

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER WELLENAUSBREITUNG KÜNSTLICH ANGEFACHTER STÖRUNGEN IN EINER LAMINAREN ÜBERSCHALL-GRENZSCHICHT

B. Lenz, U. Gaisbauer, E. Krämer
Institut für Aerodynamik und Gasdynamik, Universität Stuttgart
Pfaffenwaldring 21, 70569 Stuttgart, Deutschland

A.D. Kosinov, N.V. Semionov, Yu.G. Yermolaev
Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB
630090 Novosibirsk, Russische Föderation

Zusammenfassung

In der laminaren Grenzschicht einer Platten-Rampenkonfiguration mit Rampen-Anstellwinkel $\alpha=5^\circ$ wurden bei künstlich angefachter Strömung Fluktuationsmessungen mittels Hitzdrahtanemometrie vorgenommen. Hierbei wurden Grenzschichtprofile stromauf, in und stromab der laminaren Ablöseblase vermessen. Hierbei wurden zwei Fluktuationsmaxima festgestellt, von denen sich eines in der Überschall-, das andere in der Unterschallschicht befand. Die gemessenen Schwankungen wurden des weiteren mittels Modalanalyse in Druck-, Dichte-, Temperatur und Geschwindigkeitsfluktuationen zerlegt. Auch die Ausbreitung der künstlichen Störungen in spannweitischer Richtung wurden untersucht, wobei eine weitgehende lineare Wellenausbreitung in weitgehender Übereinstimmung mit der Linearen Stabilitätstheorie festgestellt werden konnte. Alle Experimente wurden bei einer Anströmmachzahl von $M=2$ und einer Einheits-Reynoldszahl von $Re/m=4 \cdot 10^6$ am Windkanal T-325 des Khristianovich Institute for Theoretical and Applied Mechanics (ITAM) in Novosibirsk durchgeführt.

1. EINLEITUNG

Im experimentellen Bereich der Transitionsforschung wurden im Verlauf der letzten zwei Jahrzehnte entscheidende Fortschritte gemacht: So gelang unter anderem in der Grenzschicht die Untersuchung der räumlichen Ausbreitung von Wellenpaketen, welche durch eine künstliche Störquelle verursacht wurden [1, 2]. Im Bereich der Überschallströmungen beschäftigten sich daraufhin verschiedene Forschungsgruppen mit der Bestimmung von Anfachungsraten, dem Einfluss geometrischer Parameter (z.B. spitzer oder stumpfer Vorderkanten) oder der nichtlinearen Entwicklung von Störungen [3, 4].

In diesem Bericht werden die Durchführung und Ergebnisse von Stabilitätsexperimenten vorgestellt, die an einer Platten-Rampenkonfiguration bei der Anströmmachzahl $M=2$ durchgeführt wurden. Hierbei wurden kontrollierte Störungen in die laminare bis transitionelle Grenzschicht eingebracht. Die räumliche Ausbreitung dieser künstlichen Störungen wurde sowohl in spannweitischer Richtung als auch in Strömungsrichtung untersucht. Eine zweite Messkonfiguration zeichnete an verschiedenen Messpunkten in der Grenzschicht sogenannte Fluktuationsprofile auf. Die aufgenommenen Messdaten wurden letztendlich mit Ergebnissen aus numerischen Simulationen, basierend auf der Linearen Stabilitätstheorie, verglichen.

2. VERSUCHSANORDNUNG

Die Messkampagne fand in Windkanal T-325 am Khristianovich Institut für Theoretische und Angewandte Mechanik des Sibirischen Zweiges der Russischen Akademie der Wissenschaft statt. Die Abmaße der Messkammer betrugen $200 \times 200 \times 600 \text{ mm}^3$. Alle Versuche wurden bei einer Anströmmachzahl von $M=2$ und einer Einheits-Reynoldszahl von $Re_1=4 \cdot 10^6 \text{ 1/m}$ durchgeführt. Der Bereich der Totaltemperatur T_0 reichte von 280K bis 292K.

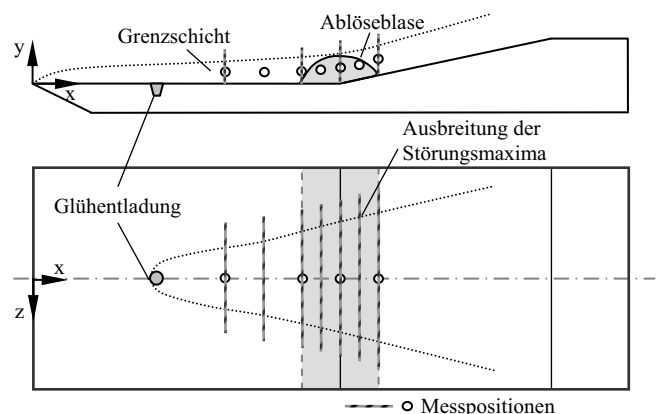


BILD 1. Schema der Platten-Rampenkonfiguration und der Messpositionen.

Bild 1 zeigt das Schema des zur Messung verwendeten Modells, welches aus zwei Teilen bestand: Eine hochpolierte ebene Stahlplatte mit scharfer Vorderkante war horizontal auf der Mittelachse des Windkanals montiert. Die Plattenbreite entsprach der Breite der Messkammer. An der Position $x=79\text{mm}$ war eine Rampe mit einem Anstellwinkel von $\alpha=5^\circ$ auf der Platte fixiert. Aufgrund dieser Rampe entstand eine Ablöseblase, deren Abmaße auf der Modellwand innerhalb der Koordinaten $x=70\text{mm}$ bis $x=89\text{mm}$ abgeschätzt wurde.

Mittels Glühentladung wurden künstliche Störungen in die laminare Grenzschicht des Modells eingebracht. Diese Störtechnik wurde in der Vergangenheit bereits umfassend von der Forschergruppe um Kosinov [5] beschrieben: Eine periodische Störung erfolgt hierbei durch eine elektrische Entladung in einem kleinen Hohlraum, welcher in die ebene Platte eingearbeitet ist. Die Störfrequenzen betragen $f_1=9992\pm 1\text{Hz}$ und $f_2=2\cdot f_1$. An der Koordinate $x=28,5\text{mm}$, $z=0\text{mm}$ trat die Störung durch eine $0,42\text{mm}$ breite Apertur in die Strömung ein. Fluktuationmessungen wurden jedoch erst in einem Abstand von mindestens $\Delta x=20\text{mm}$ stromab der Störquelle vorgenommen, um ein Abklingen der durch die Glühentladung mit erzeugten nichtlinearen Störungen zu ermöglichen.

Die Grundströmung und die auftretenden Schwankungen wurden mit Hilfe von Konstanttemperatur-Hitzdraht-anemometrie (CTA) vermessen. Zwei verschiedene Anemometer mit einem Brückenverhältnis von 10:1 standen hierfür zur Verfügung: Die sogenannte „Kosinov/Repkov-Brücke“ wurde bereits vielfach bei der Durchführung von Stabilitätsexperimenten unter künstlicher Störungseinbringung im Windkanal T-325 angewandt. Mit diesem Modell wurde daher die Ausbreitung der Wellenpakete untersucht. Die Messbrücke „Cosytec2“ ist ein Modell ähnlicher Bauart, dessen charakteristische Eigenschaft darin besteht, verschiedene vorprogrammierte Überhitzungs-verhältnisse in kurzer Folge abrufen zu können [6]. Dieses Anemometer wurde vornehmlich zur Vermessung von Fluktuationsprofilen in y-Richtung eingesetzt. Um möglichst genaue Messwerte für die Grundströmung zu erzielen, wurde mit einem Wolfram-Hitzdraht der Länge $l=1,5\text{mm}$ und des Durchmessers $d=10\mu\text{m}$ ein Exemplar recht niedrigen Längen-Dicken-Verhältnisses gewählt. Das Überhitzungsverhältnis des Drahtes wurde bei der Vermessung der Wellenausbreitung konstant auf $\tau=0,8$ gehalten, während für die Fluktuationsprofile schrittweise zehn Überhitzungsverhältnisse im Bereich $0,4 \leq \tau \leq 0,9$ eingestellt wurden. Der Sensor konnte in alle drei Richtungen verfahren werden. Hierbei betrug die Genauigkeit $0,1\text{mm}$ in Strömungsrichtung (Δx) und spannweite Richtung (Δz), sowie $0,01\text{mm}$ in Normalenrichtung (Δy).

Das Datenverarbeitungssystem bestand aus einer CAMAC-Grundausstattung mit einem CC-32 Controller und einem herkömmlichen 1,26GHz Pentium-III Computer. Die (AC- und DC-) Ausgangssignale der Hitzdrahtanemometer wurden mittels zweier Analog-Digital-Wandler (ADC) mit Sampleraten von 46 kHz bzw. 750kHz konvertiert und abgespeichert. Zur visuellen Kontrolle des ADC-Ausgangs wurde die DC-Spannung der Anemometer auch über ein digitales Voltmeter

ausgelesen. Die Ausbreitung der Wellenpakete wurde durch synchrone Summierung von 256 Zeitsignalen mit einer Länge von 1024 Messpunkten untersucht. Digitale Zeitsignale mit einer Länge von 65536 synchron zur Störquelle aufgenommenen Messpunkten dienten zur Bestimmung der Fluktuationsprofile. Hier wurden an jeder Koordinate vier Messungen durchgeführt, um Streueffekte zu mildern. Um die Amplitude und Phasen künstlich erzeugter Störungen zu berechnen, wurde die Direkte Fourier-Transformation (DFT) verwendet.

Die Vermessung der Ausbreitung von Wellenpaketen in der Grenzschicht wurden in spannweitung Richtung an sieben verschiedenen x-Positionen vorgenommen. Der Sensor wurde dabei an der Stelle $x=50\text{mm}$ in der Mitte der Grenzschicht ($y/\delta=0,5$) positioniert. Der dort gemessene DC-Ausgangsspannungswert der CTA-Brücke diente als Anhaltspunkt für die entsprechende y-Koordinate an den weiteren x-Positionen. Fluktuationsprofile wurden an vier verschiedenen Positionen stromauf, in und stromab der laminaren Ablöseblase aufgenommen. Bild 1 verdeutlicht die beschriebenen Messpositionen; in Tabelle 1 ist eine exakte Auflistung der Messkoordinaten in Strömungsrichtung gegeben.

x-Position [mm]	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	x_6	x_7
Messung der Wellenausbreitung ($y=\text{const.}$)	50	60	70	74	79	84	89
Fluktuationsprofile ($z=0\text{mm}$)	50	70	79	89	-	-	-

TAB 1. Messkoordinaten in Strömungsrichtung.

3. AUSBREITUNG VON WELLENPAKETEN

Die Amplituden- und Phasenspektren der spannweiten Vermessung der Wellenpakete (Bilder 2 und 3) weisen auf eine lineare Wellenausbreitung bis zur letzten Messkoordinate ($x=89\text{mm}$) hin.

An dieser Position wird das Einsetzen schwach nichtlinearer Interaktionen der künstlichen Störungen vermutet, welche sich bei der Störfrequenz $f=10\text{kHz}$ im wesentlichen in Form eines Phasensprungs (Bild 2) und Amplitudenanstiegs (Bild 3) um $\beta=0\text{mm}^{-1}$ äußert. In der Analyse der Auswirkungen einer Störfrequenz von $f=20\text{kHz}$ ist diese Nichtlinearität noch nicht ersichtlich.

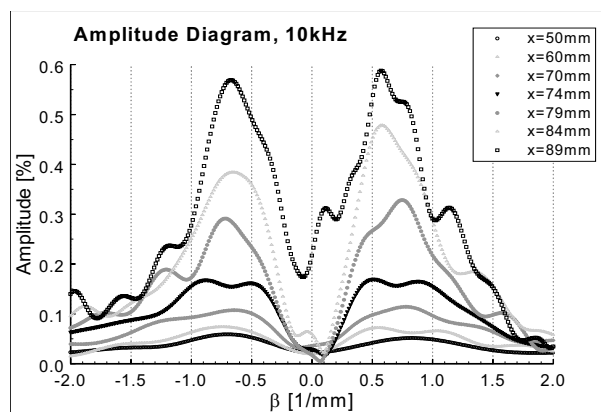


BILD 2. Amplitudenspektrum über der Querwellenzahl β für die Störfrequenz $f=10\text{kHz}$.

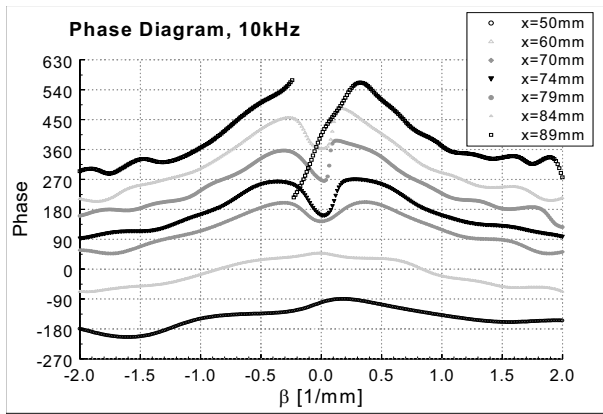


BILD 3. Phasenspektrum über der Querwellenzahl β für die Störfrequenz $f=10\text{kHz}$.

Allgemein deuten die aufgenommenen Daten auf ein für Überschallgrenzschichten typisches dreidimensionales Anwachsen der Störungen hin. Die Wellenzahl in Strömungsrichtung beträgt hier $\alpha_r=24\text{mm}^{-1}$ bei einer Störfrequenz von $f=10\text{kHz}$ und etwa $\alpha_r=12\text{mm}^{-1}$ für $f=20\text{kHz}$. Diese Wellenzahlen wurden bestimmt über die Formel

$$(1) \quad \alpha_r = \frac{\Delta\varphi}{\Delta x} = \frac{2\pi}{\lambda_x},$$

wobei λ_x für die Wellenlänge in Strömungsrichtung steht und φ die Phase im allgemeinen Störansatz darstellt:

$$(2) \quad u' = \hat{u}(y) \exp(-\alpha_r x) \exp[i(\alpha_r x + \beta z - \omega t)].$$

In dieser Gleichung bezeichnet u' eine Schwankungsgröße der (vom Wandabstand y abhängigen) Amplitude \hat{u} . Der griechische Buchstabe ω steht für die Kreisfrequenz und t für die Zeit, während α_i die räumliche Anfachungsrate beschreibt. Hierbei ist anzumerken, dass eine negative Anfachungsrate α_i eine positive Verstärkung der Störungen bedeutet.

Bild 4 zeigt zwei Anfachungsraten, die mittels des an den Positionen $x=50/60/70\text{mm}$ bei einer Störfrequenz von $f=20\text{kHz}$ gemessenen Datensatzes bestimmt wurden. Dieser Berechnung liegt folgende vereinfachte Formel zugrunde, in der von einem abschnittsweise konstanten α_i ausgegangen wird:

$$(3) \quad \alpha_i = -\frac{\ln(A_2/A_1)}{x_2 - x_1}$$

Hier ist A_j die Amplitude aus dem Störansatz (Gl. 2) an einer Koordinate x_j , bezogen auf die Querwellenzahl β .

Die experimentelle Bestimmung der Anfachungsraten ist allerdings recht ungenau, da die räumlichen Intervalle sich auf $\Delta x=10\text{mm}$ belaufen. Aufgrund von spannweitiger Integration existiert außerdem eine gewisse Ungenauigkeit in der Bestimmung der Amplitude. Der Trend zu negativem Wachstum nahe $\beta=0\text{mm}^{-1}$ und ansteigendem (positiven) Wachstum in der Region $0.5\text{mm}^{-1} \leq \beta \leq 1.5\text{mm}^{-1}$ ist jedoch klar erkennbar. Simulationen gemäß der laminaren Stabilitätstheorie für das laminare Gebiet stromauf der Ablöseblase ($30\text{mm} \leq x \leq 70\text{mm}$) bestätigen dies, wie in Bild 5 zu sehen ist. Weitere numerische

Rechnungen zeigen, dass für die Frequenz $f=10\text{kHz}$ vor der Position $x=70\text{mm}$ nahezu keine Anfachung von Störungen zu erwarten ist. Demzufolge wurde auch kein Versuch unternommen, für diesen Fall Anfachungsraten aus den Messdaten zu ermitteln.

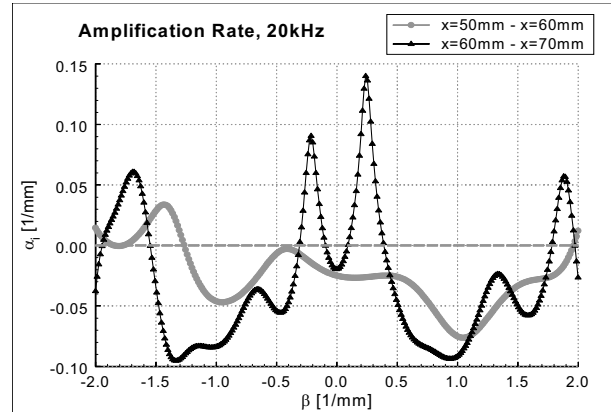


BILD 4. Experimentell bestimmte Anfachungsraten α_i über der Querwellenzahl β .

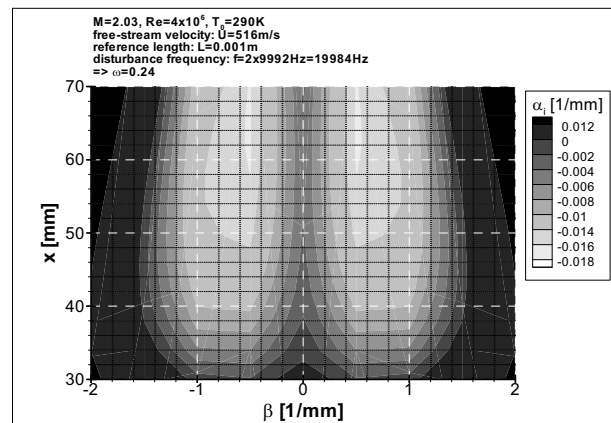


BILD 5. Numerisch berechnete Anfachungsraten über der Koordinate x und der Querwellenzahl β .

4. FLUKTUATIONSPROFILE

Grenzschichtprofile von Totaltemperatur- und Massenstromdichteschwankungen unter Einfluss künstlich erzeugter Störungen wurden stromauf, in und stromab einer laminaren Ablöseblase vermessen. Die Bilder 6 bis 9 zeigen diese Profile für verschiedene Messpositionen.

Die Fluktuationsprofile wurden mittels einer Methode erstellt, die auf der Erstellung von Fluktuationsdiagrammen nach Kovásznyai basiert [7, 8]. Die Bilder 6 und 7 beinhalten auch den gemäß der Linearen Stabilitätstheorie (LST) errechneten Korrelationskoeffizienten $R_{\rho u, T0}$ zwischen Massenstromdichte- und Totaltemperaturfluktuationen. Ein Vergleich der anhand von Messdaten berechneten Korrelation mit „theoretisch“ bestimmten Werten zeigt eine weitgehende Übereinstimmung. Die Schwankungsgrößen sind mit dem Korrelationskoeffizienten über folgende Gleichung verbunden:

$$(4) \quad \begin{aligned} <e'>^2 = F^2 <(\rho u)'>^2 + \\ &2 \cdot F \cdot G \cdot R_{\rho u, T0} <(\rho u)'> <T_0'> + G^2 <T_0'>^2 \end{aligned}$$

Der Buchstabe e steht hierbei für die Anemometer-Ausgangsspannung, während F und G die vom Überheizungsverhältnis abhängigen dimensionslosen Sensitivitäten des Hitzdrahtes darstellen. Die Darstellung der Schwankungsgrößen $\langle X' \rangle$ erfolgt allgemein in der Form

$$(5) \quad \langle X' \rangle = \frac{X'_{rms}}{X}$$

Fluktuationsgrößen werden dabei durch ein Apostroph, stationäre (DC-)Werte durch einen Überstrich gekennzeichnet. Der Korrelationskoeffizient $R_{X,Y}$ zwischen zwei Größen $\langle X' \rangle$ und $\langle Y' \rangle$ ist letztendlich

$$(6) \quad R_{X,Y} = \frac{\overline{X'Y'}}{X'_{rms} Y'_{rms}}$$

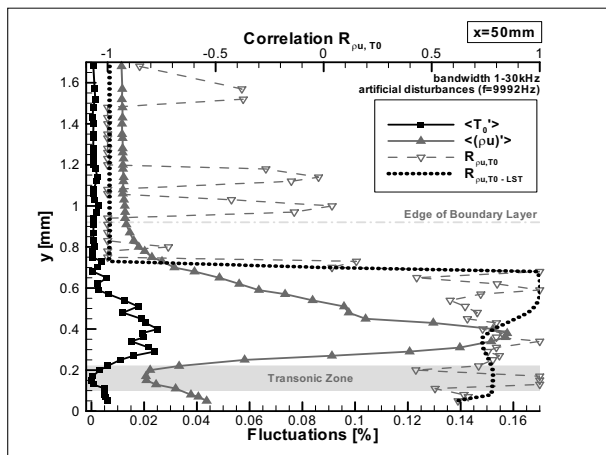


BILD 6. Fluktuationsprofile an der Position x=50mm.

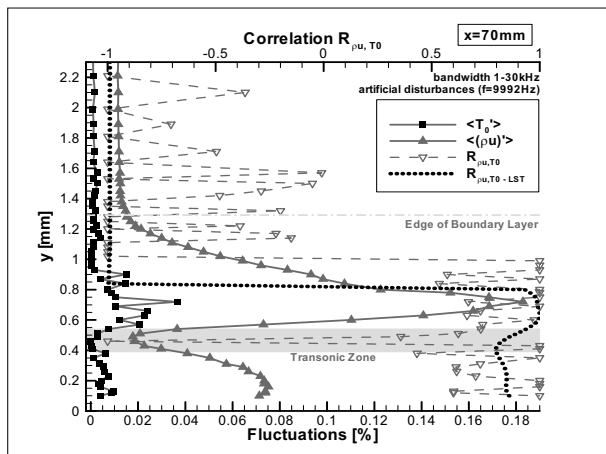


BILD 7. Fluktuationsprofile an der Position x=70mm.

An allen vier Messpositionen kann ein Fluktuationsmaximum im supersonischen Bereich der Grenzschicht beobachtet werden. Im transsonischen Gebiet scheinen vor allem die Massenstromdichtefluktuations ein lokales Minimum anzunehmen. Ein zweites, kleineres Fluktuationsmaximum ist im subsonischen Bereich der Grenzschicht zu erkennen.

Generell muss jedoch berücksichtigt werden, dass die vorliegende Kalibrierung des Hitzdrahtes streng genommen nur für die Machzahlbereich $M \geq 1,2$ gültig ist

[9], sodass die Messungen im transsonischen und subsonischen Bereich nur mit Vorsicht und eher qualitativ betrachtet werden sollten. Infolgedessen muss in diesen Bereichen mit erhöhten Messungenauigkeiten rechnen.

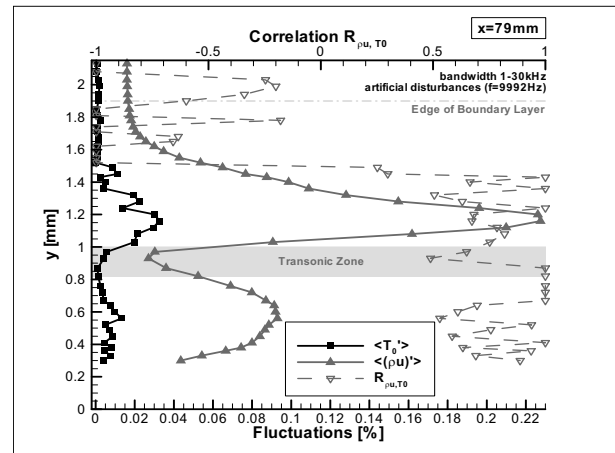


BILD 8. Fluktuationsprofile an der Position x=79mm.

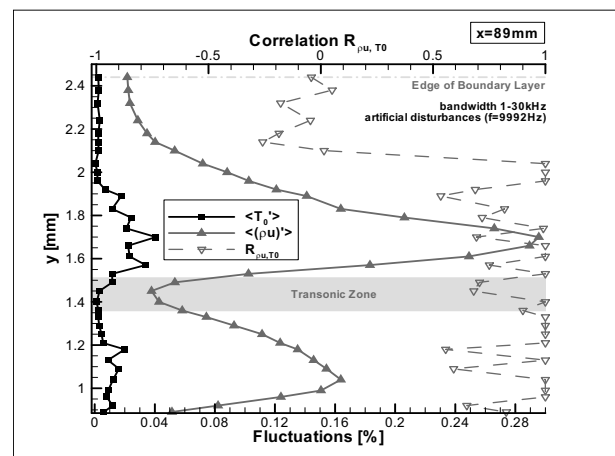


BILD 9. Fluktuationsprofile an der Position x=89mm.

Eine nähere Untersuchung einzelner Frequenzintervalle der Fluktuationspektren unter Einfluss künstlicher Störungen (Bandbreite: 1kHz) zeigt, dass die Frequenzbänder von 9-10kHz und 19-20kHz (gemäß Bild 10) eine erhöhte Energiemenge beinhalten. Dieser erhöhte Energiegehalt war zu erwarten, da die Störfrequenz von genau 9992Hz \pm 1Hz und ihre erste Subharmonische sich in jenen Intervallen befinden. Das supersonische Fluktuationsmaximum scheint für diese Bereiche allerdings nicht drastisch erhöht zu sein. Überraschend ist hingegen das Vorliegen eines weiteren leicht erhöhten Fluktuationsniveaus in den Intervallen zwischen 25kHz und 27kHz. Die Gründe für die verstärkte Anregung dieser Frequenzen sind bislang noch unklar.

Bild 11 zeigt die aus den einzelnen Frequenzbändern eines natürlichen Spektrums errechneten Fluktuations, gemessen an der Position des Rampenknickes (x=79mm). Der erwartete Abfall des Energieinhalts mit zunehmender Frequenz ist offensichtlich: Die einzelnen Fluktuationsniveaus überlappen sich nicht. Im subsonischen Bereich lässt sich erkennen, dass sich das Fluktuationsmaximum im Frequenzbereich von 4kHz bis 20kHz in zwei einzelne Peaks aufteilt.

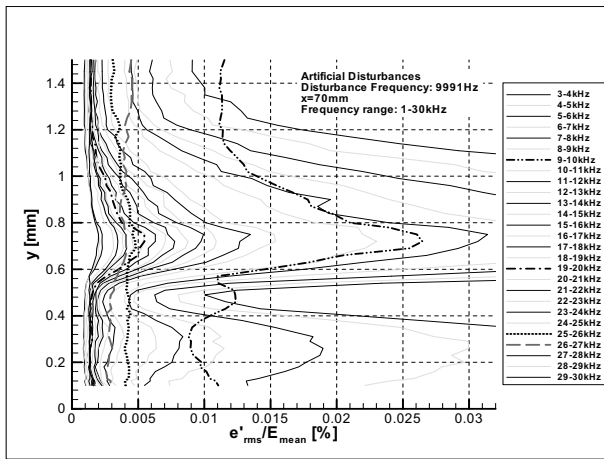


BILD 10. Fluktuationen unter Einfluss künstlicher Störungen, Frequenzintervalle: 1-30kHz, x=70mm.

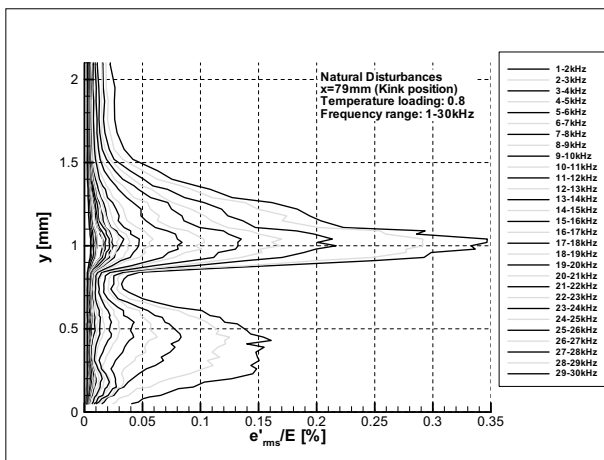


BILD 11. Fluktuationen bei natürlichem Störpegel, Frequenzintervalle: 1-30kHz, x=79mm.

Eine weitere Unterteilung der gemessenen Schwankungsgrößen in die Parameter Druck p , Dichte ρ , Geschwindigkeit u und Temperatur T erfolgte durch die sogenannte Modalanalyse [7, 10]. Gemäß der Vorgehensweise von Kosinov und Kollegen [8] wurde die Beziehung

$$(7) \quad \langle p' \rangle = \langle \rho' \rangle + \langle T' \rangle = \text{const} \cdot t$$

für die laminare Grenzschicht angenommen. Die dimensionslosen RMS-Schwankungen von Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur wurden über folgende Gleichungen bestimmt:

$$(8) \quad \langle \rho' \rangle = \frac{(\beta \langle \rho u \rangle - \langle T' \rangle) + \alpha \kappa \langle \rho_{\infty}' \rangle}{\alpha + \beta}$$

$$(9) \quad \langle u' \rangle = \frac{(\alpha \langle \rho u \rangle + \langle T' \rangle) - \alpha \kappa \langle \rho_{\infty}' \rangle}{\alpha + \beta}$$

$$(10) \quad \langle T' \rangle = \kappa \langle \rho_{\infty}' \rangle - \langle \rho' \rangle$$

In diesen Beziehungen ist κ der Isentropenexponent, $\langle \rho_{\infty}' \rangle$ beschreibt die Dichtefluktuationen am äußeren Rand der Grenzschicht, und a und b sind zwei gasdynamische Funktionen:

$$(11) \quad \alpha = \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2\right)^{-1}, \quad \beta = \alpha(\kappa - 1)M^2$$

Bild 12 zeigt die somit errechneten Grenzschichtprofile für dimensionslose Druck-, Dichte-, Geschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen an der Koordinate $x=50\text{mm}$ unter dem Einfluss einer künstlichen Störung der Frequenz 20kHz. Negative Werte für Geschwindigkeits- und Temperaturschwankungen entstanden aus der Berücksichtigung des Vorzeichens der Korrelationskoeffizienten (sprich, dem Phasenverhältnis) zwischen den verschiedenen Schwankungstypen.

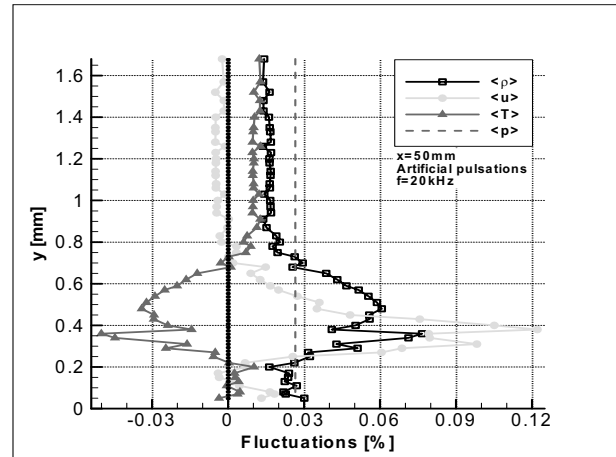


BILD 12. Amplituden der gemessenen Schwankungsgrößen, x=50mm.

In Bild 13 sind die Amplituden verschiedener fluktuierender Parameter zu sehen, die gemäß der LST für mehrere Positionen auf der Symmetrieachse der ebenen Platte berechnet worden sind. Es ist zu berücksichtigen, dass diese Amplituden keine absoluten Werte darstellen, sondern nur die Größenordnungen und Beziehungen zwischen den auftretenden Fluktuationstypen verdeutlichen sollen.

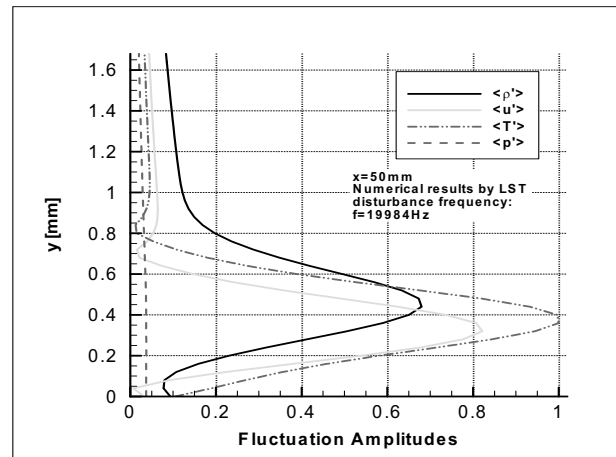


BILD 13. Fluktuationsamplituden gemäß LST, x=50mm.

Ein Vergleich der gemessenen Schwankungen mit den numerisch berechneten Pulsationen zeigt eine gute Übereinstimmung bezüglich der Lage der Fluktuationsmaxima im supersonischen Bereich und der allgemeinen Beziehung zwischen Temperatur- und Geschwindigkeitsfluktuationen. Klare Unterschiede sind jedoch in der Ausprägung der Temperatur- und Druckschwankungen zu erkennen, die den Messergebnissen zufolge niedriger ($\langle T' \rangle$) bzw. höher

($\langle p \rangle$) ausfallen, als es die numerische Simulation vermuten lässt. Im wandnahen (subsonischen) Bereich nimmt die Vergleichbarkeit der Daten ab, was möglicherweise auf die dort eingeschränkte Anwendbarkeit der Hitzdrahttechnologie zurückzuführen ist.

Für die Zerlegung der Messgrößen in die verschiedenen Fluktuationstypen wurde vorausgesetzt, dass die betrachteten Strömungsparameter stets vollständig positiv miteinander korreliert sind [11]. Diese Annahme deckt sich nicht überall mit den Ergebnissen der numerischen Berechnungen (Bild 14): Im inneren Bereich der Grenzschicht ($y \leq 0,3 \text{ mm}$ für $x=50 \text{ mm}$) weichen die theoretischen Korrelationen zwischen Dichte-, Geschwindigkeits- und Temperaturschwankungen von dem Absolutwert $|R_{p,u}|=|R_{p,T}|=|R_{u,T}|=1$ ab. Bezüglich der Korrelationen mit Druckschwankungen beginnt diese Abweichung von der LST schon ab dem Wandabstand $y=0,5 \text{ mm}$. Für Schwankungen im äußeren Bereich der Grenzschicht bis in den Freistrom scheint die getroffene Annahme jedoch akzeptabel.

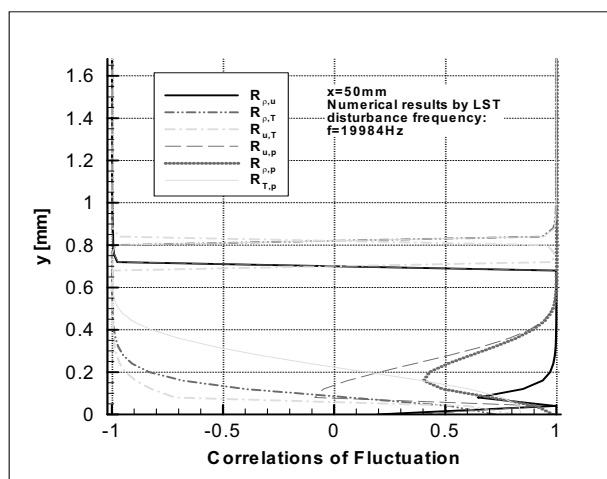


BILD 14. Korrelationen zwischen den Schwankungsgrößen gemäß LST, $x=50 \text{ mm}$.

Die an drei weiteren Messpositionen aufgenommenen Fluktuationsprofile weisen qualitativ ähnliche Schwankungsverteilungen auf wie an der Stelle $x=50 \text{ mm}$ (s. Bild 15).

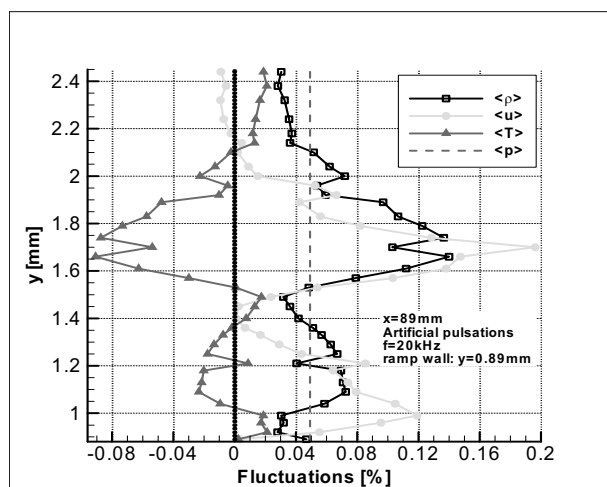


BILD 15. Gemessene Fluktuationsamplituden, $x=89 \text{ mm}$.

Die größten Unterschiede scheinen in der Unterschallschicht aufzutreten, für die jedoch, aufgrund der fehlenden Kalibrierung für kleine Machzahlen, klare Aussagen schwer zu treffen sind. Bild 15 betreffend sollte zudem erwähnt werden, dass die Fluktuationsprofile nicht senkrecht zur Körperkontur aufgenommen wurden, sondern (parallel zu den Messungen an der ebenen Platte) in fester y -Richtung erfolgten. Aufgrund der Steigung der 5° -Rampe, liegt der tiefste Messpunkt ($y=0,89 \text{ mm}$) knapp über der Modellkontur.

5. ZUSAMMENFASSUNG

Eine lineare Wellenausbreitung bis zur hintersten Messreihe ($x=89 \text{ mm}$, am vermuteten Ende der Ablöseblase) wurde bei spannweiten Untersuchungen von Wellenpaketen in der Mitte einer künstlich gestörten laminaren Grenzschicht beobachtet. In der am weitesten stromab gelegenen Messreihe wurden erste Hinweise auf leicht nichtlineare Interaktionen der kontrollierten Störungen festgestellt.

Durch die Grenzschicht vermessene Fluktuationsprofile wiesen zwei Fluktuationsmaxima auf. Eines davon befand sich im supersonischen, das andere im subsonischen Bereich der Strömung. Eine Zerlegung der gemessenen Schwankungen in Frequenzbänder der Bandbreite 1 kHz ergaben, dass das im Unterschall vorliegende Maximum in bestimmten Frequenzbereichen weiter in zwei Peaks unterteilt werden kann.

Der Vergleich numerischer Simulationen gemäß der Linearen Stabilitätstheorie mit den gemessenen Fluktuationen von Druck, Dichte, Geschwindigkeit und statischer Temperatur ergab gute Übereinstimmungen für weite Bereiche der Grenzschicht

DANKSAGUNG

Die Autoren möchten sich bei Andreas Babucke für die Durchführung der numerischen Berechnungen bedanken. Der experimentelle Teil der Arbeit erfolgte im Rahmen des Graduiertenkollegs 1095/1 mit dem Thema „Aerodynamische und thermodynamische Auslegung eines Scramjet-Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme“ und wurde finanziert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG).

SCHRIFTTUM

- [1] Yu.S. Kachanov: Development of spatial wave packets in boundary layers. In: Laminar-Turbulent Transition. Springer, 1985. S. 115-123.
- [2] A.D. Kosinov, A.A. Maslov: Development of artificially excited disturbances in supersonic boundary layers. In: Laminar-Turbulent Transition. Springer, 1985. S. 601-606.
- [3] A.D. Kosinov, A.A. Maslov, S.G. Shevelkov: Experiments on the stability of supersonic laminar boundary layers. J. Fluid Mech., Band 219, 1990. S. 621-633.
- [4] A.D. Kosinov, N.V. Semionov, Yu.G. Yermolaev: Laminar-Turbulent Transition of a Supersonic Boundary Layer on a Flat Plate. In: Transitional Boundary Layers in Aeronautics. Colloquium of the Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences. Amsterdam, 1996. S. 449-457.

- [5] A.D. Kosinov, N.V. Semionov, Yu.G. Yermolaev: On modeling of laminar-turbulent transition of the supersonic boundary layer in controlled conditions. Proceedings of the ICMAR (Part 2), Novosibirsk, 1996. S. 137-142.
- [6] J. Weiss, H. Knauss, S. Wagner, A.D. Kosinov: Constant-temperature hot-wire measurements in a short duration supersonic wind tunnel. Aer. J., Band 105, 2001. S.435-441.
- [7] L.S.G. Kovásznyai: Turbulence in Supersonic Flow. J. Aeronaut. Sci., Band 20, Nr. 10, 1953. S. 657-674.
- [8] A.D. Kosinov, Yu. G. Yermolaev, N.N. Nikolaev, N.V. Semionov, A.I. Semisynov: On the measurement of the pulsation in supersonic flow by constant-temperature hot-wire anemometer. Proceedings of the ICMAR (Part 5), Novosibirsk, 2007. S. 81-86.
- [9] J. Laufer, R. McClellan: Measurements of heat transfer from fine wires in supersonic flow. J. Fluid Mech., Band 1, 1961. S. 276-289.
- [10] A.L. Kistler: Fluctuation Measurements in a Supersonic Turbulent Boundary Layer. Phys. Fluids, Band 2, Nr. 3, 1959. S. 290-296.
- [11] J. Laufer, T. Vrebalovich: Stability and transition of a supersonic laminar boundary layer on an insulated flat plate. J. Fluid Mech., Band 9, 1960. S. 257-299.