

# EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN ZUM STRÖMUNGSFELD EINES 2D SCRAMJET EINLAUFS BEI MACH 7

Jürgen Häberle and Ali Gülhan  
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR)  
Abteilung Windkanäle des Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnologie  
Linder Höhe, 51147 Köln, Deutschland  
E-Mail: [juergen.haeberle@dlr.de](mailto:juergen.haeberle@dlr.de)  
Tel.: +49 2203 601-2278

## Zusammenfassung

Im Rahmen des Graduiertenkollegs „Aerothermodynamische Auslegung eines Scramjet Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) wurden am Hyperschallwindkanal H2K des DLR in Köln verschiedene Messkampagnen zu 2D Einlaufuntersuchungen durchgeführt. Mit dem nach den Spezifikationen im Graduiertenkolleg neu ausgelegten Einlaufmodell ( $Ma = 7 - 8$ ) wurden umfangreiche Untersuchungen zum Verhalten bei unterschiedlichen Absaugekonfigurationen und verschiedenen Betriebszuständen durchgeführt. Zur Simulation unterschiedlicher Betriebszustände wurden der simulierte Brennkammergegendruck und der Anstellwinkel variiert. Zudem wurde der Einlauf mit Hilfe von Druckmessungen (statische Wanddrücke und Pitotdrücke) und Schattenaufnahmen der Innenströmung untersucht. Mit Hilfe der IR-Thermographie wurde die Temperaturentwicklung der Isolatorseitenwand über der Zeit gemessen und hieraus die Wärmestromdichte bzw. die Stantonzahl berechnet. Für die Berechnung der Wärmestromdichte wurde einmal das etablierte 1D Auswerteverfahren verwendet und zum zweiten die 3D Wärmeleitungsgleichung mit Hilfe des FEM Programms ANSYS gelöst. Die Unterschiede in der Wärmestromdichteverteilung werden diskutiert.

## 1. EINLEITUNG

Zur Untersuchung der komplexen Fragestellungen bezüglich des Antriebssystems eines Hyperschallfluggerätes wurde im Jahre 2004 das Graduiertenkolleg 1095/1 „Aero- Thermodynamische Untersuchungen eines Scramjet Antriebssystems“ von der Deutschen Forschungsgemeinschaft DFG genehmigt. Beteiligt sind die Universität Stuttgart, die Technische Universität München, die RWTH Aachen und das DLR Köln. Ziel des Graduiertenkollegs ist es, die in den vorangegangenen Sonderforschungsbereichen SFB 253, 255 und 259 gesammelten Erfahrungen und Erkenntnisse [1] weiter auszubauen. Hierbei wird allerdings gezielt der Schwerpunkt auf das Antriebssystem eines luftatmenden Hyperschallfluggerätes gelegt [2, 3] und auf die Integration in ein Gesamtsystem verzichtet. Entsprechend der Komponenten eines Antriebssystems sind die einzelnen Arbeitspakete in die Bereiche Einlauf, Brennkammer, Düse und Gesamtsystem aufgeteilt. Die einzelnen Komponenten werden hierbei sowohl experimentell als auch numerisch untersucht.

Ein Schwerpunkt des vorliegenden Beitrages liegt in der Untersuchung der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung und der sich daraus bildenden Ablöseblase im Halsbereich. Um den Einfluss dieser Ablöseblase auf das Verhalten des Einlaufs zu untersuchen wurde eine Konfiguration ohne und mit Absaugung des Grenzschichtmassenstroms untersucht. Für die thermodynamische und mechanische Auslegung eines Scramjet Antriebssystems, welches im thermischen Gleichgewicht betrieben werden soll, ist die Kenntnis der aerothermodynamischen Belastung insbesondere der

Innenwände von entscheidender Bedeutung. Der zweite Schwerpunkt liegt somit in der Anwendung der Infrarotthermographie auf die interne Seitenwand und speziell in diesem Beitrag die Untersuchung der Verteilung der Wärmestromdichte im Halsbereich. Hierdurch soll der Wärmeübergangskoeffizient bestimmt werden, um eine Grundlage für die Abschätzung der aerothermodynamischen Belastungen im Flug bereitzustellen. Insbesondere durch die flächige Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten werden Bereiche hoher Wärmelasten sichtbar und erlauben eine optimale Auslegung des Kühlkonzeptes und die entsprechende Wahl der Materialien. In diesem Beitrag kann nur exemplarisch auf Ergebnisse der Einlaufuntersuchungen eingegangen werden, ergänzende Ergebnisse und Erläuterungen zu den angewendeten Messmethoden werden in [4, 5] gegeben.

## 2. EXPERIMENTELLE METHODEN

### 2.1. Windkanal und Strömungsbedingungen

Die im Rahmen dieser Arbeit diskutierten experimentellen Untersuchungen an dem neu entwickelten Mach 7,5 Einlauf wurden in dem Hyperschallwindkanal H2K des DLR in Köln durchgeführt. Bei dieser Anlage handelt es sich um einen so genannten Druckspeicherwindkanal. Um bei der späteren Expansion der Luft Kondensation zu vermeiden und aerothermodynamische Untersuchungen durchführen zu können, strömt die getrocknete Luft zunächst durch elektrische Erhitzer mit insgesamt 5 MW Leistung. Die elektrischen Heizspiralen befinden sich in Stahlzylindern, welche den Druck aufnehmen und innen, zur thermischen Isolierung, mit einer Kera-

mikmasse ausgegossen sind. Die anschließende Expansion erfolgt über verschiedene konturierte Laval-Düsen (BILD 1). Es stehen konturierte Laval-Düsen für  $Ma = 5,3; 6,0; 7,0; 8,7$  und  $11,2$  mit einem Austrittsdurchmesser von  $D = 600\text{mm}$  zur Verfügung. Die Messkammer ist über einen Diffusor und einen Rückkühler mit einer Vakuumkugel verbunden. Für alle hier verwendeten Windkanalbedingungen beträgt die durchschnittliche Versuchsdauer 25-30 Sekunden. Die Reynoldszahl der Anströmung wird über die Variation des Totaldruckes  $p_{t0}$  und der Totaltemperatur  $T_{t0}$  eingestellt, siehe Leistungsdiagramm BILD 2.

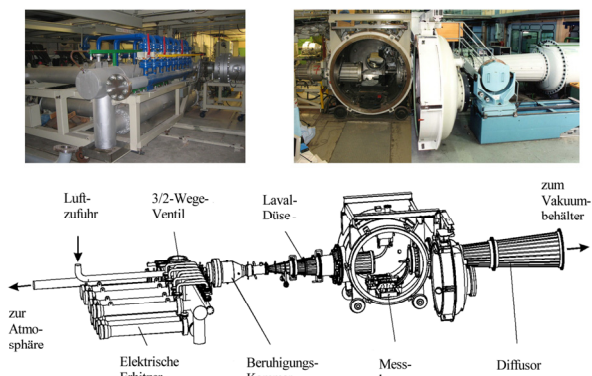


BILD 1. Windkanal H2K des DLR in Köln.

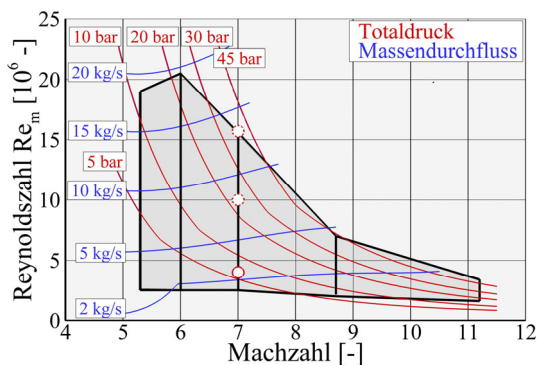


BILD 2. Leistungsdiagramm des Windkanals H2K.

Für die Versuche wurden folgende Windkanalparameter benutzt (TAB 1).

| Windkanalparameter                                                 | Bedingung 1      |
|--------------------------------------------------------------------|------------------|
| Totaltemperatur $T_{t0}$ [K]                                       | 500              |
| Totaldruck $p_{t0}$ [Pa]                                           | $7,0 \cdot 10^5$ |
| Freistrah Machzahl $M_\infty$ [-]                                  | 7                |
| Freistrah Druck $p_\infty$ [Pa]                                    | 170              |
| Freistrah Temperatur $T_\infty$ [K]                                | 46               |
| Freistrah Dichte $\rho_\infty$ [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ] | 0,0123           |
| Einheit Reynoldszahl $Re_{\infty,m}$ [-]                           | $4,0 \cdot 10^6$ |

TAB 1. Parameter der Windkanalströmung.

Im Versuchsbetrieb wird während des instationären Aufheizvorganges der Luft (und der Anlage) die Luft zunächst über ein 3/2-Wege-Ventil in die Atmosphäre geblasen. Erst nach Erreichen der gewünschten Totaltemperatur  $T_{t0}$  und des gewünschten Totaldruckes  $p_{t0}$  wird das 3/2-Wege-Ventil umgestellt, und die Luft strömt durch die Laval-Düse in die Messkammer. Die Komponenten der Anlage sind auf eine maximale Totaltemperatur von  $T_{t0} = 1070\text{K}$  ausgelegt, was bedeutet, dass

das 3/2-Wege-Ventil, die Laval-Düse, der Diffusor und der Rückkühler während des Versuches kontinuierlich mit Wasser gekühlt werden. Die Windkanalmodelle sind auf Grund der relativ kurzen Versuchszeit nicht wassergekühlt. Eine Ausführliche Beschreibung des Hyperschallwindkanals H2K findet sich in [6].

## 2.2. Windkanalmodell

Entsprechend den Anforderungen des Graduiertenkollegs wurde das Windkanalmodell im Maßstab 1:1,5 mit Hilfe analytischer Gleichungen und dem Auslegungsprogramm nach Anderson [7], welches die Methode der Charakteristiken verwendet, ausgelegt. Die Definition der Rampenwinkel und der vorläufigen Haubenposition erfolgte mit Hilfe analytischer Stoßbeziehungen und dem Ansatz nach Oswatitsch [8] zur Minimierung der Stoßverluste für die maximal zu erwartende Machzahl von  $Ma_\infty = 7,5$ . Da der Ansatz nach Oswatitsch lediglich für Stoßsysteme mit einem abschließenden senkrechten Stoß ein eindeutiges Optimum aufweist, wurde im vorliegenden Fall lediglich darauf geachtet, dass die Stoßverluste über den ersten und den zweiten Rampenstoß gleich sind. Dies führte zu den gewählten Rampenwinkeln von  $\delta_{R1} = 9^\circ$  und  $\delta_{R2} = 20,5^\circ$ , gemessen zur Horizontalen. Im Anschluss an die Definition der Rampenwinkel kann die Koordinate des Kreuzungspunktes der beiden Rampenstöße berechnet werden. Die y-Koordinate war modellbautechnisch festgelegt auf  $y_{\text{Lippe}} = 0,100\text{m}$ , durch Variation des letzten freien Parameters  $x_{2,\text{Rampe}}$  (Startpunkt der zweiten Rampe) konnte die x-Koordinate der Lippe berechnet werden. Im ersten Auslegungsschritt sollten sich die beiden Rampenstöße an der Lippe treffen (engl.: shock on lip), daher wurde dieser Punkt als Startpunkt für die horizontale Lippe festgelegt. Abschließend konnte der Lippenstoß so wie die Position des Auftreffpunktes auf die zweite Rampe berechnet werden. An diesem Punkt, dem Halsquerschnitt, würde sich der horizontale Isolator anschließen.

Diese Art der Auslegung führt allerdings zu einer extrem hohen Innenkompression ( $I = 65\%$ ) und insbesondere zu einer extrem kleinen Halshöhe ( $H_{\text{Hals}} = 6\text{mm}$ ). Die rot markierte Kontur (gestrichelte Linie) in BILD 3 stellt die Kontur dar, die sich nach der eben diskutierten Auslegungsmethode ergeben würde. Die geringe Halshöhe ist einerseits auf Grund der sich ausbildenden Grenzschicht ein Problem ( $\delta_{l,\text{Rampe}} \approx 2\text{mm}$ ), andererseits müsste die Strömung im Anschluss an den Halsquerschnitt stark expandiert werden, um die geforderte Brennkammerhöhe ( $H_{\text{BK}} = 18\text{mm}$ ) zu erhalten. Unter Berücksichtigung dieser beiden Gesichtspunkte musste die Geometrie variiert werden, siehe BILD 7.

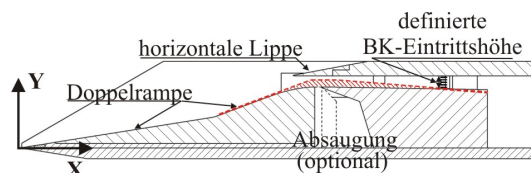


BILD 3. Skizze des neu ausgelegten GK-01 Einlaufs, Auslegeskriterien.

Die Variation besteht im Wesentlichen aus einer deutlichen Erhöhung der Halshöhe auf  $H_{\text{Hals}} = 15,5\text{mm}$ . Dies

ist zum einen erforderlich, um mit einer horizontalen Lippe die gewünschte geringe Innenverdichtung in der Größenordnung  $I = 16\%$  zu erreichen und zweitens, um die geforderte Brennkammerhöhe ohne eine zu große Expansion nach dem engsten Querschnitt zu erhalten. Dies bedeutet, dass die zweite Rampe nicht mehr bis zum theoretischen Auftreffpunkt des Haubenstoßes geht, sondern früher endet und mit Hilfe eines stetigen Bogenstücks (Funktion 3. Grades) in den horizontalen Teil des Isolators übergeht, wie in BILD 3 und BILD 7 dargestellt. Durch dieses Bogenstück bildet sich ein Expansionsgebiet auf der 2. Rampe aus, welches zu einem gekrümmten Lippenstoß führt, dessen Berechnung deutlich aufwendiger ist und hier auf die Methode der Charakteristiken zurückgegriffen werden muss. Um der variierenden Machzahl  $Ma_\infty = 6,5 - 7,5$  und insbesondere der zu erwartenden Anstellwinkelvariation  $\alpha = -3^\circ - +3^\circ$  während des Fluges [9-11] Rechnung zu tragen, wurde die Lippe weiter nach hinten verlegt ( $x_{Lippe} = 0,3752m \rightarrow x_{Lippe} = 0,3802m$ ). Dies verhindert, dass die Rampenstoße mit dem abgehobenen Lippenstoß interagieren bzw. unter die Lippe laufen und extreme Druck- und Wärmestromdichtebelastungen verursachen [12, 13]. Die durchgeführten MOC Rechnungen für die endgültige Einlaufkonfiguration liefern einen ersten Anhaltspunkt über die zu erwartenden Machzahl- und Druckverteilung im Einlauf, siehe BILD 4 und BILD 5.

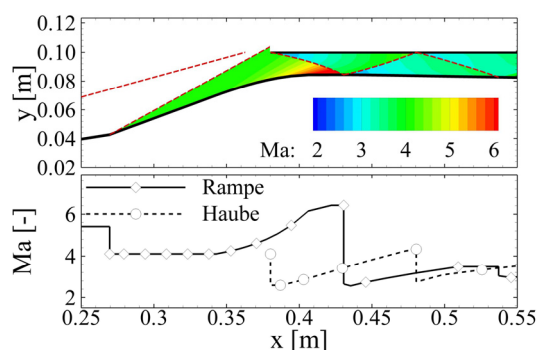


BILD 4. Machzahlverteilung des neu ausgelegten Einlaufs, berechnet mit Hilfe der MOC,  $Ma_\infty = 7,0$ .

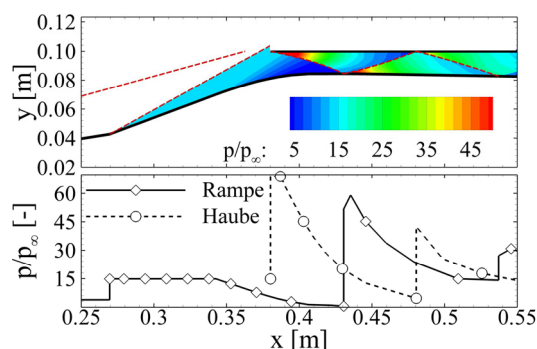


BILD 5. Druckverteilung des neu ausgelegten Einlaufs, berechnet mit Hilfe der MOC,  $Ma_\infty = 7,0$ .

Die Stoß-Grenzschicht-Interaktion des Lippenstoßes mit der Rampengrenzschicht führt im Halsbereich des Einlaufs zur Ablösung der Grenzschicht. Es bildet sich eine komplexe Strömungstopologie aus, welche schematisch in BILD 6 dargestellt ist. Um dieses viskose

Interaktionsgebiet untersuchen zu können, wurde im Bereich des Halsquerschnittes eine passive Absaugung integriert, siehe BILD 7.

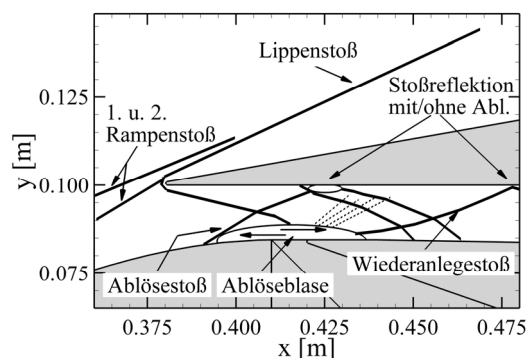


BILD 6. Skizze der viskosen Strömungseffekte im Halsbereich des neuen Einlaufs.

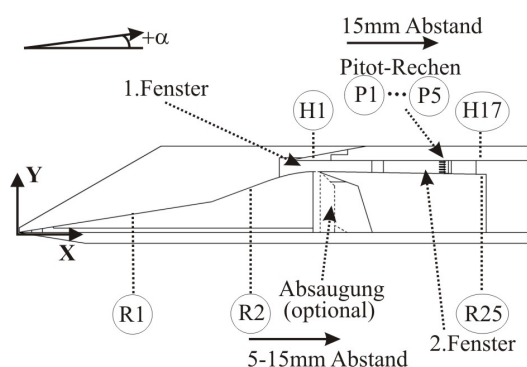


BILD 7. Skizze des gefertigten Modells mit Mess-technik und optischen Zugängen.

### 3. MESSTECHNIKEN

Das eigentliche Einlaufmodell ist an der Massenstrom-messeinheit angeflanscht, welche wiederum am verstellbaren Modellhalter des H2K angeschraubt ist. Die Position des Modells wird vor dem Versuch ausgerichtet, insbesondere wird auf eine anstellwinkel- und schiefbewinkelfreie Anströmung des Modells geachtet. Die x-Position bestimmt sich aus dem gewünschten Sichtbereich des Schlierenaufbaus und wird fixiert. Der Anstellwinkel kann während des Versuches variiert werden. Die Messleitungen werden entlang des Schweres nach oben zu den PSI- und Einzeldruck-messaufnehmern geführt. Für die Untersuchung der Isolatorströmung mit Hilfe der Infrarotthermographie muss das Modell  $90^\circ$  um die Körperachse gedreht werden. Die IR-Kamera befindet sich dabei in einem belüfteten Kasten innerhalb der Messkammer. Die Drücke wurden mit einem 64-PSI-Modul aufgenommen und an den zentralen Messrechner weitergeleitet. Für die Bestimmung des vom Einlauf gefangenen Massenstroms wird eine hydraulisch verstellbare Drossel verwendet.

#### 3.1. Massenstrommessung

Ein wichtiger Parameter zur Beurteilung der Leistung eines Scramjet Einlaufs ist die Bestimmung des effektiv gefangenen Massenstroms bei verschiedenen Betriebszuständen. Hierfür gibt es verschiedene Verfahren. Zur Massenstrombestimmung und zur Variation



des Gegendrucks werden so genannte Pilz- oder Kegeldüsen verwendet. Die verwendete Messanordnung im DLR in Köln wurde über die Jahre weiter verbessert [14]. Hierbei wurde allerdings immer eine rotations-symmetrische Drossel mit koaxial verstellbarem Kegels-zentralkörper verwendet. Mit Hilfe eines iterativen Ver-fahrens wird aus dem bekannten Querschnitt vor der Drossel und des berechneten engsten Querschnittes die Machzahl vor der Drossel bestimmt. Anschließend wird unter Verwendung von Gleichung (1) der Drossel-massenstrom berechnet. Dieser Massenstrom wird mit dem maximal theoretisch möglichen Massenstrom durch die Einlaufeintrittsebene bei 0° Anstellwinkel ins Verhältnis gesetzt. Kalibrierfaktoren erhöhen die Ge-nauigkeit der Messung.

$$(1) \quad \dot{m}_D = \frac{p_{D,3}}{\sqrt{RT_{10}}} A_{D,3} \sqrt{\kappa} Ma_{D,3} \sqrt{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_{D,3}^2\right)}$$

Zusätzlich werden noch die Güteparameter  $\pi$ , definiert als das Totaldruckverhältnis

$$(2) \quad \pi = \frac{p_{t3,Pitot}}{p_{t0}} = \frac{1}{p_{t0}} \sum_i p_{t3,P_i} \frac{\dot{m}_{P_i}}{\dot{m}_{ges}}$$

und der Wirkungsgrad der kinetischen Energie  $\eta_{KE}$  definiert als

$$(3) \quad \eta_{KE} = 1 - \frac{2}{(\kappa-1)Ma_\infty^2} \left[ \left( \frac{1}{\pi} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} - 1 \right]$$

in der Brennkammereintrittsebene angegeben.

### 3.2. Bestimmung der Wärmestromdichte mittels IR Thermographie

Die hier verwendete Infrarotkamera ThermoCAM SC3000 der Firma FLIR Systems [15] arbeitet in einem spektralen Wellenlängenbereich von  $\lambda = 8-9\mu m$ . Zusätzlich wurde der optische Aufbau vor einem Schwarzen Strahler kalibriert. Die Aufnahme-frequenz beträgt 60Hz. Die maximale Oberflächentemperatur der PEEK-Modelloberfläche wurde mit  $T_{W,max} = 180^\circ C$  geschätzt und in Folge der Arbeitsbereich NOF +10 bis +150°C gewählt. Der gewählte Kalibrierbereich gilt auch für höhere Temperaturen und wurde bis  $T = 200^\circ C$  am Schwarzen Strahler überprüft. Die Sensorfläche besteht aus Gallium Arsenid (GaAs) und arbeitet nach dem Quantum Well Infrared Photon-Prinzip (QWIP). Die Sensoreinheit mit einer Feldauflösung von 320 x 240 Bildpunkte wird mit Hilfe eines Stirling Motors auf konstante  $T_{CCD} = -203^\circ C$  heruntergekühlt.

Zur Bestimmung der konvektiven Wärmestromdichte, die vom Gas an die Wand übergeht, wird unter Ver-wendung numerischer Verfahren der mit Hilfe der IR-Thermographie gewonnene zeitliche Verlauf der Ober-flächentemperatur  $T_W(t)$  ausgewertet. Um den Tempe-raturverlauf und damit den Temperaturgradienten in der Wand bestimmen zu können, muss die zeitliche Ände-rung der inneren Energie als Bilanz der ein- und austren-denden Wärmestromdichte an einem infinitesimalen Volumelement betrachtet werden. Die numerische Umsetzung für das 1D Auswerteverfahren erfolgt durch Diskretisieren mit Zentralkdifferenzen, wobei i die Positi-on senkrecht zur Wand und j die Zeit indiziert,

$$(4) \quad \frac{T_{i,j+1} - T_{i,j}}{\Delta t} = \frac{1}{\rho(T_{i,j}) \cdot c_p(T_{i,j})} \frac{\partial \lambda(T_{i,j})}{\partial T_{i,j}} \left( \frac{T_{i-1,j} - T_{i+1,j}}{2\Delta n} \right)^2 + \dots$$

$$\dots - \frac{\lambda(T_{i,j})}{\rho(T_{i,j}) \cdot c_p(T_{i,j})} \frac{T_{i-1,j} - 2T_{i,j} + T_{i+1,j}}{\Delta n^2}$$

Ist die Temperaturverteilung in der Wand bekannt, kann der Gradient der Wandtemperatur an der Oberfläche mit Hilfe eines Interpolationspolynoms nach [16] gebil-det werden. Das Polynom verwendet sieben Stützstel-len. Der Gradient ist demnach definiert als

$$(5) \quad \frac{dT}{dn}|_{n=0} = \frac{1}{6\Delta n} [AT_{i=0,j} + BT_{i=1,j} + CT_{i=2,j} + DT_{i=3,j} + ET_{i=4,j} + FT_{i=5,j} + GT_{i=6,j}]$$

Die Koeffizienten lauten  $A = -147$ ,  $B = 360$ ,  $C = -450$ ,  $D = 400$ ,  $E = -225$ ,  $F = 72$  und  $G = -10$ . Somit ist der Temperaturgradient bekannt und nach Gleichung (6) kann die konvektive Wärmestromdichte und daraus wiederum die Stantonzahl nach Gleichung (7) ermittelt werden. Für die hier untersuchten Innenwände eines Scramjet Einlaufs wird der Strahlungsterm vernachläs-sigt.

$$(6) \quad \dot{q}_{konv} = \dot{q}_W + \dot{q}_{rad} = \lambda_W(T) \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{Oberfl.} + \varepsilon \sigma (T_o^4 - T_u^4)$$

$$(7) \quad St = \frac{\alpha}{\rho_\infty u_\infty c_{p,Luft}} = \frac{\alpha(T_r - T_w)}{\rho_\infty u_\infty c_{p,Luft} (T_r - T_w)} \equiv \frac{\dot{q}_{konv}}{\rho_\infty u_\infty c_{p,Luft} (T_r - T_w)}$$

Zusätzlich zum bisher angewendeten 1D Auswertever-fahren wurde für die Isolatorseitenwand eine 3D Aus-wertung durchgeführt. Für die dreidimensionale Auswer-tung der Fourier Wärmeleitungsgleichung wird die O-berflächentemperaturmessung über die Zeit als Rand-bedingung vorgegeben und mit Hilfe des Finiten Ele-ment Programms ANSYS gelöst. In einer Parameter-studie wurden die optimale Verteilung der Elemente sowie die benötigte geometrische und zeitliche Auflö-sung untersucht. Das verwendete numerische Netz und die Materialien sind in BILD 8 dargestellt.

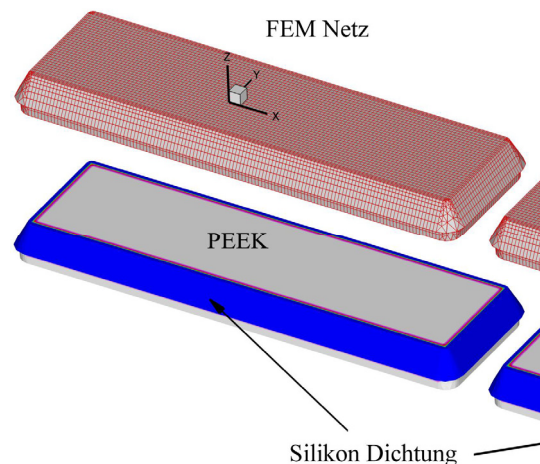


BILD 8. Ausschnitt des FEM Netzes für die ANSYS Berechnungen.

Die Schrittweite der ANSYS Rechnung beträgt  $\Delta t_{ANSYS} = 0,05s$ , entsprechend der Stabilitätsanfor-derungen [17]. Zudem wird der PEEK Fenstereinsatz nur zur Hälfte simuliert ( $t = 6mm$ ), da die Eindringtiefe der Temperatur während eines Versuches auf ca. 4mm begrenzt ist. Die Silicondichtung wird ebenfalls mit si-muliert und an deren äußeren Umfang (Verbindung zum

Stahlmodell) eine konstante Temperatur von  $T = 300\text{K}$  angenommen. Insgesamt besteht das ANSYS Modell aus 88732 Elementen und 165130 Knoten. Als Ergebnis wird direkt die Wärmestromdichte normal zur Oberfläche in Gleichung (7) verwendet. Auch bei dieser Auswertung wird die Strahlung mit Sichtfaktoren nicht berücksichtigt.

## 4. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

### 4.1. Druckmessung auf der externen Rampen

Die Strömungsstruktur auf den beiden externen Rampen wird einmal an Hand statischer Druckmessungen und zum zweiten an Hand von IR-Aufnahmen [5] untersucht. Allerdings ist die geometrische Auflösung der Druckmessstellen stark reduziert, da die Doppelrampe bereits eingehend von verschiedenen Autoren untersucht wurde [12, 18]. Insbesondere soll hier auf die Arbeiten von Herrn Neuenhahn [19, 20] im Rahmen des Graduiertenkollegs hingewiesen werden. Die Druckverteilung auf den beiden Rampen einschließlich der Expansion auf der Schulter ist in BILD 9 dargestellt. Der theoretisch sprunghafte Druckanstieg im Rampenknick führt auf Grund der geringen Einheitsreynoldszahl von  $Re_{\infty,m} = 4,0 \cdot 10^6$  und der dadurch bedingten laminaren Strömung auf der ersten Rampe zu einer Ablösung in diesem Bereich. Die analytische Berechnung der Druckverteilung kann die auftretenden Strömungsdetails, hervorgerufen durch die abgerundete Vorderkante ( $0\text{m} < x < 0,020\text{m}$ ), die Ablöseblase im Rampenknick mit den entsprechenden Auswirkungen auf den Druckverlauf auf der 2. Rampe ( $0,140\text{m} < x < 0,340\text{m}$ ) und den Druckanstieg auf Grund der Ablöseblase im Hals des Einlaufs ( $0,380\text{m} < x < 0,410\text{m}$ ) nicht wiedergeben. Die numerischen Berechnungen unter Annahme einer voll turbulenten Grenzschicht von Krause [21] stimmen allerdings gut mit den gemessenen Werten überein. Bessere Ergebnisse im Bezug auf die Ablösung im Rampenknick werden allerdings mit einer vorgegebenen Transition der Grenzschicht bei  $x = 0,290\text{m}$  erreicht, wie in BILD 9 dargestellt.

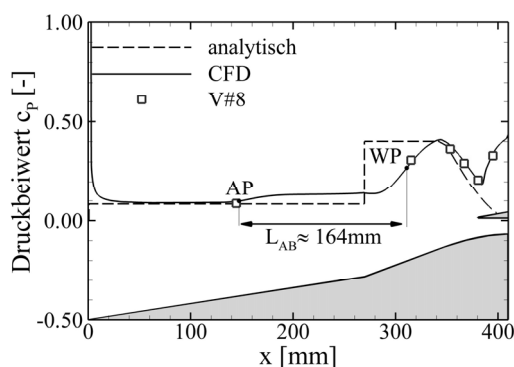


BILD 9. Druckverteilung auf den externen Rampen, Messung, analytische Werte, CFD.

### 4.2. Internes Strömungsfeld ohne Brennkammergegendruck

#### 4.2.1. Ohne und mit Absaugung

Die statische Wanddruckverteilung auf der Ober- und

Unterseite und die entsprechenden Schattenbilder sind in BILD 10 für die Konfiguration ohne und mit Absaugung dargestellt. Die Druckverteilung auf der Oberseite wird ergänzt durch den theoretischen Druckbeiwert an der Lippe, berechnet über die Schrägstoßbeziehungen für die beiden Rampenstöße und den abschließenden Lippenstoß. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Druck an der Einlauflippe der höchste im gesamten Einlauf ist ( $c_p = 2,37$ ) und tendenziell in Strömungsrichtung abnimmt. Der Sprung an der Messstelle H2 ( $x = 0,425\text{m}$ ) resultiert aus der Stoß-Grenzschicht-Interaktion des Ablösestoßes mit der Oberseite. Weiter stromab ist der Druckverlauf stetiger und es stellen sich die typischen alternierenden lokalen Druckmaxima auf der Ober- und Unterseite ein. Diese alternierenden Druckmaxima resultieren ursprünglich aus dem in den Isolator hinein reflektierten Lippenstoß. Da bei der hier untersuchten Einlaufkonfiguration nur ein Stoß reflektiert wird, stellt sich ein alternierendes Muster ein. Im speziellen Fall mit Ablösung wird streng genommen nicht mehr der Lippenstoß reflektiert, sondern der Wiederanlegestoß hinter der Ablösung. Allerdings bleibt der Lippenstoß der Auslöser, da dessen Interaktion mit der Rampengrenzschicht und der damit einhergehende starke positive Druckgradient in Strömungsrichtung zum Ablösen der Grenzschicht führt.

Dieses Ablösegebiet ist gut in BILD 10 zu erkennen. Es beginnt bei  $x = 0,385\text{m}$ . Die Interaktion des Ablösestoßes mit der Oberseite und der Wiederanlegestoß sind deutlich sichtbar. Die erhöhte Druckbelastung auf der Unterseite, hervorgerufen durch den Wiederanlegestoß ist an den im Vergleich zur Situation mit Absaugung gestiegenen Druckbeiwerten im Bereich  $0,440\text{m} < x < 0,460\text{m}$  zu erkennen. Die Ablöseblase im Halsbereich hat eine Höhe von  $h = 4\text{mm}$  und blockiert somit ca. 26% des Halsquerschnittes. Dies bedeutet eine deutliche Erhöhung der effektiven internen Kompression auf  $I_{\text{eff}} = 37\%$ , was über dem zulässigen Wert nach dem Kantowitz-Kriterium ( $I = 34\%$ ) für die vorhandene Machzahl  $Ma_{\text{Lippe}} = 4,2$  liegt. Durch Lippenstöße verursachte Ablöseblasen wurden auch von [22-25] beobachtet bzw. numerisch berechnet und führten teilweise zum blockieren des Einlaufs.

Trotz der erhöhten Innenkompression startet der Gk-01 Einlauf im H2K. Die Reduktion der effektiven Halshöhe führt allerdings dazu, dass die Strömung stromab wieder auf die geometrische Höhe expandiert werden muss. Dies resultiert in einer stärkeren vertikalen Strömungskomponente und somit zu einer stärker ausgeprägten Druckvariation zwischen Ober- und Unterseite. Trotzdem führt der Wiederanlegestoß - wenn überhaupt - nur zu einer kleinen Ablöseblase auf der Oberseite und es wird nur ein Stoß stromab in den Isolator hinein reflektiert. Dies liegt in der Tatsache begründet, dass trotz der erhöhten vertikalen Strömungskomponente im Anschluss an die Ablöseblase die Strömung nicht schlagartig wie an einer Rampe oder der Absaugkante (BILD 10) umgelenkt wird, sondern kontinuierlich entsprechend der Form der Ablöseblase. Dies führt dazu, dass der Stoß verschmiert, stärker gekrümmt ist und somit schwächer auf die Oberseite trifft (geringere Druckerhöhung über den Stoß) [12].

Die Integration einer Absaugung im Bereich der Ablö-

sung bewirkt, dass die Rampengrenzschicht  $\delta_i \approx 2\text{mm}$  abgesaugt wird und der Lippenstoß in den Spalt der Absaugung trifft. Hierdurch wird ein Ablösen der Grenzschicht verhindert und die Strömungstopologie ändert sich in diesem Bereich komplett, wie in BILD 10 zu erkennen ist. Die Druckbeiwerte auf der Oberseite fallen nun vom Maximalwert an der Lippe stetig im Bereich  $0,380\text{m} < x < 0,450\text{m}$  ab. Auch die Druckbeiwerte auf der Rampenschulter fallen stetig auf Grund der Expansion in diesem Bereich ( $0,350\text{m} < x < 0,400\text{m}$ ). Es gibt keine stromauf Wechselwirkung wie an der Druckmessstelle R6 ( $x = 0,395\text{m}$ ) zu erkennen ist. Für die Konfiguration ohne Absaugung ist an dieser Stelle bereits ein Druckanstieg bemerkbar.

Auf Grund der Tatsache, dass der Lippenstoß die Strömung über die Horizontale hinaus umlenkt, also die Strömung eine negative Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung aufweist, bildet sich an der stromab gewandten Kante der Absaugung ein neuer Stoß aus. Da die Strömung nahe der Absaugung die stärkste vertikale Strömungskomponente aufweist, ist der sich bildende Stoß so stark, dass sich bei dessen Interaktion mit der Oberseite eine neue Ablöseblase bildet, wie in BILD 10

im Bereich  $0,450\text{m} < x < 0,470\text{m}$  zu sehen ist. Diese Ablösung führt dazu, dass nicht mehr nur ein Stoß in den Isolator hinein reflektiert wird, sondern einmal der ursprüngliche Stoß und zusätzlich der sich neu gebildete Wiederanlegestoß. Dieses reflektierte Doppelstoßsystem führt dazu, dass die einzelnen Druckmaxima auf der Ober- und Unterseite nicht mehr so stark ausgeprägt sind wie im Falle ohne Absaugung.

Für beide Konfigurationen wird in der Eintrittsebene zur Brennkammer eine mittlere Machzahl von  $Ma_{BK} \approx 2,4$  und ein Druckverhältnis von  $p_{BK}/p_\infty = 30$  erreicht.

Im Folgenden wird die Variation der Massenstrombilanz für die verschiedenen Konfigurationen diskutiert. Die Aufteilung der einzelnen Massenströme  $m_{BK}$ ,  $m_{Verl}$  und  $m_{Abs}$ , bezogen auf den Massenstrom  $m_0$  durch den Fangquerschnitt ( $0,100 \times 0,100\text{m}^2$ ) ist in TAB 2 dargestellt, zusammen mit den berechneten Güteparametern  $\pi$  und  $\eta_{KE}$  des Einlaufs.

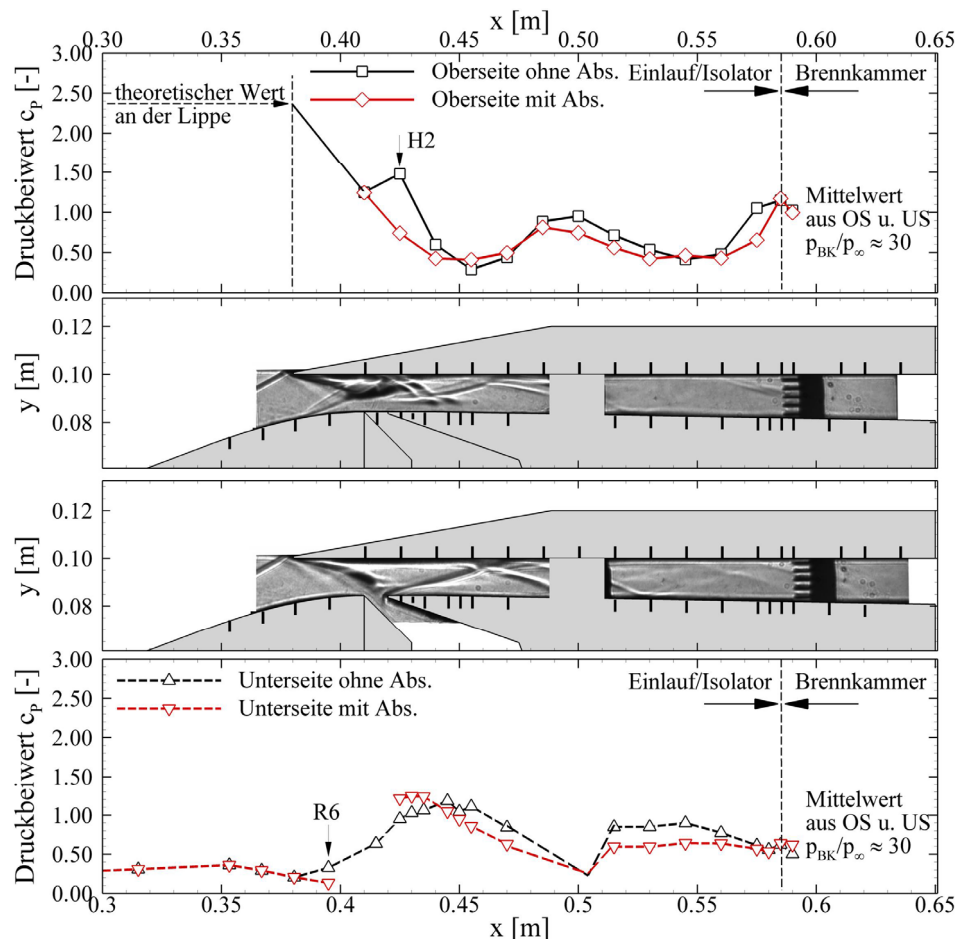


BILD 10. Druckverteilung entlang der Isolatorober und -unterseite für die Einlaufkonfiguration ohne und mit Absaugung, Schattenaufnahmen.

Das gefangene Massenstromverhältnis des gestarteten Einlaufs ohne Absaugung beträgt  $m_{BK}/m_0 = 0,71$ , somit strömen  $m_{Verl}/m_0 = 0,29$  als Verlust am Einlauf vorbei.

Der im Rahmen der Vorauslegung berechnete Verlust an Massenstrom wurde mit  $m_{Verl}/m_0 = 0,18$  abgeschätzt. Der Unterschied lässt sich mit der nicht berücksichtigten

Grenzschicht, Seitenwandeffekten und insbesondere der Abrundung der Vorderkanten (1. Rampe und Lippe) mit einem Radius von  $R = 0,5\text{mm}$  erklären. Durch die Abrundung der Rampenvorderkante läuft der erste Rampenstoß an der Lippe deutlich weiter stromauf vorbei und erhöht somit den vorbeiströmenden Massenstrom. Der relativ große Verlustmassenstrom in der Auslegung basiert zudem auf der Forderung, dass die Rampenstöße für alle Betriebspunkte ( $Ma_\infty = 7 \pm 0,5$  und  $\alpha = 0^\circ \pm 3^\circ$ ) nicht unter die Lippe laufen dürfen. Dies würde zu extremen Druck- und Wärmestromdichtebelastungen im Bereich der Lippe führen und das interne Strömungsfeld zusätzlich stören. Die Lippe musste also deutlich stromab der theoretischen Kreuzungspunkte der beiden Rampenstöße ( $Ma_\infty = 7$  und  $\alpha = 0^\circ$ ) platziert werden, um diese Forderung auch für die maximale Machzahl  $Ma_{\infty, \max} = 7,5$  und einem Anstellwinkel von  $\alpha = +3^\circ$  zu erfüllen. Für die Konfiguration mit Absaugung ergibt sich ein  $m_{BK}/m_0 = 0,69$ . Bei gleich bleibend angenommenen  $m_{Verl}/m_0 = 0,29$  ergibt sich ein zusätzlicher Verlust an Massenstrom durch die Absaugung von  $m_{Abs}/m_0 = 0,02$ , vergleiche TAB 2.

| GK-01 | Massenstromverhältnis [-] |                           |                            | Güteparameter [-] |             |
|-------|---------------------------|---------------------------|----------------------------|-------------------|-------------|
|       | $\dot{m}_{BK}/\dot{m}_0$  | $\dot{m}_{Abs}/\dot{m}_0$ | $\dot{m}_{Verl}/\dot{m}_0$ | $\pi$             | $\eta_{KE}$ |
| Abs.  |                           |                           |                            |                   |             |
| nein  | 0,71<br>$\pm 2,8\%$       | 0                         | 0,29                       | 0,12              | 0,92        |
| ja    | 0,69<br>$\pm 2,8\%$       | $\approx 0,02$            | 0,29                       | 0,11              | 0,91        |

TAB 2. Aufteilung des Massenströme und Güteparameter für die Konfiguration ohne und mit Absaugung.

#### 4.2.2. Anstellwinkelvariation

Der Anstellwinkel ist so definiert, dass für positive Anstellwinkel die Vorderkante der ersten Rampe nach oben gedreht wird. Hier wird nur auf den Betriebszustand mit ungedrosselten Einlauf eingegangen. Der Einfluss des Anstellwinkels auf die Strömung und somit auf die Druckverteilung ist in BILD 11 dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass bei negativem Anstellwinkel die Drücke höher sind als bei horizontaler Anströmung und umgekehrt. Das Druckverhältnis in der Brennkammer-eintrittsebene bei negativem Anstellwinkel  $\alpha = -3^\circ$  beträgt  $p_{BK}/p_\infty = 35$ , bei positivem Anstellwinkel  $\alpha = +3^\circ$  hingegen lediglich  $p_{BK}/p_\infty = 27$ . Die höheren Drücke auf den externen Rampen ( $x < 0,380\text{m}$ ) ergeben sich durch den steileren effektiven Winkel der ersten Rampe zur Anströmung (Modellnase nach unten). Bei negativem Anstellwinkel  $\alpha = -3^\circ$  ergibt sich ein höheres Druckniveau hervorgerufen durch den erhöhten Massendurchsatz, siehe TAB 3. An den Druckverläufen und den Schattenbildern ist zu erkennen, dass sich auch die Struktur der im Isolator reflektierten Stöße ändert. Bei negativem Anstellwinkel verlaufen die Stöße steiler und es kommt zu einer stromauf Verschiebung der lokalen Druckmaxima. Umgekehrtes gilt für positive Anstellwinkel, was besonders gut an der Druckverteilung entlang der Isolatoroberseite im Bereich  $0,540\text{m} < x < 0,585\text{m}$  zu erkennen ist (BILD 11). Grundsätzlich ändert sich die Anzahl der Stöße und reflektierten Stöße im Einlauf/Isolator nicht.

Zusätzlich verändert sich mit dem Anstellwinkel die Grenzschichtentwicklung auf den Rampen und somit das Stoß-Interaktionsgebiet im Halsbereich. Insbesondere bei positivem Anstellwinkel ändert sich die Einheitsreynoldszahl  $Re_m$  auf der ersten Rampe, berechnet mit den Strömungsgrößen nach dem ersten Rampenstoß, im Vergleich zum Nominalfall (von  $5,15 \cdot 10^6 \rightarrow 4,88 \cdot 10^6$ ). Die Einheitsreynoldszahl sinkt und führt somit zu einer dickeren Grenzschicht auf der ersten Rampe ( $\delta_{lam} \sim Re_x^{-0,5}$ ) und folglich einem geänderten Stoß-Interaktionsgebiet im Rampenknicke. Diese beiden Effekte und deren Auswirkungen stromab führen zu einem deutlich geänderten Erscheinungsbild der Ablöseblase in BILD 11. Da sich die Einheitsreynoldszahl auf der ersten Rampe bei negativem Anstellwinkel kaum ändert (von  $5,15 \cdot 10^6 \rightarrow 5,13 \cdot 10^6$ ) ändert sich auch das Erscheinungsbild der Ablöseblase kaum.

Ein Einfluss des Anstellwinkels zeigt sich auch auf den Stoßabstand des zweiten Rampenstoßes von der Lippe. Für positive Anstellwinkel trifft der Rampenstoß fast genau auf die Lippe, für negative wandert er etwas weiter stromauf. Dies lässt sich auf zwei Effekte zurückführen, die grundsätzlich wieder mit der Variation der Reynoldszahl einhergehen. Für positiven Anstellwinkel ist die Machzahl auf der ersten Rampe größer, da die Winkeldifferenz zwischen erster und zweiter Rampe ( $\delta_{R2} - \delta_{R1} = 11,5^\circ$ ) unverändert ist, führt dies zu einem flacheren Stoßwinkel. Zweitens ist auf Grund der dickeren Grenzschicht das Stoß-Interaktionsgebiet (Ablöseblase) größer, was zu einem etwas größeren Versatz des zweiten Rampenstoßes (bzw. des Wiederanlegestoßes) stromabwärts führt. Umgekehrtes gilt für negative Anstellwinkel.

| GK-01             | Massenstromverhältnis [-] |                           |                            | Güteparameter [-] |             |
|-------------------|---------------------------|---------------------------|----------------------------|-------------------|-------------|
|                   | $\dot{m}_{BK}/\dot{m}_0$  | $\dot{m}_{Abs}/\dot{m}_0$ | $\dot{m}_{Verl}/\dot{m}_0$ | $\pi$             | $\eta_{KE}$ |
| $\alpha [^\circ]$ |                           |                           |                            |                   |             |
| $0^\circ$         | 0,71<br>$\pm 2,8\%$       | 0                         | 0,29                       | 0,121             | 0,915       |
| $+3^\circ$        | 0,56<br>(0,70)            | 0                         | 0,44                       | 0,087             | 0,897       |
| $-3^\circ$        | 0,81<br>(0,68)            | 0                         | 0,19                       | 0,139             | 0,923       |

TAB 3. Aufteilung der Massenströme und Güteparameter für die Konfiguration ohne Absaugung bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

Das Massenstromverhältnis  $m_{BK}/m_0$  bezogen auf den theoretischen Anströmmassenstrom  $m_0$  bei  $\alpha = 0^\circ$  Anstellwinkel steigt ebenfalls bei negativem Anstellwinkel an, obwohl der Stoßabstand zur Lippe größer geworden ist. Dies liegt in der Tatsache begründet, dass sich die maximal mögliche Fangfläche auf Grund der Rotation des Einlaufs vergrößert hat, Umgekehrtes gilt für positive Anstellwinkel. In TAB 3 sind in Klammern die Werte bezogen auf die jeweilige theoretische Fangfläche angegeben. Für  $\alpha = -3^\circ$  stellt sich das geringste Massenstromverhältnis ein, was mit dem größten Abstand des zweiten Rampenstoßes zur Lippe übereinstimmt (BILD 11). Der erste Rampenstoß ist nicht sichtbar.

In BILD 11 oben ist zusätzlich noch ein Ausschnitt des Schattenbildes für die Einlaufkonfiguration mit langer

Haubenschneide ( $x = 0,3752\text{mm}$ ) dargestellt. Für diese Konfiguration, welches ursprünglich die Ausgangskonfiguration entsprechend der oben beschriebenen Auslegung war, läuft der zweite Rampenstoß unter die Lippe und führt zu erheblichen Druck- und Wärmestrombelas-

tungen in diesem Bereich entsprechend den bekannten Edney Fällen [12, 13].

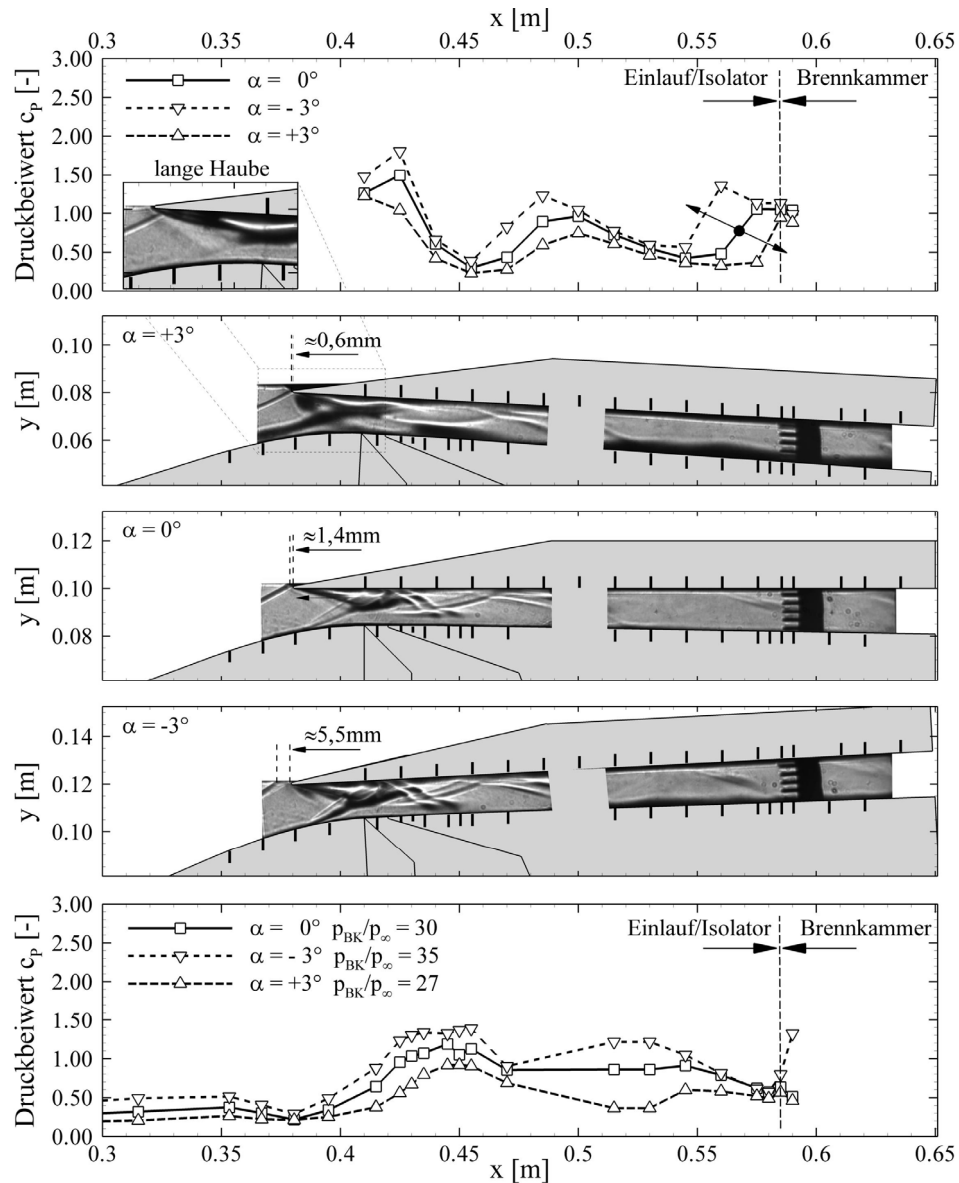


BILD 11. Variation des Anstellwinkels, statische Wanddruckverteilung, Konfiguration ohne Absaugung und ohne Brennkammergegendruck.

## 5. IR THERMOGRAPHIE AUF DIE SEITENWAND, 3D AUSWERTUNG

Im Folgenden werden die Ergebnisse für die GK-01 Basiskonfiguration diskutiert. In BILD 12 sind die Wärmeflüsse nach 20 Sekunden (Versuchsende) in den drei Raumrichtungen dargestellt. Die Skalierung der Legende für die Wärmestromdichte in z-Richtung, also normal zur Wand, unterscheidet sich dabei von denjenigen in der Plattenebene. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Wärmestromdichte in x-Richtung mindestens eine Größenordnung kleiner ist und sich im Allgemeinen

im Bereich  $-500\text{Wm}^{-2} < WS_x < 500\text{Wm}^{-2}$  bewegt. Stärker ausgeprägt ist die Wärmestromdichte in y-Richtung, wobei hier die Randbereiche an der Ober- und Unterseite des Isolators besonders betroffen sind. In diesen Randbereichen, welche bei dieser Auswertung ca. 3-4 Pixel breit sind, stellt sich eine Wärmestromdichte jeweils in Richtung der kalten Wände ein und erreicht in y-Richtung die Größenordnung von  $\pm 2500\text{Wm}^{-2}$ . In diesen Randbereichen liegt die y-Wärmestromdichte somit in derselben Größenordnung wie die Wärmestromdichte in z-Richtung.



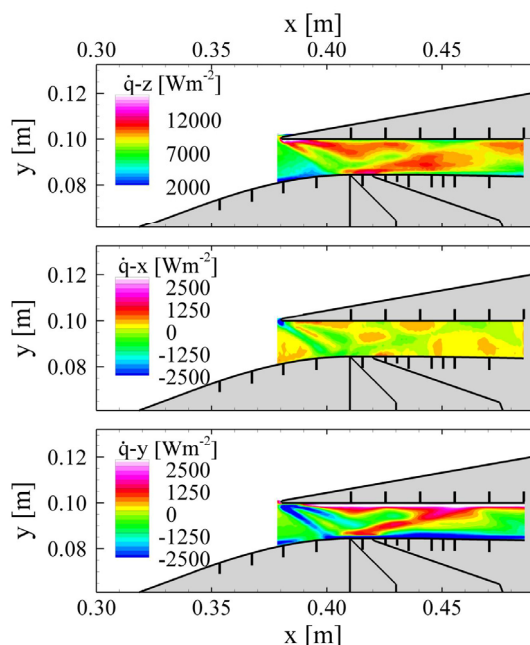


BILD 12. 3D Auswertung der Oberflächentemperaturinformation, Anteil der einzelnen Komponenten der Wärmestromdichte,  $t = 20s$ .

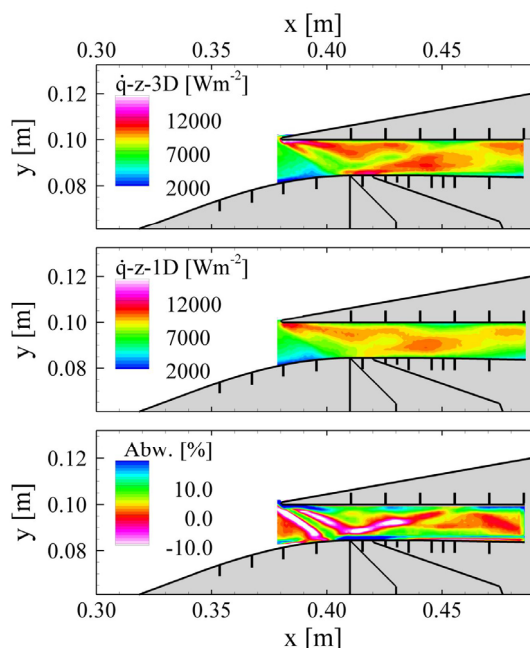


BILD 13. Vergleich der Wärmestromdichten normal zur Oberfläche, berechnet nach der 1D und 3D Methode, prozentuale Abweichung,  $t = 20s$ .

Um die Auswirkungen der Vernachlässigung der Wärmeleitung in der Ebene (1D Auswertung) zu untersuchen sind in BILD 13 die Wärmestromdichten normal zur Oberfläche nach der 3D und 1D Auswertemethode dargestellt. Der Unterschied in der Verteilung der Wärmestromdichte ist deutlich zu erkennen. Die prozentuale Abweichung gibt den Unterschied der 3D Auswertung zur 1D Methode an. Man erkennt, dass insbesondere im Randbereich an der Ober- und Unterseite die Wär-

mestromdichte um 10-15% höher ist. Allerdings gibt es auch Bereiche mit niedrigerer Wärmestromdichte. Insbesondere werden mit der neuen 3D Methode die hohen Stantonzahlen im Randbereich besser wiedergegeben. Besonders deutlich wird dies am Wiederanlegepunkt der Ablöseblase bei  $x = 0,420m$ . Die hohen aerothermodynamischen Belastungen in diesem Bereich werden durch das 1D Verfahren so nicht wiedergegeben. Abschließend ist in BILD 14 nochmals die Verteilung von gemessener Oberflächentemperatur, berechneter Wärmestromdichte nach der 3D Methode und die daraus berechnete Stantonzahl dargestellt.

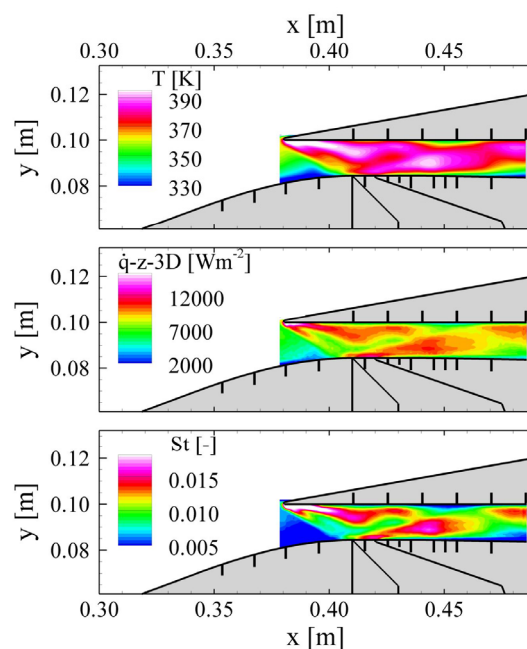


BILD 14. Verteilung von Temperatur, konvektiver Wärmestromdichte und berechneter Stantonzahl nach der 3D Auswertung,  $t = 20s$ .

## 6. ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurde das Strömungsfeld eines Scramjet Einlaufs unter aerodynamischen und aerothermodynamischen Gesichtspunkten experimentell untersucht. Wesentliche Ziele der Arbeit bestanden darin, die Stoß-Grenzschicht-Interaktion im Halsbereich zu untersuchen und ein Verständnis der aerodynamischen und aerothermodynamischen Vorgänge im externen und insbesondere im internen Strömungsfeld eines Scramjet Einlaufs zu erlangen. Das Modell wurde hierzu in unterschiedlichen Konfigurationen und bei unterschiedlichen Betriebspunkten im Hyperschallwindkanal H2K des DLR in Köln untersucht. Das Verhalten des Scramjet-Einlaufs bei unterschiedlichen Anstellwinkeln wurde speziell unter dem Gesichtspunkt der Variation des gefangenen Massenstroms und der Veränderung der Druckverteilung untersucht.

Abschließend wurde in dieser Arbeit das Auswerteverfahren zur Bestimmung der Wärmestromdichte und der daraus berechneten dimensionslosen Stantonzahl erweitert. Hierfür wurden die 3D Wärmeleitungsgleichung mit Hilfe eines FEM ANSYS Modells gelöst. Dies er-

möglichte die dreidimensionale Auswertung der gemessenen, zeitabhängigen Oberflächentemperatur. Die 3D Auswertung erschien sinnvoll, da bei der Untersuchung des internen Strömungsfeldes starke Inhomogenitäten in der Verteilung der Stantonzahl (hervorgerufen durch die Strömungstopologie) zu beobachten waren und zudem wegen der Art und Weise, wie die PEEK Einsätze montiert wurden, eine spürbare Komponente der Wärmestromdichte in der Ebene zu erwarten war. Die Unterschiede zum bisherigen 1D Auswerteverfahren konnten dargestellt und diskutiert werden.

## 7. DANKSAGUNG

Für die finanzielle Unterstützung der Deutschen Forschungsgesellschaft im Rahmen des Graduiertenkollegs 1095/1 wird gedankt.

## 8. SCHRIFTTUM

- [1] Jacob, D., Sachs, G., and Wagner, S.; DFG, *Basic Research and Technologies for Two-Stage-to-Orbit Vehicles*, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2005.
- [2] Weigand, B., Gaisbauer, U., et al.; *Das Graduiertenkolleg 1095/1 "Aero-Thermodynamische Auslegung eines SCRAM Jet Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme"*, DGLR-2006-127, 2006.
- [3] Gaisbauer, U., Weigand, B., et al.; *Aero-Thermodynamical design of a Scramjet for Future Space Transportation Systems: The Graduate School 1095/1 Funded by the "Deutsche Forschungsgemeinschaft" (DFG)*, ISABE-2007-1131, 2007.
- [4] Häberle, J. and Gülhan, A.; *Internal Flowfield Investigation of a Hypersonic Inlet at Mach 6 with Bleed*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 23, No. 5, pp.1007-1017, 2007.
- [5] Häberle, J. and Gülhan, A.; *Investigation of Two-Dimensional Scramjet Inlet Flowfield at Mach 7*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 24, No. 3, pp. 446-459, 2008.
- [6] Niezgodka, J.; *Der Hyperschallwindkanal H2K des DLR in Köln-Porz (Stand 2000)*, DLR-Mitteilung 2001-01, 2001.
- [7] Anderson, B.H.; *Design of Supersonic Inlets by a Computer Program Incorporation the Method of Characteristics*, NASA-TN-D-4960, 1968.
- [8] Seddon, J. and Goldsmith, E.L.; *Intake Aerodynamics*, AIAA Education Series, New York, ISBN 0-930403-03-7, Kapitel 5, 1985.
- [9] Boyce, R., Gerard, S., and Paull, A.; *The Hy-Shot scramjet flight experiment - flight data and CFD calculations compared*, AIAA-2003-7029, 2003.
- [10] Gardner, A.D., Hannemann, K., et al.; *Ground Testing of the HyShot Supersonic Combustion Flight Experiment in HEG and Comparison with Flight Data*, AIAA-2004-3345, 2004.
- [11] Hass, N.E., Smart, M., and Paull, A.; *Flight Data Analysis of the HYSHOT Flight #2*, AIAA-2005-3354, 2005.
- [12] Delery, J.; *Shock/Shock and Shock-Wave/Boundary-Layer Interactions in Hypersonic Flows*, AGARD-FDP-VKI, VKI, Brüssel, 30. Mai - 3. Juni 1988.
- [13] Edney, B.E.; *Effects of Shock Impingement on the Heat Transfer Around Blunt Bodies*, AIAA Journal, Vol. 6, No. 1, pp. 15-21, 1968.
- [14] Triesch, K. and Krohn, E.O.; *Verwendung von Kegeldüsen zur Drosselung und Durchsatzmessung bei Überschalleinläufen*, DLR Bericht, IB-39113-83-A-04, 1984.
- [15] FLIR-Systems; *ThermaCAM SC-3000*.
- [16] Henckels, A. and Gruhn, P.; *Study on Aero-thermal Effects of Viscous Shock Interaction in Hypersonic Inlets*, Proceedings of the 5<sup>th</sup> European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Köln, 2005.
- [17] ANSYS; *Release 11.0 Documentation for ANSYS*, 2007.
- [18] Bleilebens, M.; *Einfluss der Wandtemperatur auf die Stoß / Grenzschicht- Wechselwirkung an einer Rampe im Hyperschall*, Dissertation, RWTH, Aachen, ISBN 3-8322-3811-5, 2004
- [19] Neuenhahn, T. and Olivier, H.; *Influence of the wall temperature and the entropy layer effects on double wedge shock boundary layer interactions*, AIAA-2006-8136, 2006.
- [20] Neuenhahn, T. and Olivier, H.; *Numerical Study of Wall Temperature and Entropy Layer Effects on Transitional Double wedge Shock Wave/Boundary Layer Interactions*, 26th International Symposium on Shock Waves, Göttingen July 15-20th, 2007.
- [21] Krause, M. and Ballmann, J.; *Numerical Simulations and Design of a Scramjet Intake Using Two Different RANS Solvers*, AIAA-2007-5423, 2007.
- [22] Herrmann, C.D. and Koschel, W.W.; *Experimental Investigation of the Internal Compression of a Hypersonic Intake*, AIAA-2002-4130, 2002.
- [23] Wang, C.P., Zhang, K.Y., and Yang, J.Y.; *Analysis of Flows in Scramjet Isolator Combined with Hypersonic Inlet*, AIAA-2005-0024, 2005.
- [24] Rodriguez, C.G.; *CFD Analysis of the CIAM/NASA Scramjet*, AIAA-2002-4128, 2002.
- [25] Reinartz, B.U.; *Aerodynamic Performance Analysis of a Hypersonic Inlet Isolator Using Computation and Experiment*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 5, 2003.