

Wärmeübergang turbulenter kompressibler Grenzschichtströmungen mit starken negativen Druckgradienten (Wärmeübergang in einer Lavaldüse)*

W. Winkler und U. Grigull, München

Compressible Turbulent Boundary Layer Heat Transfer with Strong Favourable Pressure Gradients (Heat Transfer in a Convergent - Divergent Nozzle)

Abstract. A two-dimensional convergent-divergent nozzle with a plane and a contoured wall was built to perform exact measurements of heat transfer to the walls divided in well insulated single-cooled segments. For all experimental data within a small error-band the Stanton-number definitely depends on a difference of dimensionless numbers for dissipation and pressure gradient found from new developed temperature profiles. Theoretical and experimental results show that in a cooled boundary layer with increasing favourable pressure gradient heat transfer decreases with small dissipation and increases with greater dissipation.

Zusammenfassung. Es wurde eine zweidimensionale, aus ebener Wand und Konturwand bestehende Lavaldüse gebaut, um an den Wänden (unterteilt in gut isolierte und einzeln gekühlte Segmente) genaue Wärmeübergangsmessungen durchzuführen. Alle Versuchspunkte zeigen bei geringer Streubreite eine eindeutige Abhängigkeit der Stanton-Zahl von einer aus neu entwickelten Temperaturprofilen gewonnenen Differenz aus dimensionslosen Kennzahlen für Dissipation und Druckgradient. Bei gekühlter Grenzschicht und zunehmendem negativen Druckgradienten nimmt in Theorie und Versuch bei geringer Dissipation der Wärmeübergang ab, bei stärkerer Dissipation zu.

Formelzeichen

b^+	$= \sqrt{Pr} \cdot T_q / T_w$	Wärmeübergangsparameter
c_f	$= \tau_w / (\rho_\infty \cdot u_\infty^2)$	örtlicher Reibungsbeiwert
c_p		spezifische Wärmekapazität
d^+	$= u_\tau^2 / (c_p \cdot T_q)$	Dissipationsparameter
l_t		turbulenter Mischungsweg
\dot{m}		Massenstrom im Windkanal
p		Druck
p^+	$= -K/c_f^{3/2}$	Druckgradientenparameter
q		Wärmestromdichte
r		Rückgewinnfaktor
u		Geschwindigkeit in Hauptstromrichtung
u_τ	$= \sqrt{\tau_w / \rho}$	Schubspannungsgeschwindigkeit

u^+	$= u / u_\tau$	dimensionslose Geschwindigkeit
x		Lauflänge an der Wand
y		Abstand senkrecht zur Wand
y^+	$= \rho_\infty \cdot u_\tau y / \eta_\infty$	dimensionslose y-Koordinate
C		Wärmeübergangsbeiwert
Eu	$= - \frac{dp_\infty}{dx} \frac{x}{\rho_\infty \cdot u_\infty^2}$	Euler-Zahl
H_s		Höhe des engsten Querschnitts
K		Beschleunigungsparameter
Ma		Machzahl
Pr		Prandtl-Zahl
Pr_t		turbulente Prandtl-Zahl
R		Radius
Re_x	$= \frac{u_\infty \cdot x}{\nu_\infty}$	Reynolds-Zahl
St	$= \frac{\alpha_{ei}}{\rho_\infty \cdot u_\infty \cdot c_p}$	Stanton-Zahl
T		absolute Temperatur
T_{ei}		Eigentemperatur
T_q	$= \frac{q_w}{\rho_w \cdot c_p \cdot u_\tau}$	Wärmestromdichtetemperatur
T^+	$= T / T_w$	dimensionslose Temperatur
T^*	$= 1/b^+ \cdot (1 - T^+)$	dimensionslose Temperatur
α_{ei}		Wärmeübergangskoeffizient bezogen auf Eigentemperatur

* Auszug aus der vom Fachbereich Maschinenwesen der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieur genehmigten Dissertation über "Wärmeübergang turbulenter kompressibler Grenzschichtströmungen mit starken negativen Druckgradienten (Wärmeübergang in einer Lavaldüse)" des Diplom-Ingenieurs W. Winkler. Berichterstatte Prof. Dr.-Ing. U. Grigull und Prof. Dr.-Ing. E. Truckenbrodt. - Die Dissertation wurde am 17.12.1975 bei der Technischen Universität München und am 1.4.1976 durch deren Fachbereich Maschinenwesen angenommen. Tag der Promotion 13.5.1976

η	dynamische Zähigkeit	Indices	
$\vartheta = T - 273,15\text{K}$	Celsius-Temperatur	∞	Freistrom
ν	kinematische Zähigkeit	a	Austritt
ρ	Dichte	e	Eintritt
τ	Schubspannung	k	kühlseitige Wand
Δ	Differenz	lam	laminar
$\Theta = \frac{T_{ei} - T_w}{T_{ei} - T_\infty}$	Wärmeübergangsparameter	0	Gesamt-, Ruhe-
		w	Wand-
		x	auf Lauflänge x bezogen

Einleitung

Als Teilproblem des Wärmeübergangs an gekühlten Raketendüsen wurde das Thema insbesondere in den amerikanischen Raumfahrtforschungszentren Jet Propulsion Laboratory [1], [2] und Lewis Research Center [3], [4] bearbeitet. Die bisher durchgeführten Untersuchungen ergeben etwa folgendes Bild vom Stand des Wissens:

- Auf theoretischer Seite wurde eine Reihe von Rechenprogrammen entwickelt, die allerdings meist nur die einen oder anderen Versuchsergebnisse gut wiedergeben (siehe z.B. [5]).

- Die experimentellen Ergebnisse verschiedener Autoren [3], [6] liegen an der Stelle höchster Wärmestromdichte kurz vor dem engsten Querschnitt zum Teil 30% über oder unter den Werten aus einer vereinfachten Nusselt-Beziehung [7]. Als Ursachen hierfür kommen versuchstechnische Unterschiede wie unterschiedliche Einlaufängen und Freistromturbulenzen, insbesondere aber verschiedene Wandtemperaturgradienten in Strömungsrichtung in Betracht. Sie betragen z.T. bis zu 20K/cm und ergeben infolge Wärmeleitung längs der Wand Wärmestromdichten in dieser Richtung, die bis zu 30% der Wärmestromdichte senkrecht zur Wand ausmachen.

Mit der Zielsetzung eines systematischen Vergleichs Versuch - Theorie soll als erster Schritt der örtliche konvektive Wärmeübergang senkrecht zur Wand experimentell genauer bestimmt werden. Er läßt sich eindeutig messen und theoretisch einwandfrei interpretieren, wenn eine möglichst eindimensionale Wärmeleitung in der Wand gewährleistet ist. Vor allem in nicht unterteilten Düsen häufig verwendete Meßeinsätze (siehe z.B. [4]), die zwar dieser Bedingung an sich genügen, verursachen aber andere Wärmestromverhältnisse, als sie in einer ungestörten Wand vorliegen.

Versuchseinrichtung

Als Versuchseinrichtung dient eine kontinuierlich arbeitende offene Windkanalanlage (siehe auch [8]). Ein über einen Elektromotor (640 kW maximale Leistung) und eine Übersetzung angetriebener zweistufiger Radialverdichter komprimiert bis zu 2,8 kg/s gefilterte Umgebungsluft auf maximal 3,4 bar und 210°C. Nach dem Verdichter strömt die Luft senkrecht nach oben, und zwar zunächst zur Homogenisierung von Temperatur und Geschwindigkeit durch einen Mischer mit Gleichrichter sowie anschließenden turbulenzmindernden, austauschbaren, sehr feinen Sieben und dann durch ein mit Leitblechen versehenes Übergangsstück von Kreis- auf Rechteckquerschnitt in eine Einlaufstrecke (Länge zu hydraulischer Durchmesser 3:1, Geschwindigkeit ca. 50 m/s).

Daran schließt die Meßstrecke (Bild 1), eine zweidimensionale Nachbildung der Hälfte einer häufig gebauten 60°/30°-Kegeldüse. Die Gegenüberstellung von ebener Wand und Konturwand erlaubt den Vergleich verschiedener Anströmverhältnisse, unterschiedlicher Druckgradientenverläufe und verschiedener Krümmungsradien am engsten Querschnitt. Die Breite des Strömungsquerschnitts beträgt entlang der Düse konstant 99 mm. Je eine Absaugung vor beiden Düsenwänden legt den Grenzschichtbeginn fest. Durch einen 0,4 mm starken Stolperdraht wird die Grenzschicht sofort turbulent. Aus Gründen möglichst eindimensionaler Wärmeleitung senkrecht zur Wand (Vermeidung von Längswärmeleitung, möglichst örtliche Messung) sind die Düsenwände in Strömungsrichtung in eine Vielzahl voneinander isolierter Segmente unterteilt. Ihre Kühlkanäle werden von einem mit kontrolliertem Überlauf versehenen Hochbehälter mit Leitungswasser gespeist. Der Massenstrom kann für jeden Kanal einzeln mit einfachen Schlauchklemmen reguliert werden. Neben einer isothermen Wand

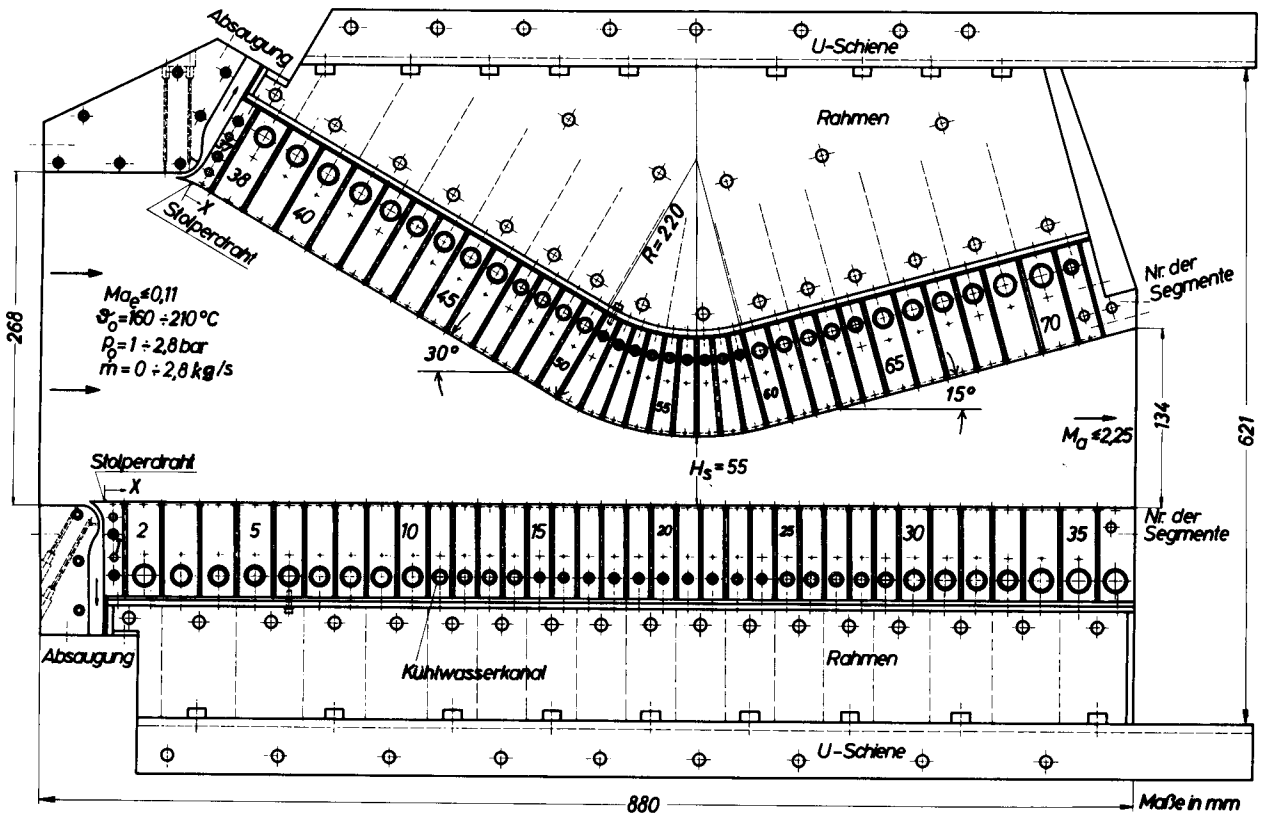


Bild 1. Längsschnitt durch die Düse

sind dadurch auch andere Wandtemperaturverläufe (z.B. durch bereichsweise konstante Wärmestromdichte) getrennt vom Einfluß eines Druckgradienten einstellbar. Die Abmessungen der Segmente und Kühlkanäle stellen einen Kompromiß zwischen günstigem Regelbereich des Kühlwasserstroms, geringer Kühlkanalaufheizung, hoher Meßgenauigkeit und notwendigem Platzbedarf für seitliche Durchführungen dar. Als Werkstoff für die Segmente ist wegen seiner hohen Wärmeleitfähigkeit desoxidiertes Elektrolytkupfer aus einer Charge verwendet.

Eine gute Isolierung zwischen den Kupfersegmenten bis 300°C konnte durch Kunststoffe nicht erreicht werden. Deshalb wurde eine Konzeption nach Bild 2 gewählt. Zwischen zwei Kupfersegmenten ist jeweils an der strömungszugewandten Seite ein dünnes versilbertes Röhrchen aus Chromnickel (VA)-Stahl eingelötet. Die Vorteile dieser Lösung sind: Die Wärme-dehnung von Kupfer ist nur um 6% größer als die des VA-Stahls, weshalb auch die meisten anderen Düsen-teile aus VA sind. Durch mechanische Bearbeitung ist eine glatte Oberfläche herstellbar. Die im Ver-

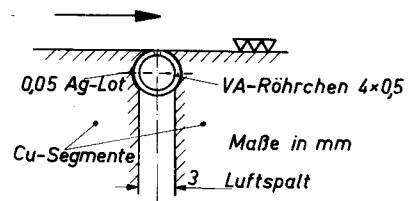


Bild 2. Isolierung zwischen den Segmenten

gleich zum Kupfer geringe Wärmeleitfähigkeit des VA-Stahls und die trotz hoher Steifigkeit sehr dünnwandigen Röhrchen bilden zwischen den Segmenten nur eine kleine Wärmebrücke. In der Mitte mit einer Bohrung von 0,5 mm Durchmesser versehen, dienen die Röhrchen gleichzeitig als Teil der Druckleitung zwischen den Segmenten. Damit ist die direkte Zuordnung von gemessenem Wärmeübergang und gemessener bezogener Druckdifferenz an jedem Segment gegeben. Hinter den Röhrchen sorgt ein Luftspalt für sehr gute Wärmeisolation.

Die Isolierung und Abdichtung der Segmente gegen die Seitenplatten übernimmt ein 4,5 mm dicker, 8 mm

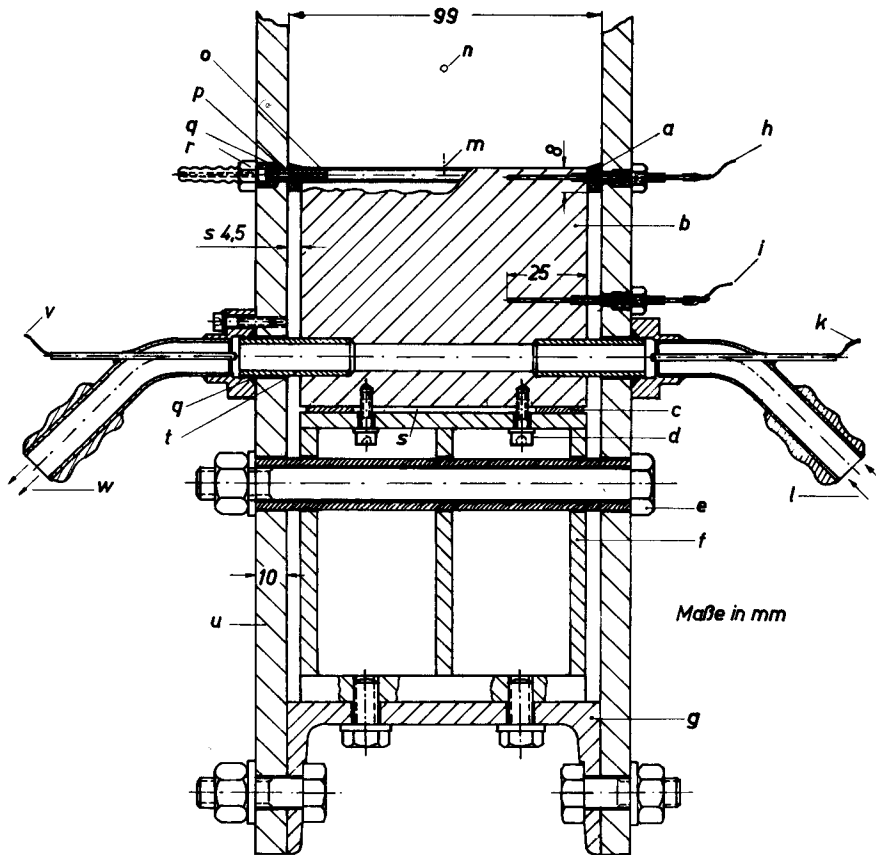


Bild 3. Querschnitt durch die Düse in Höhe Segment Nr. 11. Bedeutung der Buchstaben: a Silikongummi, b Segment, c Abstandsblech, d Befestigungsschraube, e Spannbolzen mit Abstandsrohr, f Rahmen, g U-Schiene, h "w"-Thermoelement, i "k"-Thermoelement, k "e"-Thermoelement, l Kühlwasser-eintritt, m statische Druckbohrungen, n Strömungsquerschnitt, o VA-Röhrchen, p Druckdurchführungsröhrchen, q Viton-Dichtring, r Druckentnahme, s Luftspalt, t Ms-Kühlkanaldurchführung, u Seitenplatte, v "a"-Thermoelement, w Kühlwasseraustritt

breiter Silikongummistreifen geringer Wärmeleitfähigkeit (Bild 3), der gleichzeitig Grenzschichteinflüsse der Seitenplatten von den Segmenten fernhält. Neben den zahlreichen Befestigungen und der steifen gelöteten Rahmenkonstruktion sind in Bild 3 Kühlwasserführung, Druckentnahme und Lage der Thermoelemente zu sehen. Zur Vermeidung von Oxidation und Verminderung von Wärmestrahlung sind die Kupfersegmente an der Strömungsseite verchromt, die Seitenplatten innen blank poliert. Die mittlere Rauhtiefe beträgt $7\ \mu\text{m}$, so daß die Düsenwände als hydraulisch glatt anzusehen sind.

An die Meßstrecke, in der die Strömung bis auf $Ma = 2,25$ beschleunigt werden kann, schließt ein wärme- und schallisolierter Unterschalldiffusor an, der die Strömung hauptsächlich über Verdichtungsstöße annähernd auf Umgebungsdruck zurückführt.

Meßeinrichtungen

Am Ende der Einlaufstrecke wird neben den Ruhegrößen kurz vor der Düse (übliche Pitotsonde für Ruhedruck, strahlungsgeschütztes Stauthermoelement für die Ruhetemperatur) und dem statischen Druck (Wandbohrungen im Ring miteinander verbunden) auch der mit ca. 2% angestrebte geringe Turbulenzgrad mit einem Hitzdrahtanemometer gemessen. Alle drei Sonden sind über die Höhe des Rechteckquerschnitts verschieblich und z.T. untereinander austauschbar. Sie zeigen eine sehr gleichmäßige Anströmung in Geschwindigkeit, Temperatur und Turbulenz an.

Die den Bohrungen an den VA-Röhrchen (Bild 2) entnommenen statischen Drücke entlang der Düse werden bei kleinen Druckdifferenzen bereichsweise an wassergefüllte U-Rohr-Manometer angeschlossen, bei

größeren Werten einzeln mit Quecksilber gegen Umgebung gemessen.

Die Bestimmung der Wandtemperaturen erfolgt in der Mitte der Segmente mit Nickelchrom-Konstantan-Thermoelementen von 0,2 mm Drahtstärke (für genaue Messungen bestimmter Aufbau, Kalibrierung und Kalibrieranordnung siehe [9]). Sie sind 2 mm (hiernach werden z.B. für konstante Wandtemperatur entlang der Düse die einzelnen Kühlwasserströme eingestellt) bzw. 42 mm von der Wand entfernt auf 25 mm entlang Isothermen geführt (Bild 3) und gegen eine gut isolierte, auf ungefähr Umgebungstemperatur gehaltene thermostatisierte Vergleichsstelle geschaltet, die ihrerseits mit mehreren Thermoelementen an Eis liegt. Von den ca. 230 Thermoelementen wurde etwa ein Drittel im erforderlichen Temperaturbereich kalibriert. Eine Alterung der bei hohen Temperaturen kalibrierten Thermoelemente wurde ebenso berücksichtigt wie die etwa um 1,7 % höhere Thermospannung nachgelieferten Thermoelementendrahtes gleichen Materials aber anderer Charge. Aus der gleichen Charge waren bei höheren Temperaturen die Abweichungen der einzelnen Thermoelemente maximal 0,06 %.

Fehlerbetrachtungen

Bei der Druckmessung kann durch die Auswertung (gleichzeitiges Photographieren beider Manometer mit Maßstäben und Ausmessen des projizierten Bildes), auftretende Schwankungen und geringe systematische Fehler durch die Bohrungsabmessungen von 5 % bei den kleinen und 1,5 % Fehler bei den höheren Druckdifferenzen ausgegangen werden.

Die Fehler der Temperaturmessung setzen sich aus Abweichungen beim Kalibrieren ($\pm 0,03$ K aus Thermospannungsunterschieden verschiedener Thermoelemente, $\pm 0,01$ K aus der Eichthermometer-Ablesung) und bei der Mittelwertbildung für die Ausgleichskurven ($\pm 0,02$ K im Bereich 40–90°C) zusammen. Auf die Temperaturdifferenzen bezogen bedeutet das im Mittel ± 1 % Fehler und zusammen mit anderen Abweichungen (Wärmeleitfähigkeitsbestimmung des verwendeten Kupfers $\pm 2,5$ %, gewisse Fehler in der zeitlichen Konstanz der Meßwerte und der Kalibrierung, endliche Abmessungen der Thermoele-

mentbohrungen) einen Fehler in der Wärmestromdichtebestimmung von nur etwa 5 %.

Versuche

Vorversuche mit Wandtemperatursprüngen bis 10 K ($Ma = 0,3$ an der Sprungstelle) ergaben, daß über die kleine Wärmebrücke am VA-Röhrchen dem kälteren Segment als der stärkeren Wärmesenke ein zusätzlicher Wärmestrom vom benachbarten wärmeren zufließt. Wärmeleitung über die Röhrchen ist dann nicht mehr meßbar (Meßgenauigkeit des Digitalvoltmeter $\pm 1 \mu V$), wenn die Wandtemperatur auf $\pm 0,3$ K eingestellt ist (im Versuch $\pm 0,1$ K eingehalten). Nach Eliminierung dieser Längswärmeleitung bleibt allein für den Einfluß eines positiven Wandtemperatursprunges nur eine ca. 1 %ige Wärmestromdichteabnahme im nachfolgenden Segment übrig, was in Tendenz und Größenordnung mit theoretischen Überlegungen übereinstimmt [9].

Bei den Hauptversuchen wurde als Beginn systematischer Untersuchungen der gesamte verfügbare Druckbereich ausgenutzt, d.h. alle Betriebszustände einer Lavaldüse gefahren. Die je Versuch zwar verschiedene aber entlang der Düse konstante Wandtemperatur variierte dabei von 22°C bis 64°C. Nach Erreichen eines stationären Zustandes wurden alle Meßwerte mehrmals aufgenommen und vor der Auswertung gemittelt.

Versuchsauswertung

Ziel ist, eine eindeutige Abhängigkeit zwischen einer dimensionslosen Kennzahl für den Wärmeübergang und einem dimensionslosen Parameter für den Druckgradienten zu finden.

a) Kennzahlen für den Wärmeübergang

Zur Darstellung des Wärmeübergangs wird die Stanton-Zahl St verwendet. Der Wärmeübergangskoeffizient α_{ei} ist dabei auf die Differenz zwischen Eigen- und Wandtemperatur bezogen. Die Wärmestromdichte wird aus der gemessenen Temperaturdifferenz, dem

Abstand der Wandthermoelemente und der Wärmeleitfähigkeit unter der sehr gut erfüllten Annahme eindimensionalen Wärmestroms berechnet. Die Eigentemperatur ist mit dem laut Literatur vom Druckgradienten unabhängigen Rückgewinnfaktor für turbulente Strömung $r = Pr^{1/3}$ unter der Annahme isentroper Kernströmung bestimmt.

Zusätzlich wird eine dimensionslose Kombination, der Wärmeübergangsbeiwert $C = St \cdot Re_x^{0,2} Pr^{2/3}$ eingeführt. Für Plattenströmung, also ohne Druckgradient, hat er den konstanten örtlichen Wert $C = 0,0296$.

b) Druckgradientenparameter

Der Druckgradient wird in der Auswertung durch die gemessene bezogene Druckdifferenz ersetzt.

Als Druckgradientenparameter bieten sich aus der Literatur aus der üblichen Dimensionslosmachung der differentiellen und integralen Grenzschichtgleichungen verschiedene dimensionslose Kenngrößen an (z.B. von den Autoren Buri, Clauser, Kutateladse und Leont'ev). Sie sind bei einigen vereinfachenden Annahmen (Anwendung des 1/7-Potenz-Gesetzes) nur von Freistromgrößen abhängig gemachte multiplikative Kombinationen der Euler-Zahl mit verschiedenen Potenzen der Reynolds-Zahl Re_x . Der am häufigsten verwendete Beschleunigungsparameter K nach Morretti und Kays [10] läßt sich damit auch in der Form $K = Eu/Re_x$ schreiben.

Zusätzlich wurden aus turbulenten Geschwindigkeits- und Temperaturprofilen mit Hilfe des Prandtl'schen Mischungswegansatzes Druckgradientenparameter entwickelt.

Aus dem Ansatz für das turbulente Geschwindigkeitsprofil

$$\tau/\rho = l_t^2 \cdot \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \cdot \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1)$$

wird mit den Annahmen $\tau = \tau_w = \text{const}$, $\rho = \text{const}$ und $l_t = 0,4y$ das bekannte logarithmische Wandgesetz der Geschwindigkeit

$$u^+ = \frac{1}{0,4} \ln y^+ + 5,1 \quad (2)$$

Bei Vorhandensein eines Druckgradienten beschreibt die Annahme

$$\tau = \tau_w + \frac{dp_\infty}{dx} \cdot y + 0 + \dots \quad (3)$$

(Taylor-Reihenentwicklung an der Wand aus den zweidimensionalen, stationären, turbulenten Grenzschichtgleichungen, siehe auch [11]) die Verhältnisse in Wandnähe besser. Bei der Analyse der Couette-Strömung wird davon ebenfalls Gebrauch gemacht. In qualitativer Übereinstimmung mit Meßwerten ergibt sich ganz ähnlich

$$u^+ = \frac{1}{0,4} \ln y^+ + \frac{p^+}{0,8} y^+ + f(p^+, y^+_{lam}) \quad (4)$$

mit dem dimensionslosen Druckgradientenparameter

$$p^+ = -\frac{1}{c_f^{3/2}} \left(\frac{v_\infty}{\rho_\infty u_\infty} \cdot \frac{dp_\infty}{dx} \right) = -\frac{K}{c_f^{3/2}} \quad (5)$$

Der Parameter K ist damit als verkürzte Schreibweise von p^+ zu deuten, um eine nur von Freistromwerten abhängige Größe zu bekommen. Mit Verwendung des Ergebnisses für den örtlichen Reibungsbeiwert c_f aus dem 1/7-Potenz-Gesetz läßt sich dies auch für p^+ erreichen. In erster Näherung wird damit

$$p^+ = -196,4 \cdot Eu \cdot Re_x^{-0,7} \quad (6)$$

Aus dem Ansatz für das im Hinblick auf den Wärmeübergang entscheidendere turbulente Temperaturprofil

$$q = -\frac{\rho \cdot c_p}{Pr_t} \cdot l_t \cdot \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \quad (7)$$

wird mit ähnlich vereinfachenden Annahmen wie oben $\tau = \tau_w = \text{const}$, $\rho = \text{const}$, $l_t = 0,4y$, $q = q_w$ und $Pr_t = \sqrt{Pr}$ ein ganz analog aufgebautes logarithmisches Wandgesetz für die Temperatur

$$T^* = \frac{1}{0,4} \ln \sqrt{Pr} \cdot y^+ + 5,1 \quad (8)$$

Mit der verbesserten Reihenentwicklung für die Wärmestromdichte

$$q = q_w + \frac{\tau_w^2}{\eta_w} \cdot y + \frac{\tau_w}{\eta_w} \cdot 3 \frac{dp_\infty}{dx} \cdot \frac{y^2}{2} + \dots \quad (9)$$

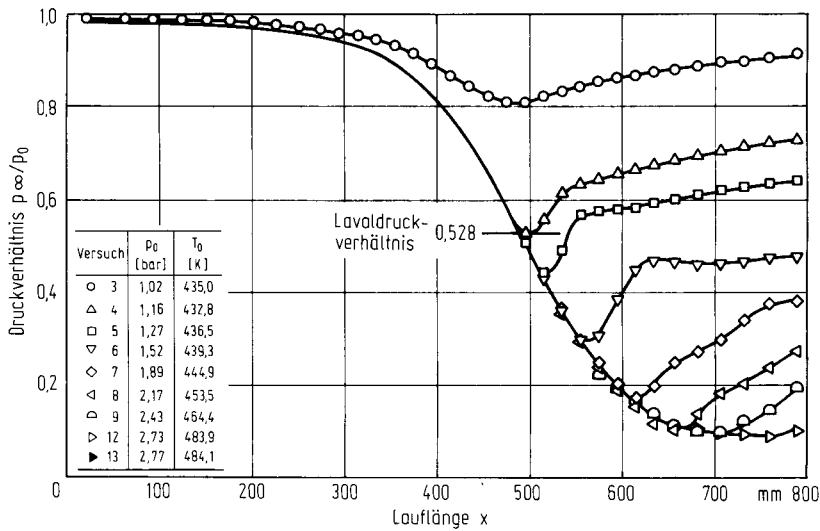


Bild 4. Verlauf des Druckverhältnisses

zusammen mit dem erweiterten Ansatz für die Schubspannung (3) ergibt das

$$T^* = \frac{1}{0,4} \ln \sqrt{Pr} \cdot y^+ + 5,1 + \frac{1}{0,4} (y^+ - y_{lam}^+) \left(d^+ - \frac{p^+}{2} \right) \quad (10)$$

mit dem wesentlichen Ergebnis, die dimensionslose Parameterdifferenz $(d^+ - p^+/2)$ erhalten zu haben. d^+ ist die dimensionslose Form eines Dissipationsparameters bei gleichzeitigem Wärmeübergang. Mit den Näherungen Reynolds-Analogie und 1/7-Potenz-Gesetz läßt sich diese Größe ebenfalls nur von Freistromgrößen abhängig machen. Bei verschwindender Dissipation ergibt sich aus (10) bei negativem Druckgradienten qualitativ ein Verlauf wie in [12], Bild 8, was bei gekühlter Grenzschicht eine Verschlechterung des Wärmeübergangs bedeutet. Mit zunehmender Dissipation wird die Wirkung des Druckgradienten zurückgedrängt. Bei $d^+ \geq p^+/2$ kehren sich die Tendenzen um, wie es auch eine graphische Interpretation der Wandbindungen (Näheres siehe [9]) erwarten läßt.

Diskussion der Versuchsergebnisse

Meßergebnisse nach dem Verdichtungsstoß sind nicht weiter ausgewertet. Es werden nur die Ergebnisse der geraden Wand wiedergegeben. Die Ergebnisse der Konturwand bestätigen ohne Änderung des Streube-

reiches das jeweils diskutierte Verhalten. Einflüsse des Krümmungsradiuses, anderer Anströmverhältnisse und Druckgradientenverläufe sind innerhalb der Fehlerbandbreite nicht zu erkennen.

In Bild 4 ist der glatte Druckverlauf über der Lauflänge x für alle Betriebszustände einer Lavaldüse (Venturibetrieb, Grenzfall des Venturibetriebes, Verdichtungsstöße mit in Richtung Endquerschnitt immer schwächer ausgeprägtem Drucksprung, kontinuierliche Expansion bis Düsenende) dargestellt. Die Stelle $Ma = 1$, ausgedrückt durch das Lavaldruckverhältnis für Luft $p_\infty/p_0 = 0,528$, liegt an der geraden Wand 8 mm hinter, an der Konturwand 8 mm vor dem geometrisch engsten Querschnitt.

Die stellvertretend für den Druckgradienten gemessenen Verläufe der bezogenen Druckdifferenz (Bild 5) weisen höhere Streuungen auf, was folglich auch für alle damit ausgewerteten Druckgradientenparameter gilt.

Abweichungen zur jeweils durchgezogenen Ausgleichskurve liegen beim Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten α_{ei} (Bild 6) im Mittel bei $\pm 5\%$ und darunter. Das typische Maximum ist wie bei anderen Autoren [1, 2, 3, 6] kurz vor dem engsten Querschnitt ($Ma_\infty = 0,8$ bei "choked flow"). Etwa proportional dem Ruhedruck steigt α_{ei} . Die maximal ermittelte Wärmestromdichte beträgt entsprechend einem Temperaturgradienten im Kupfer von 4K/cm $q = 14,5\text{W/cm}^2$ (minimal bei $0,5\text{K/cm}$ $q = 1,6\text{W/cm}^2$).

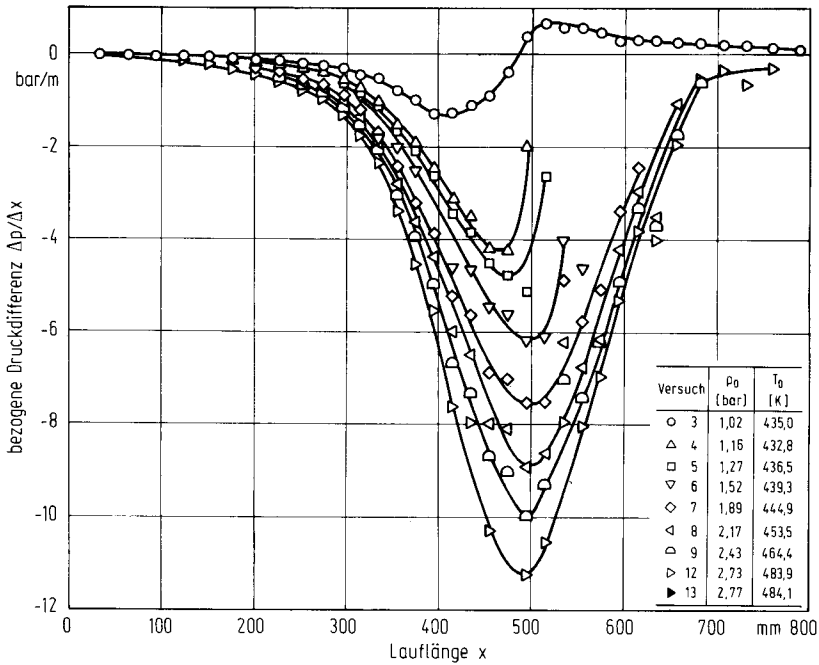


Bild 5. Verlauf der bezogenen Druckdifferenz

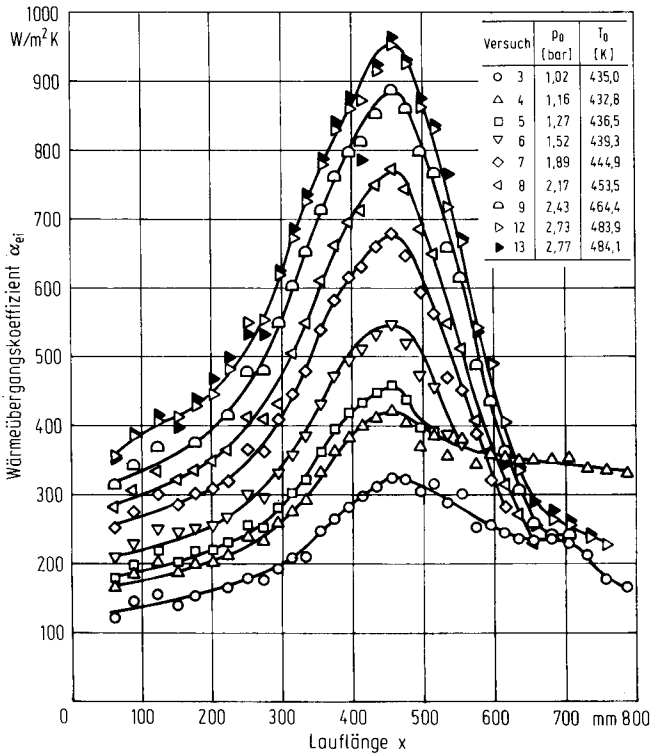


Bild 6. Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten

Im Venturibetrieb (Versuche 3 und 4) deuten sich Ablösungen an. Ein Vergleich der Versuche 12 und

13 (um ca. 12K höhere Wandtemperatur bei Versuch 13 bei sonst gleichen Betriebsbedingungen) zeigt nur geringe unsystematische Unterschiede.

Der Verlauf der Stanton-Zahl (Bild 7) zeigt nur ortsabhängig konstante, maximal um $\pm 10\%$ streuende Werte für alle Ruhedrucke. Bei reiner Plattenströmung sollte die Stanton-Zahl etwas ruhedruckabhängig sein ($St \sim Re_x^{-0,2} \sim p_0^{-0,2}$). Die Ausnahme auf Bild 7 macht der Versuch mit Venturibetrieb, bei dem ab engstem Querschnitt positive Druckgradienten auftreten. Der Anstieg der Stanton-Zahl am Beginn der Meßstrecke dürfte auf den Einfluß des thermischen Einlaufs zurückzuführen sein. Relaminarisation ist mit dem entlang der Düse maximal auftretenden Wert $K = 1,4 \cdot 10^{-6}$ (Mindestwert nach [10]: $K = 2 \cdot 10^{-6}$) für alle Versuche nicht zu erwarten.

Anhand der folgenden Diagramme soll gezeigt werden, welche Parameterkombination Wärmeübergang - Druckgradient am geeignetsten ist. Der sich im Versuch als ruhedruckabhängig erweisende Wärmeübergangsbeiwert variiert mit $\pm 40\%$ um den Wert der ebenen Platte (Bild 9). Seine Abhängigkeit und die der druckunabhängigen Stanton-Zahl von in der Literatur bereitgestellten Druckgradientenparametern ist entweder doppeldeutig oder mit einem Ein-

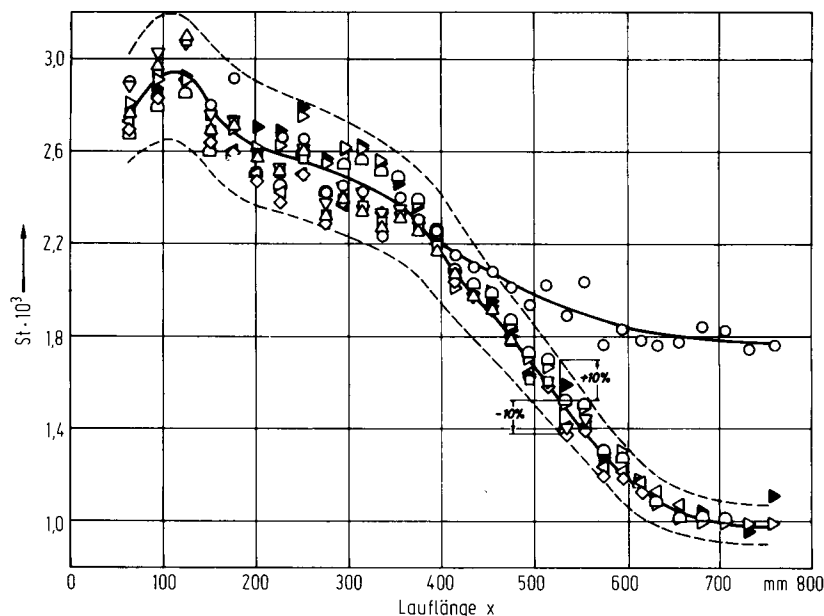


Bild 7. Verlauf der Stanton-Zahl

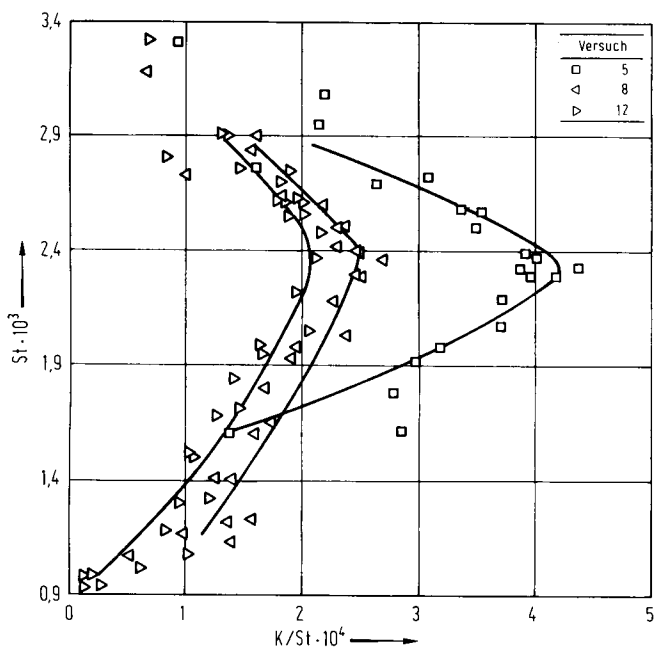


Bild 8. Verlauf der Stanton-Zahl über K/St

fluß des Ruhedruckes, also einer nicht dimensionslosen Größe, behaftet oder beides.

In Bild 8 ist eine Darstellung wie in [10] gewählt. Ungeeigneter Parameter ist der von Versuch 5 bis 12 zunehmende Ruhedruck. Im Bereich kleiner Machzahl

len (oberer Teil der Kurven) ist wie bei Moretti und Kays [10] mit zunehmend negativem Druckgradienten ein etwa linearer Abfall der Stanton-Zahl zu beobachten. Die Steigung ihrer Versuchspunkte stimmt infolge ihres geringen Ruhedruckes etwa mit Versuch 5 überein. Neu an diesen Verläufen sind die unteren Kurvenäste bei höherer Machzahl. An den Knickstellen ist die Bedingung $d^+ = p^+/2$ erfüllt. Bei Kühlung der Wand verschlechtert sich bei geringer Dissipation mit zunehmendem negativem Druckgradienten der Wärmeübergang. Ab dem Knick kehren sich infolge Überwiegens der Dissipation die Tendenzen um, wie es auch aus den Parameterüberlegungen für das universelle Temperaturprofil hervorgeht. Der Machzahlbereich am Knick bewegt sich zwischen $Ma = 0,3$ und $Ma = 0,4$, also der üblichen Grenze für inkompressible Beziehungen.

Bild 9 gibt den Verlauf des Wärmeübergangswertes C als Funktion des Druckgradientenparameters p^+ für verschiedene Versuche wieder. Neben der unbefriedigenden Ruhedruckabhängigkeit ordnen sich jedoch alle Meßpunkte einer Druckeinstellung unabhängig von der Lauflänge bzw. Machzahl mit $\pm 10\%$ Abweichung um eine Ausgleichskurve. Das bedeutet eine Bestätigung der stillschweigend bei der Ableitung gemachten Annahme, daß der Wärmeübergang mit Druckgradient in erster Linie vom örtlichen Druck-

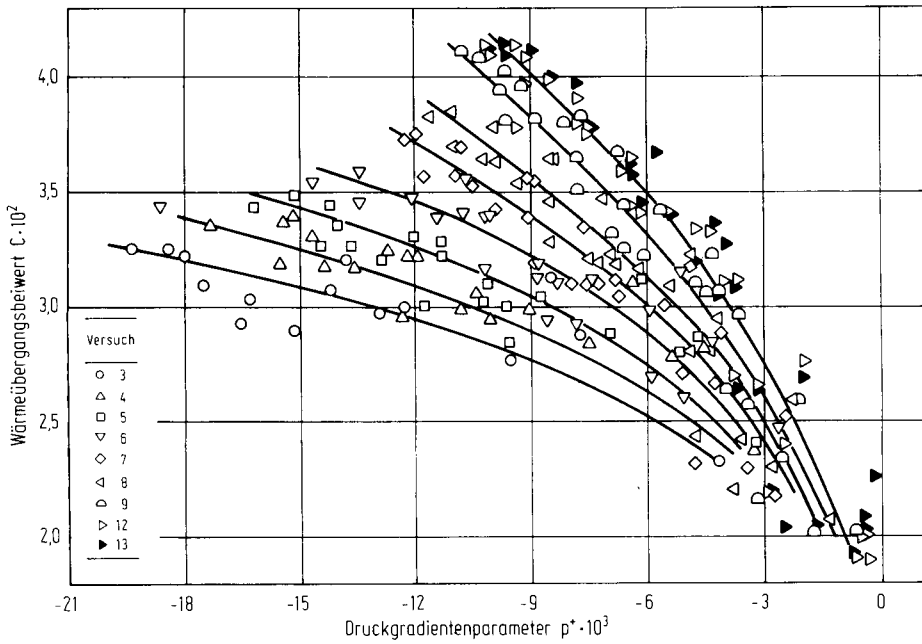


Bild 9. Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten C über dem Druckgradientenparameter p^+

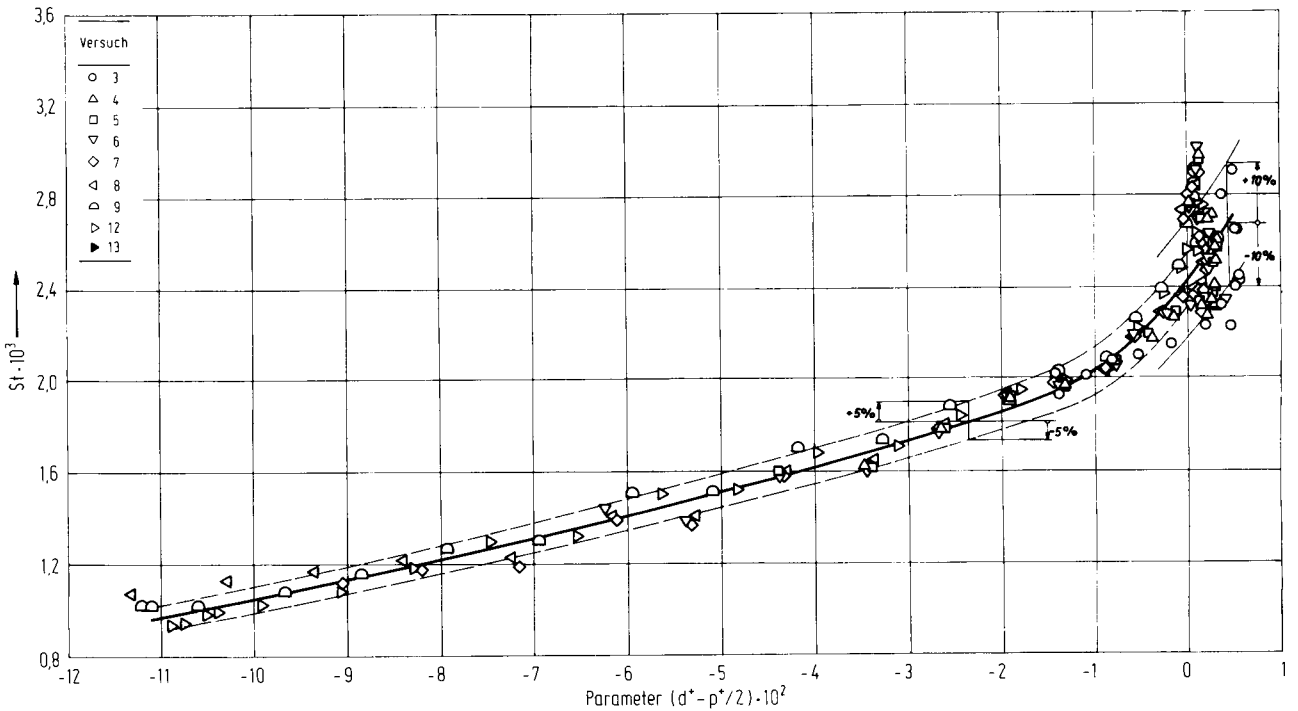


Bild 10. Verlauf der Stanton-Zahl über dem Parameter $(d^+ - p^+/2)$

gradienten und in zweiter Linie von dessen Verlauf beeinflusst wird.

Bild 10 zeigt als geeignetste Darstellung die eindeutige Abhängigkeit der Stanton-Zahl von der neu ge-

fundenen Parameterdifferenz $(d^+ - p^+/2)$. Mit einer Streubreite von $\pm 5\%$ bzw. $\pm 10\%$ fallen alle Versuchspunkte auf eine Ausgleichskurve. Mit zunehmender Dissipation überwiegt allerdings d^+ in der Differenz

immer mehr. Unbefriedigend bleibt auch der Bereich von $(d^+ - p^+)/2$ um Null mit der höheren Streuung und dem kleinen positiven Anteil, wo beide Einflüsse von gleicher Größenordnung sind. Aus diesen Gründen soll vor weiteren Untersuchungen keine weiterreichenden allgemeingültigen Schlüsse gezogen werden.

Schlußfolgerung

Als Voraussetzung für einen systematischen Vergleich Theorie - Versuch wurde eine Düse aufgebaut, die genaue Messungen und gute theoretische Interpretierbarkeit erlaubt. Erste experimentelle Ergebnisse brachten die Bestätigung einiger bekannter und neuer theoretischer Erkenntnisse. Sie begründen, den eingeschlagenen Weg beizubehalten und gleichzeitig den Vergleich mit anderen Theorien durchzuführen.

Literatur

1. Welsch, Jr., W.E.; Witte, A.B.: Trans. ASME C, J. Heat Transfer 84 (1962) 19-28

2. Witte, A.B.; Harper, E.Y.: AIAA J. 1 (1963) 443-451
3. Fortini, A.; Ehlers, R.C.: NASA TN D-1743 (1963)
4. Boldman, D.R.; Schmidt, J.F.; Fortini, A.: NASA TN D-3221 (1966)
5. Boccio, E.: NASA CR-1924 (1971)
6. Back, L.H.; Massier, P.F.; Gier, L.H.: Int. J. Heat Mass Transfer 7 (1964) 549-568
7. Bartz, D.R.: Jet Propulsion 27 (1957) 49-51
8. Feltgen, K.: Diss. TH München, 1964
9. Winkler, W.: Diss. TU München, 1975
10. Moretti, P.M.; Kays, W.M.: Int. J. Heat Mass Transfer 8 (1965) 1187-1202
11. Walz, A.: Strömungs- und Temperaturgrenzschichten. Karlsruhe: G. Braun 1966
12. Kays, W.M.; Moffat, R.J.; Thielbar, W.H.: Trans ASME. J. Heat Transfer 92 (1970) 499-505

Dipl.-Ing. W. Winkler
Gesellschaft für Reaktorsicherheit (GRS)
Forschungsgelände
8046 Garching
früher: Lehrstuhl A für Thermodynamik
Technische Universität München

Prof. Dr.-Ing. U. Grigull
Lehrstuhl A für Thermodynamik
Technische Universität München
Postfach 20 24 20
D-8000 München 2

Eingegangen am 22. Dezember 1976