Winkel von 45° zur Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts ausgerichtet ist und somit das Licht zirkular polarisiert. Dann wird der Laserstrahl im 1° Wollaston-Prisma W1 in zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Teilstrahlen aufgespalten.

Das Strahlenpaar wird durch die Sammellinse L2 durch den optischen Zugang der Messstrecke in der Mitte der Düsenströmung fokussiert. Ein Dichteunterschied und die daraus resultierende Änderung des Brechungsindex in den jeweiligen Brennpunkten bewirkt eine Phasenverschiebung zwischen beiden Teilstrahlen. Diese Punkte liegen auf der zentralen Stromlinie in einem Abstand von 2 mm zueinander. Nach Durchlaufen des gegenüberliegenden optischen Zugangs der Messstrecke werden die beiden Strahlenpaare durch die Sammellinse L3 fokussiert und durch das Wollaston-Prisma W2 und die $\lambda/4$ -Platte P2 überlagert. Das Interferenzsignal kann mit P2 auf maximale Empfindlichkeit eingestellt werden. Die Spannung an der Diode ist dann proportional zum Dichteunterschied an den beiden Fokuspunkten. Die Intensität der resultierenden Interferenzmuster wird mit einer Fotodiode (SM05PD1A, Kathode geerdet) mit einer Vorspannung von 18 V und einem Lastwiderstand von 1000 Ω gemessen.

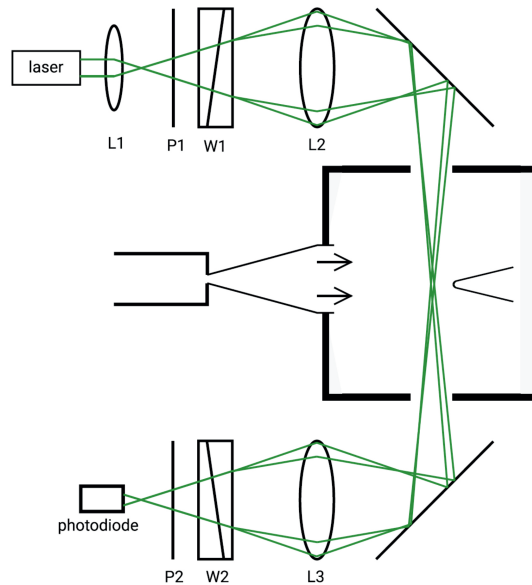


Abb. 1: Schematische Darstellung des FLDI-Messaufbaus: Laserstrahlen (grün), 1° Wollaston-Prismen (W1 und W2), $\lambda/4$ -Platten (P1 und P2), Linse $f = 30$ mm (L1), und Linsen $f = 800$ mm (L2 und L3), Thele et al. 2021.

Die Ausgangsspannung der Diode V kann wie folgt beschrieben werden:

$$V = \eta(\lambda) R_l P. \quad (1)$$

Dabei ist $\eta(\lambda)$ die spektrale Empfindlichkeit der Fotodiode, R_l der Lastwiderstand zwischen der Anode der Fotodiode und der Masse des Stromkreises und P die Leistung des einfallenden Lichts.

Die detektierbare Bandbreite der Photodiode f_{bw} kann ausgedrückt werden durch:

$$f_{bw} = \frac{1}{2\pi R_l C_j}, \quad (2)$$

wobei C_j die Sperrschichtkapazität der Fotodiode ist. Aus den Gleichungen 1 und 2 ist ersichtlich, dass für eine bestimmte Fotodiode die Wahl des Anodenwiderstandes ein Kompromiss zwischen der größtmöglichen Signalstärke (größtmöglicher Widerstand erforderlich) und der größtmöglichen Frequenzauflösung (kleinstmöglicher Widerstand erforderlich) ist.

Die Beziehung für die normierte Dichteänderung $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ in Abhängigkeit von der Ausgangsspannung des Photodetektors wird in Gleichung 3 beschrieben:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\lambda}{2\pi K L \rho} \sin^{-1}\left(\frac{V}{V_0} - 1\right) \quad (3)$$

Dabei ist nach Parziale 2013 λ die Wellenlänge des Lasers, K die Gladstone-Dale-Konstante, L die Integrationslänge über das Phasenobjekt und V_0 die Spannung im linearen Bereich.

Diese Messtechnik wurde bereits von Parziale et al. 2014 zur Bestimmung von Düsenpektren verwendet. In einer eigenen Studie von Thele et al. 2021 wurde dieses Interferometer erfolgreich eingesetzt, um die Düsenströmung des kolbengetriebenen Stoßwellenkanals HELM an der Universität der Bundeswehr München mit hoher zeitlicher Auflösung zu charakterisieren. Auch Ananthapadmanaban et al. 2023 haben ein FLDI erfolgreich bei der Identifikation von Dichtefluktuationen in der Freiströmung eingesetzt und das Tunnelrauschen quantifizieren können.

Versuchsanlage

HELM ist ein Stoßwellenkanal mittlerer Baugröße und ermöglicht damit die Nachbildung von Hochenthalpieströmungen durch eine Freikolbenkonfiguration der Treibersektion. Die Anlage ist für Enthalpien und Drücke von bis zu 20 MJ/kg bzw. 200 MPa ausgelegt. Zudem hat die Anlage eine Gesamtlänge von 39 m, wobei die Längen des Kompressionsrohrs (CT) und des Stoßrohrs (ST) 21 bzw. bis zu 11 m betragen. Abbildung 2 zeigt den schematischen Aufbau des HELM.

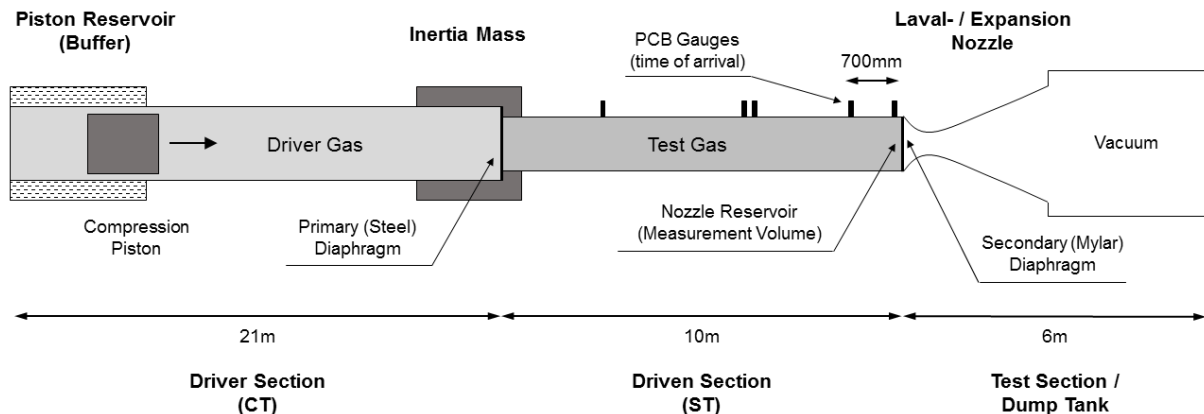


Abb. 2: Schemazeichnung der Versuchsanlage HELM

Der HELM besteht aus den drei Hauptbereichen des Treibers (engl. Driver Section), des Testgases (engl. Driven Section), der Messkammer und des Dumptanks (engl. Test Section/Dumptank). Die Funktionsweise und das Design der Anlage HELM wird detailliert von Mundt 2016, Altenhöfer et al. 2018 und Selcan et al. 2021 beschrieben.

Versuchskonditionen

Die in dieser Arbeit relevanten Versuchskonditionen der Totalgrößen im Druckreservoir und der Freistrombedingungen sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Die Freistromgrößen in der Teststrecke werden unter Berücksichtigung der Nachexpansion und der Düsendgrenschichtdicke mit dem Referenzcode ESTC_j von McGilvray et al. 2013 bestimmt. ESTC_j verwendet dabei den NASA-Code "CEA" (Chemical Equilibrium and Applications) von Gordon und McBride 1994, um die Effekte des thermochemischen Gleichgewichts im Düsenreservoir und in der Austrittsebene zu berücksichtigen. Vorhersagen von Stagnations- und Freistromgrößen werden auf der Grundlage der Geschwindigkeit der einfallenden Stoßwelle und des anfänglichen Testgasdrucks im Stoßrohr durchgeführt. Die tatsächliche Stagnationsenthalpie wird durch isentrope Relaxation des theoretischen Drucks auf den gemessenen Druck ermittelt. McGilvray et al. 2013 hat gezeigt, dass eine genaue Darstellung der Freistromgrößen mit einer mittleren Abweichung von weniger als 2 % – 3 % über die quasistationäre Testzeit liefert, verglichen mit der detaillierten zeitaufgelösten Simulation der Düsenexpansion durch spezielle Computational Fluid Dynamics (CFD).

Tabelle 1: Freie Anströmungsbedingungen berechnet mit ESTCj mit Auslegungskondition *Shot No. 3087* von Tanno et al. 2023

Versuch	Ruhebedingungen			Freistrombedingungen			Re_∞ in $\frac{1}{m}$
	T_0 in K	p_0 in MPa	h_0 in $\frac{MJ}{kg}$	ρ in $\frac{kg}{m^3}$	v in $\frac{m}{s}$	M	
<i>Shot No. 3087</i>	2280	14,1	3,5	0,0160	2490	7,6	$2,39 \times 10^6$
20230412	3230	26,5	4,1	0,0302	2710	7,0	$3,27 \times 10^6$
20230606	3260	20,0	4,1	0,0225	2730	7,0	$2,43 \times 10^6$

In Tabelle 1 ist erkennbar, dass über die zwei Versuche 20230412 und 20230606 hinweg die Auslegungskondition von Tanno et al. 2023 immer genauer angenähert wurde. Versuch 20230606 zeigt dabei eine relativ genaue Übereinstimmung der Reynoldszahl. Die Machzahl und die Enthalpie weichen letztlich leicht von der Auslegungskondition von Tanno et al. 2023 ab.

Messung der Freiströmung mit dem Messrechen

Um die freie Anströmung charakterisieren zu können, wird bei Hochenthalpie-Versuchsanlagen oft auf sogenannte Messrechen zurückgegriffen. Abbildung 3 zeigt den hier verwendeten Messrechen mit der Sensorbestückung. Es handelt sich dabei um einen langen Keil, worauf in gewissen Abständen Sensoren angebracht werden können. In unserem Fall gibt es zwei Arten von Drucksensoren und einen Staupunktwärme Stromsensor.

Die erste Art Druckssonde ist eine Pitotsonde, welche den Absolutdruck misst. Die Sensoren sind auf den radialen Positionen 0 und 4-10 verbaut. Die Position 0 stellt dabei die Rotationsachse der Düse dar. Als Drucksensor wird dabei der piezoelektrische Universal-Druckaufnehmer PCB-113B28 eingesetzt.

Die zweite Art ist eine Lanzensonde, welche den statischen Druck misst. Diese Drucksonde ist eine lange Stahllanze mit einer Kupferspitze in welcher mittig ein Drucksensor verbaut ist. Die Lanzensonden sind an den Positionen 2 und -5 montiert. Hierfür wird der piezoresistive Druckaufnehmer Kulite XCQ-093 verwendet.

Der Staupunktwärme Stromsensor an Position -2 ist eine Stahlkugel mit einem Durchmesser von 50 mm, in dessen Spitze ein koaxiales Thermoelement verbaut ist. Koaxiale Thermoelemente eignen sich als schnelle Wärmeübergangssensoren bei hohen thermischen und mechanischen Belastungen und sind relativ unempfindlich gegenüber auftreffenden Partikeln.

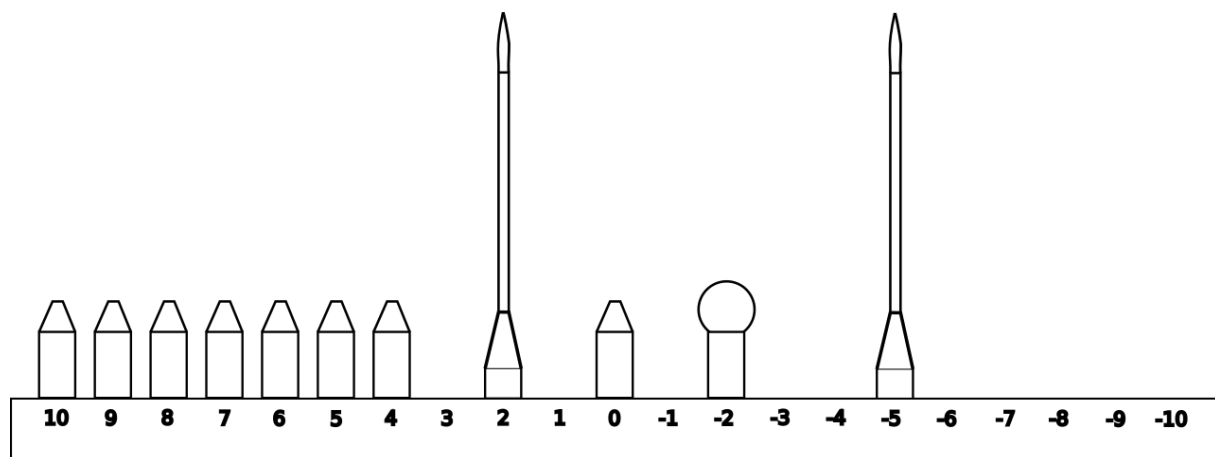
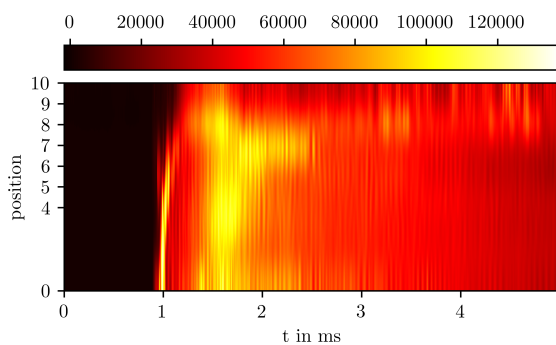
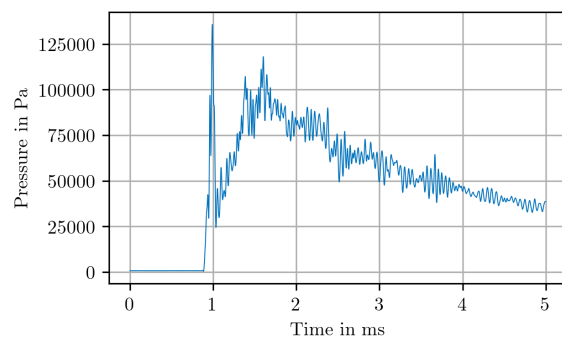


Abb. 3: Schemazeichnung und Bestückung des Messrechens

Abbildung 4a zeigt die zeitaufgelöste radiale Druckverteilung am Düsenaustritt für den Versuch 20230606. Zu sehen ist hierbei der inertielle Stoß bei $t = 1$ ms und der darauffolgende Anlaufvorgang der Düsenströmung für $1 \text{ ms} < t < 1,5$ ms. Die quasistationäre Düsenströmung setzt bei $t = 2$ ms ein und hält sich für ca. 2 ms. In Abbildung 4a ist zudem sichtbar, dass der anfängliche Stoß nur im Zentrum der Düse registriert wird und sich dann abgeschwächt nach außen fortpflanzt. Position 7, 8, 9 und 8 zeigen dabei keinen Stoß mehr. Die stationäre Strömung zeigt auch eine Grenzschicht für die Positionen 8, 9 und 10. Ein räumlich feiner aufgelöstes Sensorgitter wäre dabei hilfreich, die Grenzschichtdicke besser quantifizieren zu können. Aus den hier vorliegenden Ergebnissen lässt sich allerdings eine ungefähre Kernströmung von Position 0 bis Position 7 festlegen. Abbildung 4b zeigt den Pitotdruck an Position 0 im Mittelpunkt der Düsenströmung. Auch hier ist der einfallende Stoß und das Einsetzen der stationären Strömung sichtbar. Während der Testzeit wurde somit ein Pitotdruck von ca. 50 kPa – 75 kPa gemessen.



(a) Radiale Druckverteilung in Pa



(b) Pitotdruck Sensor an Position 0

Abb. 4: Versuch 20230606 Pitotdruck

In Abbildung 5 ist der Staupunktärmestrom der 50 mm Kugelsonde dargestellt. Dabei sind einerseits der einfallende Stoß bei $t = 1$ ms und andererseits das Einsetzen der Düsenströmung ab $t = 1,5$ ms erkennbar. Die nutzbare Messzeit der stationären Strömung ist dabei auch wie in Abbildung 4b zu sehen von ca. $t = 2$ ms bis $t = 4$ ms erkennbar. Während der Testdauer ist somit ein Staupunktärmestrom von ca. $0,3 \text{ MW/m}^2$ messbar.

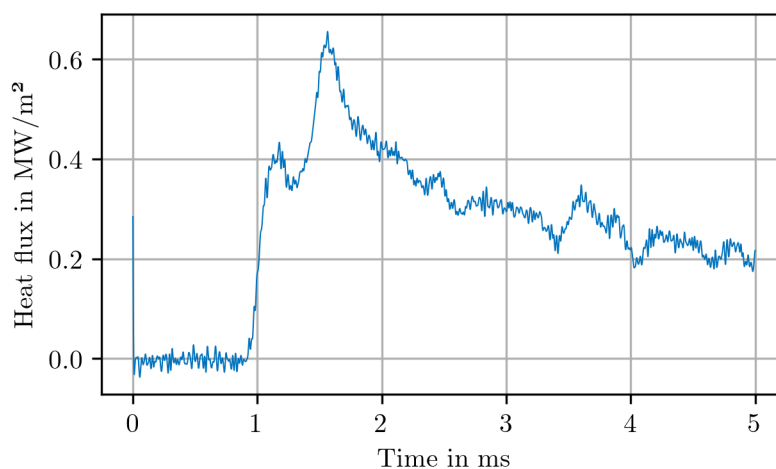


Abb. 5: Versuch 20230606, Staupunktärmestrom an Position -2

Messung der Freistromturbulenz mittels Focused Laser Interferometry

Der Versuch Nr. 20230412 wurde mit dem Ziel durchgeführt, die von Tanno Tanno et al. 2023 gemessenen Bedingungen *Shot No. 3087* zu reproduzieren. Die Stagnationenthalpie betrug etwa 4,1 MJ/kg, was ca. dem Doppelten der in unserer früheren Arbeit Thele et al. 2021 untersuchten Enthalpie entspricht. Abbildung 6 zeigt den zeitlichen Verlauf des FLDI-Signals, das mit einem 15 kHz Butterworth-Hochpassfilter bearbeitet wurde. Darin ist der einfallende Verdichtungsstoß bei 28,7 ms deutlich zu sehen.

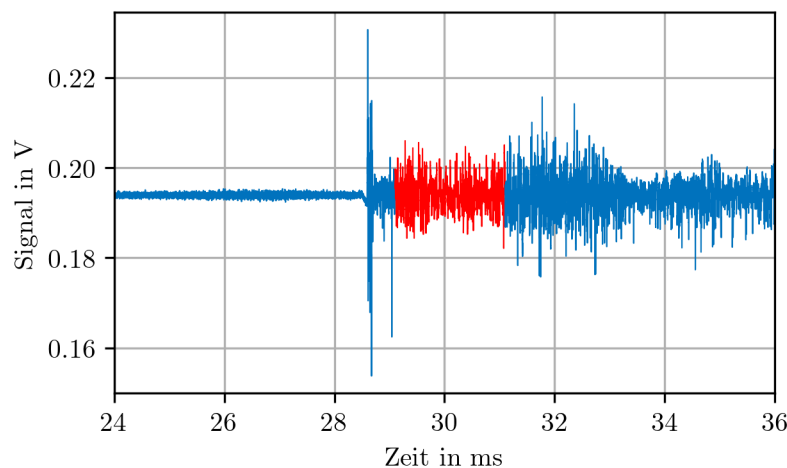


Abb. 6: Versuch 20230412, gefiltertes FLDI-Signal

Das Spektrum der Dichteschwankungen (Abbildung 7) wurde mittels einer Fast Fourier Transformation für das in Abbildung 6 rot markierte Zeitintervall ab dem Zeitpunkt der Ausbildung der Düsenströmung mit einer Fensterbreite von 0,1 ms berechnet. Im Amplitudenspektrum gibt es einen flacheren Teil bis etwa 150 kHz und anschließend einen Abfall mit einem Potenzgesetz $\propto f^{-\kappa}$ mit $\kappa = 1,56$ im gefitteten Bereich bis 1 MHz. Im Vergleich zu den in Parziale et al. 2014 gefundenen Spektren ($\kappa \approx 1,4$), fallen diese Spektren etwas steiler ab. Dieser Effekt wurde bereits in einer eigenen Arbeit von Thele et al. 2021 beobachtet. Neben der Messung in einem anderen Windkanal könnte dies auch auf den größeren Fokusabstand dieses Aufbaus zurückzuführen sein und damit auf einen größeren Bereich um die Fokuspunkte in der Strömung, in dem sich die beiden Strahlen nicht überschneiden und in dem das FLDI am Empfindlichsten ist. Darüber hinaus sind in Abbildung 7 sechs Frequenzen bei 502 kHz, 551 kHz, 1004 kHz, 1236 kHz, 1648 kHz und 1786 kHz zu sehen.

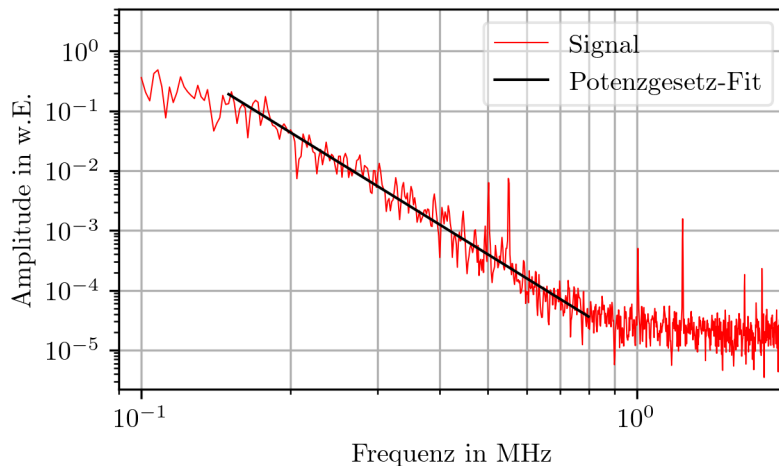


Abb. 7: Versuch 20230412, Spektrum des FLDI-Signals nach Eintreffen des Verdichtungsstoßes im rot markierten Zeitintervall von Abbildung 6

Um zu überprüfen, ob diese Frequenzen von Dichtefluktuationen im Freistrahл herrühren, wurde das FLDI-Signal auch vor dem Eintreffen des Verdichtungsstoßes (Zeitintervall zwischen 26 ms und 28 ms in Abbildung 6) mittels einer Fast Fourier Transformation analysiert. Die oben genannten Frequenzen waren auch hier erkennbar, so dass ausgeschlossen werden kann, dass sie im Freistrahл auftreten, da sich zu diesem Zeitpunkt noch keine Strömung ausgebildet hat.

Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit wurden weitere Vorbereitungen für Messungen in der freien Anströmung, um Transitionsversuche am Hochenthalpie Labor München (HELM) zu ermöglichen, getroffen. Dabei stehen die radiale Ausbreitung des Strömungsfeldes, die Festlegung der Anlagenparameter und die Identifikation möglicher Störquellen im Vordergrund. Die in dieser Studie durchgeführten Messungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung der Versuchskonditionen mit der Auslegungskondition von Tanno et al. 2023. Es werden zukünftige Anpassungen der Machzahl angestrebt. Die radiale Druckverteilung wurde zudem in dieser Arbeit untersucht. Dabei wurde die Grenzschicht der Düsenströmung abgeschätzt. Eine genauere Quantifizierung der Grenzschichtdicke und der Kernströmung setzen eine bessere radiale Auflösung der Drucksonden im äußeren Bereich des Messrechens voraus. Zudem konnte mit der Pitotsonde im Zentrum der Düsenströmung die ungefähre Testzeit festgelegt werden. Bei den Störquellen wurde in dieser Arbeit insbesondere auf die Ausbreitung akustischer Störungen eingegangen. Das FLDI zeigt in unserer Untersuchung keine signifikanten Störungen innerhalb des für Transitionsversuche relevanten Frequenzbereichs von 10 kHz – 1000 kHz.

Darüber hinaus müssen die genauen Anströmungsbedingungen abhängig vom Betriebspunkt der Anlage mit der Messung der Freistromung verifiziert werden, um die Ergebnisse der Transitionsmessungen mit den Ergebnissen anderer Institutionen vergleichen zu können. Hierfür werden die geplanten Versuchskonditionen von Tanno et al. 2023 mit einem Messverfahren basierend auf Grossir und Dias 2018 durch die Nachbildung der tatsächlichen Versuchskonditionen mittels Messungen von Staupunkt-Wärmestrom, statischem Druck und Pitotdruck verifiziert.

In den nächsten Schritten gilt es zusätzlich, mehr Störungseinflüsse zu identifizieren, die Störgrößen zu quantifizieren und mögliche Lösungsansätze zu erarbeiten. Dafür soll es in Zukunft eine Analyse basierend auf den Untersuchungen von Heitmann et al. 2008 von Störungen aufgrund

von Entropiemoden und der akustischen Moden durchgeführt werden, indem die dominanten Frequenzen und die Größenordnung der Totaltemperatur-, Dichte- und Pitotdruckfluktuation in der freien Anströmung bestimmt werden. Die Entropiemoden sollen mit einer zeitlich und räumlich hochauflösenden Atomic-Layer-Thermopile (ALTP) Staupunktärmestromsonde gemessen werden. Brune et al. 2023 untersuchte das Ansprechverhalten und die Bandbreite des ALTP Sensors. Dabei zeigte der ALTP-Sensor eine Grenzfrequenz von 504,3 kHz und lässt sich daher ideal für die Identifizierung von Entropiemoden einsetzen. Zusätzlich wird FLDI-Aufbau von Sander et al. 2023 für die Messung von akustischen Moden angepasst, indem die Messlänge durch neue Wollaston-Prismen mit kleinerem Ablenkwinkel reduziert wird, um die Dichtefluktuationen quasi-punktuell zu messen.

Literatur

Mundt, Ch., und Hirschel, E. H., "Modeling of chemical and physical effects with respect to flows around reentry bodies," In: *Orbital transport: Technical, meteorological and chemical aspects; Aerospace Symposium, 3rd*, Braunschweig, Germany, Aug. 26-28, 1991 . A95-87373, p. 233-244, Jan. 1991.

Hornung, H. G., "28th Lanchester Memorial Lecture — Experimental real-gas hypersonics," *The Aeronautical Journal*, Vol. 92, No. 920, 1988, p. 379–389. <https://doi.org/10.1017/S0001924000016511>.

Grossir, G., und Dias, B., *Flow characterization of the VKI Longshot wind tunnel*, STO-AVT-VKI Lecture Series 2018/19 - AVT, 2018.

Schneider, S. P., "Effects of High-Speed Tunnel Noise on Laminar-Turbulent Transition," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 38, No. 3, 2001, pp. 323–333. <https://doi.org/10.2514/2.3705>.

Weiss, J., "Experimental determination of the free stream disturbance field in the short duration supersonic wind tunnel of Stuttgart University," , 2002. <https://doi.org/10.18419/opus-3666>.

Tanno, H., Itoh, K., Arai, H., Kanakubo, K., und Nagata, J., "Enthalpy Effects on Disturbance Growth in high-enthalpy hypersonic flow," AIAA, SciTech Forum, 2023. <https://doi.org/10.2514/6.2023-1235>.

Thele, M., Selcan, C., Sander, T., Rödiger, T., und Mundt, Ch., "Bluntness-Dependent Hypersonic Boundary-Layer Modes' Excitation," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 59, No. 5, 2021, pp. 1–10. <https://doi.org/10.2514/1.A35127>.

Parziale, N., "Slender-Body Hypervelocity Boundary-Layer Instability," Dissertation, California Institute of Technology, Pasadena, California, USA, 2013.

Parziale, N. J., Shepherd, J. E., und Hornung, H. G., "Free-Stream Density Perturbations in a Reflected-Shock Tunnel," *Experiments in Fluids*, Vol. 55, No. 1665, 2014, pp. 1–10. <https://doi.org/10.1007/s00348-014-1665-0>.

Ananthapadmanaban, R., Veeraragavan, A., McIntyre, T., Wheatley, V., und Mee, D., *Measurements of Free stream Density Fluctuations in the T4 Stalker Tube*, 25th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 2023. <https://doi.org/10.2514/6.2023-3031>.

Mundt, Ch., *Development of the New Piston-Driven Shock-Tunnel HELM*, *Experimental Methods of Shock Wave Research. Shock Wave Science and Technology Reference Library*, Igra, O., Seiler, F., Springer, 2016.

Altenhöfer, P., Sander, T., Koroll, F., und Mundt, Ch., "LIGS measurements in the nozzle reservoir of a free-piston shock tunnel," *Shock Waves*, Vol. 29, No. 2, 2018, pp. 307–320. <https://doi.org/10.1007/s00193-018-0808-2>.

Selcan, C., Sander, T., und Mundt, Ch., "In situ nozzle reservoir thermometry by laser-induced grating spectroscopy in the HELM free-piston reflected shock tunnel," *Shock Waves*, Vol. 31, No. 6, 2021, pp. 551–570. <https://doi.org/10.1007/s00193-020-00982-9>.

McGilvray, M., Dann, A., und Jacobs, P., "Modelling the Complete Operation of a Free-Piston Shock Tunnel for a Low Enthalpy Condition," *Shock Waves*, Vol. 23, No. 6, 2013, pp. 399–406. <https://doi.org/10.1007/s00193-013-0437-8>.

Gordon, S., und McBride, B., *Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications. Part 1: Analysis, II: Users Manual and Program Description*, NASA Lewis Research Center Reference Publ. 1311, Cleveland, OH, USA, 1994.

Heitmann, D., Kähler, C., Radespiel, R., Rödiger, T., Knauss, H., und Krämer, E., "Disturbance-Level and Roughness-Induced Transition Measurements in a Conical Boundary Layer at Mach 6," 26th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, 2008. <https://doi.org/10.2514/6.2008-3951>.

Brune, J.-E., Sander, T., Rödiger, T., Huber, K., und Mundt, Ch., *Experimental Investigation of Atomic Layer Thermopile Heat-Flux Sensors in a Shock Tube*, AIAA SCITECH 2023 Forum, 2023. <https://doi.org/10.2514/6.2023-2263>.

Sander, T., Jakobs, L., Brune, J.-E., und Mundt, Ch., *Measuring the Free-Stream Turbulence Spectrum in the Shock Tunnel HELM using the Focused Laser Differential Interferometry (FLDI)*, 25th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 2023. <https://doi.org/10.2514/6.2023-3026>.