

Vergleichende Wandschubspannungsuntersuchungen in transsonischen Strömungen

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Shibani Bose

Von der Fakultät V
Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
– Dr.-Ing. –

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuß:
Vorsitzender: Prof. Dr. rer. nat. A. Dillmann
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. W. Nitsche
Prof. Dr.-Ing. C. Haberland

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 19.7.2002

Berlin, 2002
(D83)

Technische Universität Berlin
Fachbereich Verkehrswesen und Angewandte Mechanik
Institut für Luft- und Raumfahrt

Dipl.-Ing. Shibani Bose

Vergleichende Wandschubspannungsuntersuchungen in transsonischen Strömungen

Von der Fakultät V
Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
– Dr.-Ing. –

genehmigte Dissertation

Wissenschaftliche Aussprache am 19.7.2002

Promotionsausschuß:

Vorsitzender: Prof. Dr. rer. nat. A. Dillmann

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. W. Nitsche
Prof. Dr.-Ing. C. Haberland

Berlin, 2002
D83

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin im Fachgebiet Aerodynamik am Institut für Luft- und Raumfahrt an der TU Berlin im Rahmen des DFG-Forschungsprojektes Ni 282/10 „Untersuchungen zur quantitativen Wandschubspannungsmessung an Transsonikprofilen“.

Meinem Doktorvater und ehemaligen Chef, Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Nitsche, danke ich für die Betreuung und die konstruktiven Ratschläge, die im wesentlichen zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben.

Einen besonderen Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. C. Haberland für die Übernahme des Koreferats sowie für seine Unterstützung und sein Entgegenkommen. Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr.rer.nat. A. Dillmann für die freundliche Übernahme des Vorsitzes des Promotionsausschusses.

Mein Dank gilt meinen ehemaligen Kollegen am Institut für Luft- und Raumfahrt für die tatkräftige Unterstützung während meiner Experimente. Zudem möchte ich mich besonders bei Herrn Dipl.-Ing. Klaus Noak, Herrn Rainer Thiel sowie bei Herrn Klaus Köppen für ihre Hilfsbereitschaft und tatkräftige Realisierung der Meßaufbauten bedanken. Meinen ehemaligen studentischen Hilfskräften sowie den Studien- und Diplomarbeitern möchte ich ebenfalls für ihre gute Mitarbeit danken.

Shibani Bose

Berlin, im November 2002

Inhaltsverzeichnis

Vorwort.....	1
Nomenklatur.....	5
Übersicht.....	7
1. Einleitung.....	9
2. Stand der Forschung.....	11
2.1 Direkte Wandschubspannungsmeßverfahren.....	11
2.2 Indirekte Wandschubspannungsmeßverfahren.....	13
2.3 Zielsetzung der Arbeit.....	16
3. Theoretischer Hintergrund.....	19
3.1 Grenzschichtgesetze.....	19
3.2 Erweiterung auf kompressible Grenzschichten	26
3.3 Wärmeübergang.....	32
4. Experimenteller Versuchsaufbau.....	37
4.1 Meßmethoden.....	37
4.1.1 Wandschubspannungswaage.....	37
4.1.2 Oberflächenheißfilm.....	38
4.1.3 Oberflächendraht.....	40
4.1.4 Piezowandschubspannungssensor.....	41
4.1.5 Prestonrohr (CPM3-(Triple-) Sonde)	42
4.1.6 Grenzschichtsonden.....	45
4.2 Transsonikkanal und Meßstrecken.....	47
4.3 Meßperipherie.....	52
5. Experimentelle Untersuchungen.....	55
5.1 Vorversuche.....	55
5.1.1 Validierung der neuen Meßstrecke.....	55
5.1.2 Einfluß von Temperatur, Druckgradienten und Langzeitbetrieb.....	57

5.1.2.1 Wandschubspannungswaage.....	57
5.1.2.2 Piezowandschubspannungssensor.....	59
5.2 Hauptuntersuchungen.....	62
5.2.1 Kalibrierung der indirekten Meßverfahren.....	62
5.2.2 Einfluß von Druckgradienten auf die Kalibrierung.....	65
5.2.3 Einfluß von Verdichtungsstößen.....	70
5.2.3.1 Wandschubspannungsmessung bei Rückströmung.....	70
5.2.3.2 Senkrechter Verdichtungsstoß.....	74
5.3 Anwendung an einem transsonischen Profilmodell.....	84
6. Zusammenfassung.....	93
7. Literatur.....	97
Abbildungsverzeichnis.....	105
Tabellenverzeichnis.....	109
Lebenslauf.....	111

Nomenklatur

Symbol	Einheit	Bezeichnung
Lateinische Buchstaben		
a, b, A, B	[-]	Kalibrationskonstanten
A*, C, M	[-]	Kalibrationskonstanten
a	[m ² /s]	Temperaturleitzahl
A ⁺	[-]	VAN DRIEST Dämpfungskonstante
A	[m ²]	Fläche
a _w	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
b	[m]	Breite
c _f	[-]	Wandreibungsbeiwert
c _p	[J/kgK]	spezifische Wärmekapazität
d	[m]	Durchmesser
D _τ , D _μ	[kg/s ³]	Energiediffusionen
F	[N]	Kraft
g	[m/s ²]	Beschleunigung
G	[kg]	Gewicht
h	[m]	Höhe
K	[-]	Verdrängungsfaktor
L, l	[m]	Länge
M	[-]	Machzahl
M _τ	[-]	Wandschubspannungsmachzahl
Nu	[-]	Nußeltzahl
n	[-]	Kalibrationsexponent
P, p	[Pa]	Druck
Pr	[-]	Prandtlzahl
q	[Pa]	dynamischer Druck
q _w	[W/m ²]	Wärmestromdichte
Q _w	[W]	Wärmestrom
r	[m]	Radius
r	[-]	Recoveryfaktor
R	[Ω]	Widerstand
R	[J/kgK]	Gaskonstante
Re	[-]	Reynoldszahl
St	[-]	Stantonzahl
s	[-]	Reynoldsanalogiefaktor
s	[m]	Spaltbreite
T	[K]	Temperatur
u, v, w	[m/s]	Geschwindigkeit
u _τ	[m/s]	Schubspannungsgeschwindigkeit
U	[V]	Spannung
x, y, z	[m]	Koordinaten

Griechische Buchstaben

α	[J/m ² sK]	Wärmeübergangskoeffizient
β_q	[-]	Wärmestromparameter
κ	[-]	VAN KARMAN Konstante
γ	[-]	Isentropenexponent (=1.4)
λ	[W/mK]	Wärmeleitfähigkeit
δ	[m]	Grenzschichtdicke
ξ	[m]	Laufvariable
μ	[kg/ms]	dynamische Viskosität
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
ρ	[kg/m ³]	Dichte
τ	[N/m ²]	Schubspannung
ω	[-]	Exponent der Viskosität

Indizes

δ	Grenzschichtrand
B	Brücke
D	Draht
ow	Oberflächendraht
w	Wandwert
0	Ruhegröße
∞	Anströmbedingung
stat	statische Größen
hf	Oberflächenheißfilm
hd	Hitzdraht
el	elektrisch
p	Preston
piez	Piezo
x	lokale Größe
'	Schwankungsgröße
+	dimensionslose Größe
S	Sensor
t	turbulent
T	Temperaturgrenzschicht
u	Geschwindigkeitsgrenzschicht
eff	effektiv
MS	Meßstrecke
Mess	Messung

Übersicht

Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf vergleichende Anwendungen bzw. Erweiterungen verschiedener Wandschubspannungsmeßtechniken im Hinblick auf deren Verwendung in transsonischen Strömungen. Die durchgeführte experimentelle Analyse sollte dabei insbesondere Aufschluß über die erzielbare Meßgenauigkeit sowie den Gültigkeitsbereich der jeweiligen Kalibrationsalgorithmen geben.

Im Rahmen dieser Experimente kommen verschiedene Wandschubspannungsmeßtechniken zum Einsatz, die wie der am ILR entwickelte Oberflächendraht, die CPM3-Technik, ein Piezowandschubspannungssensor aber auch die konventionelle Oberflächenheißfilmtechnik, die zur Gruppe der indirekten Verfahren gehören. Als einziges direktes Verfahren kommt eine Wandschubspannungswaage (SM251) als Referenzinstrument für die vergleichenden Messungen zum Einsatz. Die Kontrolle der jeweiligen Strömungszustände erfolgt über Grenzschichtsonden.

Beginnend mit den Untersuchungen in einer ebenen turbulenten Grenzschicht bei $0.3 < M < 0.9$, die sich mit dem Einfluß von Kompressibilität auf die Kalibration beschäftigen, werden in einer Grenzschicht mit Druckgradienten teilweise neu formulierte Korrekturfunktionen auf ihre Gültigkeit hin untersucht. Wie die Messungen bestätigen, sind die hier verwendeten Kalibrationsfunktionen sowie die Korrekturfunktionen, unter Wahrung der angestrebten Meßgenauigkeit, auf den transsonischen Geschwindigkeitsbereich übertragbar.

Für die weiterführenden Untersuchungen in einer Strömung mit stoßinduzierter Ablösung erfolgt eine separate Betrachtung der auftretenden Strömungsphänomene: Einerseits wird der Wandschubspannungsverlauf um einen senkrechten Verdichtungsstoß, hier mit Ausnahme der Ergebnisse der Wandschubspannungswaage, von allen Meßtechniken unter Berücksichtigung der Kompressibilitätseffekte sowie der Korrekturfunktionen mit einer Meßgenauigkeit von $\pm 6 \%$ wiedergegeben. Andererseits kann im Bereich lokaler Ablösung kein übereinstimmendes Ergebnis erzielt werden. Lediglich im Bereich der stark druckbelasteten Grenzschicht direkt hinter dem Stoß ist eine deutliche Einschränkung der Meßgenauigkeit festzustellen.

Abschließende Messungen an einem Transsonikprofil (LV2) befassen sich vergleichend mit der linienhaften Wandschubspannungserfassung in Strömungsrichtung sowohl bei freier als auch bei fixierter Transition. Als Meßinstrumentarien kommen neben einer traversierbaren CPM3-Sonde und einem Oberflächenheißfilm-Array ein Oberflächendraht-Array zum Einsatz. Die Ergebnisse zeigen, daß mit beiden Arraytypen eine Meßgenauigkeit von $\pm 5 - 8 \%$ erzielt werden kann. Die Auflösung des Meßgebietes der Arrays wird dabei stark von dem Mindestabstand der Einzelsensoren bestimmt.

Die Gegenüberstellung der Ergebnisse dieser Arbeit zeigt, daß mit dem Oberflächenheißfilm und der CPM3-Technik eine genaue Erfassung der hier untersuchten Strömungen -mit gewissen Einschränkungen in Ablösegebieten- möglich ist. Auch der hier untersuchte Oberflächen-

draht sowie der Piezowandschubspannungssensor erweisen sich in der Handhabung als relativ unkompliziert und erlauben unter Berücksichtigung von Korrekturfunktionen selbst in stark belasteten Strömungen genaue Wandschubspannungsmessungen.

1. Einleitung

Bei der Entwicklung zukünftiger Verkehrsflugzeuge können technologische Innovationen ausschlaggebend für die Konkurrenzfähigkeit auf dem Weltmarkt sein. Primäre Zielsetzung ist dabei die Erhöhung der Wirtschaftlichkeit und Flugsicherheit. Darüber hinaus gewinnt jedoch in diesem Prozeß die Umweltverträglichkeit zunehmend an Bedeutung.

Unter der Vielzahl möglicher innovativer Ansätze bietet insbesondere die Reduktion des Flugzeugwiderstandes ein anteilmäßig hohes und damit entscheidendes Potential. Hieraus resultiert unmittelbar eine geringere erforderliche Antriebsleistung, somit ein geringerer Treibstoffverbrauch und ein kleineres Flugzeuggewicht. Darüber hinaus trägt die Schubverringern durch reduzierten Schadstoffausstoß zur Verbesserung der Umweltsituation bei.

Die Aufteilung des Gesamtwiderstandes von Verkehrsflugzeugen ist exemplarisch in Bild 1 dargestellt. Es wird deutlich, daß der Reibungswiderstand, neben dem auftriebsabhängigen Widerstand, einen dominierenden Einfluß hat. Daher konzentrieren sich viele derzeitige Forschungsprogramme u.a. auf die Verringerung dieses Widerstandsanteiles, die z.B. durch Laminarhaltung der Tragflügelgrenzschicht über große Profiltiefen geschehen kann (BUSHELL [84]). Diese kann neben der Stromabwärtsverlagerung der Transition durch geeignete Formgebung des Profils auch durch gezielte Grenzschichtabsaugung oder durch Auslöschung von Strömungsinstabilitäten mittels wandintegrierter Aktuatoren (BAUMANN & NITSCHKE [85]) erreicht werden. Weiterhin läßt sich der Widerstand auch für eine turbulente Grenzschicht beispielsweise durch Aufbringung von Riblets oder flächig aufgetragener „Haifischhaut“ (BECHERT ET AL. [86],[87]) reduzieren.

Neben diesen Maßnahmen findet sich zusätzlich im Mittelpunkt aerodynamischer Forschungsprojekte der „adaptive Flügel“. Hierbei wird der Widerstandsanstieg infolge der Bildung eines Verdichtungsstoßes, der das Überschallfeld an einem Transsonikprofil abschließt sowie der daraus resultierenden, drucksprung-induzierten Ablösung, mittels variabler Formänderung, z.B. durch Stoßverlagerung mit Hilfe einer Konturbeule im Stoßbereich reduziert.

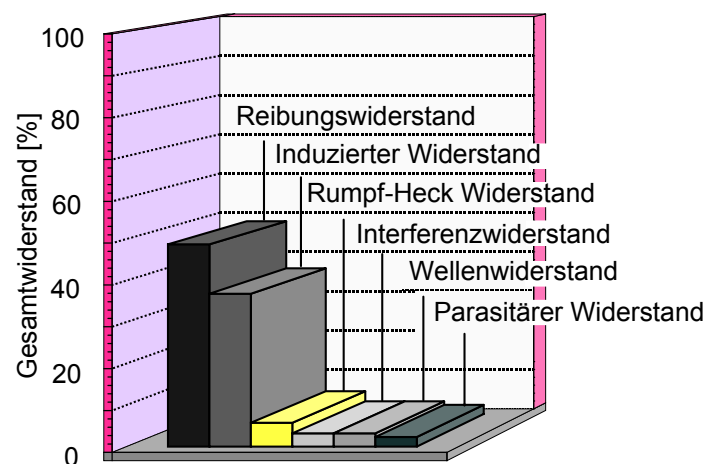


Bild 1: Widerstandsaufteilung eines typischen Verkehrsflugzeuges im Reiseflug (AGARD-R-786)

Um nun diese innovativen technologischen Maßnahmen hinsichtlich ihrer Effizienz bewerten und ihre strömungsphysikalischen Grundlagen untersuchen zu können, sind Messungen im Windkanal und Freiflug erforderlich. Dazu bedarf es der Bereitstellung genauer und verlässlicher Meßverfahren, die insbesondere die Erfassung der lokalen Oberflächengrößen wie Druck und Wandschubspannung ermöglichen. Hierbei kommt der experimentellen Bestimmung der Wandschubspannung natürlich eine besondere Bedeutung zu, da die Wandreibung eine für den Strömungstyp (laminar, turbulent, abgelöst) besonders charakterisierende Größe ist. Darüber hinaus ist ihre genaue Kenntnis auch entscheidend für die Bewertung numerischer Simulationen. Im letzten Jahrzehnt sind zur Behandlung dieser Maßaufgabe einige direkte und indirekte Wandschubspannungsmessverfahren entwickelt worden. Als direkte Verfahren haben sich neben den laser-optischen Meßverfahren u.a. mechanische Wandschubspannungswaagen etabliert. Diese erweisen sich jedoch insbesondere für Strömungen mit Druckgradienten in einigen Fällen als nicht sehr aussagekräftig. Dieses Meßgerät mißt keinen lokalen Wert, sondern einen Integralwert über den Durchmesser des Maßaufnehmers, womit die Meßgenauigkeit stark beeinflusst werden kann. Generell ist die Erfassung der Wandreibung meßtechnisch eine sehr schwierige Aufgabe, weil viele Methoden (speziell die laser-optischen Meßverfahren) einer sehr aufwendigen Instrumentierung bedürfen.

Besonders für die Anwendung von Wandschubspannungsmessverfahren auf kompressible, und damit die hier im Vordergrund stehenden transsonischen Profilströmungen heutiger Verkehrsflugzeuge, gibt es keine systematischen, die Verfahren vergleichenden Untersuchungen. Auch bei den indirekten Methoden, wie z.B. die thermo-elektrischen Verfahren (Oberflächenheißfilm, Wandhitzdraht) oder die Druckmeßtechniken (Prestonrohr, CPM3-(Triple-) Sonde, Oberflächenzaun, -draht), die bereits in einer Vielzahl von quantitativen Windkanal- und Freiflugexperimenten zum Einsatz kamen, konzentrieren sich heutige Forschungsaktivitäten auf vergleichende Untersuchungen für inkompressible Grenzschichten. Hier steht vor allem der Vergleich der jeweiligen Einsatzspektren solcher Verfahren im Vordergrund.

Aus dieser Situation ergibt sich die Motivation der vorliegenden Arbeit: Für den transsonischen Geschwindigkeitsbereich heutiger Flugzeuge sollen sowohl direkte als auch indirekte Verfahren systematisch auf ihre Anwendbarkeit für realistische Profilkonturen untersucht und miteinander verglichen werden. Hierbei ist besonders das Verhalten der Standardmethoden in komplexen Strömungen mit starken Druckgradienten und zur stoßinduzierter Ablösung zu bewerten. Dazu sind insbesondere die den indirekten Verfahren zugrunde liegenden Wandgesetze und ihre eventuellen Korrekturfunktionen hinsichtlich ihrer Übertragbarkeit auf diesen Geschwindigkeitsbereich zu diskutieren. Die Anwendbarkeit des Oberflächendrahtes und einer Wandschubspannungswaage im Stoßbereich steht dabei im Vordergrund, weiterhin ein erster Test eines am ILR entwickelten Piezowandschubspannungssensors nach dem Prinzip des Oberflächenzauns.

2. Stand der Forschung

In der Literatur finden sich eine Reihe von Wandschubspannungsmeßverfahren, die auch in der experimentellen Aerodynamik ihre Anwendung gefunden haben. Ein Überblick wird beispielsweise in den Arbeiten von WINTER [1], T.J.HANRATTY & A.CAMPELL [2], NITSCHKE ET AL.[3] und J.H.HARITONIDIS [4] gegeben, in denen die Beschreibungen bereits existierender Verfahren zu finden sind. Die dort aufgeführten Verfahren können in direkte und indirekte Meßmethoden unterteilt werden, wobei die indirekten Meßverfahren, die normalerweise einer Kalibration bedürfen, die größere Gruppe darstellen.

2.1 Direkte Wandschubspannungsmeßverfahren

Eine sehr naheliegende Methode zur Erfassung der lokalen Wandschubspannung ist die direkte Aufnahme der an der Wand tangential angreifenden Strömungskraft. Diese kann beispielsweise durch mechanische Wandschubspannungswaagen realisiert werden, deren Kraftaufnehmer wandbündig positioniert sind und durch die angreifende Strömungskraft ausgelenkt werden. Eine solche Auslenkung kann z.B. von einem Piezoaufnehmer oder einer induktiven Spule in ein elektrisches Signal umgewandelt werden, das in einem proportionalen Verhältnis zur angreifenden Kraft steht. Die Kraft selbst entspricht dem Integral der Schubspannung über der Oberfläche des Kraftaufnehmers (Schwimmer) und definiert damit die lokale Wandschubspannung. Die örtliche Auflösung der Wandschubspannung steht dabei in unmittelbarem Zusammenhang mit der Größe des Meßaufnehmers. Die Durchmesser der Waagenschwimmer wurden in den meisten Versuchen daher dem jeweiligen Versuchsfall angepaßt und betragen im Unterschallbereich typischerweise $150 > d \text{ [mm]} > 24$ und im Überschallbereich $38 > d \text{ [mm]} > 10$.

SCHULTZ-GRUNOW [5] führte als einer der Ersten Windkanaluntersuchungen mit einer Waage in einer Unterschallströmung durch. Später nutzten BECHERT ET AL. [6] sowie LYNN ET AL. [7] diese Technologie zur Ermittlung der Widerstandsreduktion infolge unterschiedlicher Oberflächenstrukturen. Bei der Weiterentwicklung von Wandschubspannungswaagen ging man schnell zu kleineren Meßaufnehmern (Schwimmer) über, die in spezielle Waagengehäuse integriert werden. Messungen mit einer solchen Waage sind für den Unterschallbereich bei GAUDET [8] sowie bei BROWN & JOUBERT [9], NGUYEN ET AL. [10] und FREI & THOMANN [11] zu finden. Hier wurden unter anderem auch Messungen in Strömungen unter Einfluß von lokalen Druckgradienten durchgeführt, die detailliert die Problematik von Wandschubspannungsmessungen unter Einfluß von Druckgradienten in Strömungsrichtung beschreiben. So wirkt durch den Druckgradienten eine zusätzliche Kraft in Strömungsrichtung auf den Meßaufnehmer, darüber hinaus kann es zu Spalteffekten zwischen dem Schwimmer und dem Waagengehäuse kommen. Dies kann zu einer großen Beeinflussung der Meßergebnisse führen, die jedoch teilweise durch konstruktive Maßnahmen (Verkleinerung der Spalte etc.) minimiert werden kann. Erste Überschallmessungen sind in den Arbeiten von MCARTHUR [12]

sowie SQUIRE & SAVILL [13] zu finden, in denen die Waagen zum Nachweis einer Widerstandsreduktion durch Anwendung von Riblets eingesetzt wurden. Eine detaillierte Betrachtung der Wandschubspannungswaagen selbst stand dabei nicht im Vordergrund.

Ein quasi-direktes Verfahren stellt die Laser-Ölfilm-Interferometrie (TANNER [14]) dar. Dieses optische und damit berührungslose Verfahren nutzt die zeitabhängige Verformung eines sehr dünn auf eine Oberfläche aufgetragenen Öltröpfchens (bzw. Ölfilm), welche durch die herrschende Wandschubspannung hervorgerufen wird. Eine Laseroptik ermöglicht die Aufnahme der sich zeitlich ändernden Tropfendicke bzw. des Gradienten des Öltröpfchens. Dabei nutzt man die Tatsache, daß bei einer Zeit t nach Beginn der Anströmung die Verformung des Tropfens stromab mit $y = \mu \cdot x / \tau_w \cdot t$ beschrieben werden kann. Ein durch diesen Ölfilm passierendes Laserlicht wird sowohl von der Oberfläche des Körpers als auch von der Öloberfläche reflektiert, so daß es bei Superposition beider reflektierten Strahlen in der empfangenden Photodiode zu einer zeitlichen Signalveränderung (Interferenzmuster) abhängig von der Ausdehnung des Öltröpfchens kommt. Diese Information ermöglicht die Ermittlung der Wandschubspannung über eine Umwandlung in ein elektrisches Signal. TANNER [14] verdeutlichte diesen Zusammenhang an einer ebenen Platte sowie an einem Profil im Unterschall.

Darauf aufbauend erfolgten weitere Untersuchungen in Ablösegebieten (MATEER & MONSON [15], SILLER ET AL. [16], JOVIC & DRIVER [17], MONSON [18], FEYZI [19]) und teilweise in 3D-Strömungen, (KIM & SETTLES [20]). SETO & HORNUNG [21] integrierten, im Gegensatz zu den bereits genannten Untersuchungen, das Meßinstrumentarium in das Innere der zu untersuchenden Oberfläche, was eine erhebliche Modifikation des Versuchskörpers beinhaltete. Hier trifft der Laserstrahl nicht wie bei der herkömmlichen Methode auf die Meßoberfläche auf, sondern geht durch diese hindurch.

Im Überschallbereich durchgeführte Messungen sind in Arbeiten von DRIVER [22], GARRISON & SETTLES [23], WIDEMANN ET AL. [24] zu finden. Hier wurden besonders der Bereich um einen Verdichtungsstoß untersucht. SCHÜLEIN ET AL. [25] erweiterten die Ölfilminterferometrie für die flächige Ermittlung der Wandschubspannung im Überschallbereich, was für den Unterschallbereich von GARRISON & ACKERMAN [26] durchgeführt wurde. Bei allen hier erwähnten Untersuchungen stellt die Temperatur einen erheblichen Einflußfaktor dar. Diese wirkt sich stark auf die Viskosität des Öls und damit auf die „Ausdünnung“ des Öltröpfchens unabhängig von der Wandschubspannung aus. Zusätzlich kann die Oberflächenbeschaffenheit (Rauhigkeit) eine ungewollte Veränderung der für die Messung notwendigen Meßzeit verursachen. Zudem müssen für die Messungen konstante Strömungsbedingungen gewährleistet sein, was besonders beim Anfahren des Windkanals ein Problem darstellt.

2.2 Indirekte Wandschubspannungsmeßverfahren

Als eine der effektivsten und relativ einfach anzuwendenden indirekten Wandschubspannungsmeßtechniken gilt die Methode nach PRESTON [27]. Mit ihr kann über eine wandbündig anliegende Pitotsonde eine wandnahe Geschwindigkeit in der Grenzschicht ermittelt werden. Voraussetzung für die Anwendung dieser Methode ist die Gültigkeit des Wandgesetzes turbulenter Strömungen. Die Bestimmung der Wandschubspannung erfolgt über den Zusammenhang des mit einem Wandpitotrohr gemessenen Staudrucks und der Wandschubspannung in Form einer Kalibrationskurve. Untersuchungen, wie sie von REED ET AL. [28], SMITH & SMITS [29] sowie FINLEY & GAUDET [30] durchgeführt wurden, erweiterten den Anwendungsbereich der Prestonrohrmethode über die Berücksichtigung temperatur- und druckabhängiger Größen (Viskosität, Dichte) auf kompressible Strömungen.

Praktische Weiterentwicklungen des Prestonrohrverfahrens sind u.a. in Arbeiten von BERTELUD [31] und NITSCHKE ET AL. [3] zu finden. Bei der Sonde von BERTELUD [31] handelt es sich um eine Modifikation des Prestonrohres durch eine integrierte statische Druckbohrung stromab der Sondenspitze. Diese Anordnung läßt die Ermittlung des dynamischen Drucks in Wandnähe zu, unabhängig von der Position statischer Druckbohrungen auf der zu untersuchenden Oberfläche. Dies ist besonders bei Freiflugexperimenten an Tragflügeln von großem Interesse. Zum Einsatz kam diese Sonde u.a. in den Arbeiten von BERTELUD [32], YIP ET AL. [33] und KLAUSMEYER & LIN [34], wo sie in Freiflugversuchen an Unterschall- und Transonikprofilen eingesetzt wurde.

Die von NITSCHKE ET AL. [35] entwickelte Computational Preston Tube Method (CPM3) ermöglicht im Gegensatz zur klassischen Prestonrohrmethode die Bestimmung der Wandschubspannung ohne vorangehende Kalibration. Mit Hilfe eines parametrisierten Wandgesetzes wird über einen iterativen Prozeß die Wandschubspannung aus dem dynamischen Druck dreier Prestonrohre unterschiedlicher Durchmesser bestimmt. Verifiziert wird dieses Verfahren unter Einfluß verschiedener Strömungsparameter in inkompressiblen Strömungen durch die Arbeit von NITSCHKE [35]. Zur Ermittlung der Wandschubspannung an Windkanal-Profilmodellen in inkompressiblen, aber auch in transsonischen Strömungen, erfolgten bereits Untersuchungen von JØRGENSEN & NITSCHKE [36], NITSCHKE & SZODRUCH [37] sowie NITSCHKE ET AL. [38]. Aber auch im Freiflug zur Detektion der Transitionslage an einem Laminarhandschuh wurden mit dieser Methode von EWALD ET AL. [39] und WEISER ET AL. [40] Messungen der Wandschubspannungsverteilung durchgeführt.

Ein weiteres Druckmeßverfahren zur Bestimmung der Wandschubspannung stellt der Oberflächenzaun dar. Dieser besteht aus zwei Druckschlitzten, die durch eine quer zur Strömung angeordnete dünne Schneide, welche aus der Oberfläche ragt, voneinander getrennt werden. Die Höhe der Schneide sollte dabei möglichst im Bereich der viskosen Unterschicht liegen. Die ermittelte Druckdifferenz kann, in Anlehnung an das Prestonrohrverfahren, einer wandnahen Geschwindigkeit in halber Hindernishöhe zugeordnet werden. Diese kann dann über das einfache Wandgesetz der zähen Unterschicht ($u^+ = y^+$) mit der Wandschubspannung in Zusammenhang gebracht werden. Die Oberflächenzauntechnik wurde zunächst von KONSTANTINOV & DRAGNYSH [41] und später von RECHENBERG [42] im Unterschallbereich

in einfachen turbulenten Plattengrenzschichten angewendet. Wie beim Prestonrohrverfahren muß auch beim Oberflächenzaun die Zuordnung von Druck und Wandschubspannung über eine Kalibration erfolgen, die für jeden Zaun individuell erstellt werden muß. Untersuchungen in Gebieten lokaler Ablösung (FERNHOLZ ET AL. [43]) sowie in 3D-Strömungen (VAGT & FERNHOLZ [44], PONTIKOS & BRADSHAW [45]) führten zu einer Erweiterung des Anwendungsbereiches im Unterschall, wobei letzteres ein Ausrichten der Sensoren während der Messungen erfordert. Ausgehend vom inkompressiblen Fall zeigten FIORE & SCAGG [46] die Übertragbarkeit der Standardkalibration für den inkompressiblen Fall eines Oberflächenzauns auf den kompressiblen Strömungsfall unter Berücksichtigung der temperaturabhängigen Strömungsgrößen in der Kalibrationsvorschrift. Mit dem von WEISER ET AL. [47] entwickelten Oberflächendraht konnte der konstruktive Aufwand eines Oberflächenzauns reduziert werden. Bei dieser Methode befindet sich als Hindernis zwischen zwei Druckbohrungen ein wandbündig anliegender dünner Draht bekannter Dicke. Die Kalibration, die wie beim Oberflächenzaun durchgeführt wird, ist im Gegensatz zu diesem weitgehend unabhängig vom Drahtdurchmesser und wurde erfolgreich in ersten Versuchen in einer turbulenten Strömung getestet.

Neben den auf Druckmessungen basierenden Methoden existieren eine Reihe von thermoelektrischen Wandschubspannungsmeßverfahren. In erster Linie ist hier die Oberflächenheißfilmtechnik zu nennen. Der Heißfilmsensor besteht aus einem kleinen elektrisch beheizten Wanelement. Das physikalische Prinzip des Oberflächenheißfilms basiert auf der Analogie der konvektiven Wärmeabgabe des beheizten Wanelementes an die Strömung und der lokalen Wandschubspannung (REYNOLDS-Analogie). Gemessen wird hierbei die für die Aufheizung benötigte Wärmeleistung des Sensors, mit der über eine Kalibration der Zusammenhang mit der Wandschubspannung beschrieben werden kann.

FAGE & FALKNER [48] zeigten als erste den Zusammenhang zwischen der Wärmeabgabe und der Wandschubspannung für einen Heißfilmsensor in einer laminaren Unterschallströmung. Der Einfluß aufgeprägter Druckgradienten in turbulenten Unterschallströmungen wurde bereits von LUDWIG & TILLMANN [49] untersucht, wobei sich eine Abhängigkeit zwischen den Spannungssignalen und den Druckgradienten zeigte, die eine Korrektur der Kalibrierung erfordert. Ausgehend von diesem Strömungsfall konzentrieren sich BELLHOUSE & SCHULTZ [50] auf die Übertragung der Heißfilmkalibration auf laminare Strömungen.

Bei HASELBACH & NITSCHKE [51] und HASELBACH [52] finden sich eingehende Untersuchungen im Hinblick auf eine Wandschubspannungserfassung in Strömungsrichtung mit eng gestaffelten Heißfilmen (Array), die den Zusammenhang zwischen Heißfilmsignal, Sensorabstand sowie dem Substratmaterial beschreiben. Bezüglich der Sensorkalibration hat dieser einen starken Einfluß auf die Genauigkeit der Wandschubspannungsmessung in inkompressiblen als auch kompressiblen Strömungen. Die Arbeit von GARTENBERG ET AL. [53] beschreibt diese Problematik für kryogene Strömungsbedingungen.

Weiterhin sind die qualitativen Wandschubspannungsuntersuchungen von MEIER & KREPLIN [54], JOHNSON & CARRAWAY [55], COUSTEIX ET AL. [56], KREPLIN & HÖHLER [57], KORNBERGER [58], SWOBODA [59] und MANGALAM ET AL. [60] zu nennen, die in Ablöse-

gebieten, transitionalen oder stoßbehafteten Strömungen mit eng gestaffelten Heißfilmsensoren (Arrays) an Profilen unter Labor- und Freiflugbedingungen durchgeführt wurden.

Eine räumliche Erfassung der Wandschubspannung kann mit der Flüssigkristallmethode erfolgen. Mit dieser ist eine flächendeckende Erfassung der Wandschubspannung auf optischem Wege möglich. Die Flüssigkristalle bestehen aus eben angeordneten Molekülen, welche durch Reibung, aber auch durch Temperatur an der Oberfläche ausgerichtet, die Fähigkeit aufweisen, das Licht in Form eines Farbspektrums zu reflektieren. Aufgrund der Temperatur- bzw. Wandschubspannungsänderung in der Grenzschicht wechselt die Flüssigkristallschicht ihre Farbe, was gleichzeitig Information über den Grenzschichtzustand gibt. Für die Aufnahme dieser Farbdaten wird lediglich eine CCD-Kamera benötigt (KASAGI ET AL. [61], GALL & HOLMES [62]), wobei die räumliche Auflösung der Flüssigkristallschicht sehr stark vom Untergrundmaterial abhängt. Für die notwendige Kalibration wird ein Referenzinstrument (z.B. Thermoelement) benötigt, mit dem die Temperaturverteilung an der zu untersuchenden Oberfläche ermittelt werden kann. REDA & MURATORE [63] und HOANG ET AL. [64] befaßten sich in ihren Arbeiten eingehender mit dem Problem des Beleuchtungs- und Aufnahmewinkels, die neben der Temperatur einen zusätzlichen Einfluß auf die Kalibration und damit auf die Erfassung der Wandschubspannung ausüben und noch einige eingehende Untersuchungen verlangen.

Technik	Methode	Prinzip	Kalibration
optische Verfahren	Laser-Ölfilm-Interferometrie (direkt)	Verformung eines Ölfilms durch τ_w	Nein
	Flüssigkristalltechnik (indirekt)	Reflektion von Licht durch Temperaturänderung	Ja
	Infrarot-Thermographie (indirekt)	Grenzschichtgleichung / instationäre Wärmeleitungsgleichung	Ja
Druckmeßverfahren	Prestonrohr (indirekt)	Wandgesetz	Ja
	Comp. Preston Tube Method (indirekt)	erweitertes Wandgesetz	Nein
	Oberflächenzaun / Oberflächendraht (indirekt)	Ähnlichkeitsgesetz der viskosen Unterschicht	Ja
thermo-elektrische/elektrische Verfahren	Oberflächenheißfilm (indirekt)	Reynoldsanalogie	Ja
	Wandpulsdraht (indirekt)	Wandgesetz	Ja
mechanische Verfahren	Wandschubspannungswaage (direkt)	Kraftmessung	Nein

Tabelle I: Charakteristik verschiedener Wandschubspannungsmeßverfahren

Daneben existiert das Verfahren der IR-Thermographie. Diese stellt eine Kombination aus Laser- und Infrarottechnik dar und befindet sich erst in den Anfängen ihrer Entwicklung.

Mit einer Infrarotkamera wird dabei unter Ausnutzung der Abkühlung eines mit einem Laser erwärmten Punktes auf einer Oberfläche durch die ankommende Strömung diese Temperaturänderung aufgenommen und digitalisiert. Diese Veränderung der Oberflächentemperatur wird für die Grenzschichtgleichung und die instationäre Wärmeleitungsgleichung genutzt, um den Wärmetransport in die Oberfläche bzw. den Wärmetransport von Struktur und Strömung zu beschreiben. MAYER ET AL. [65] entwickelten und untersuchten dieses Verfahren in einer inkompressiblen laminaren Grenzschicht im Vergleich zur Theorie von BLASIUS. Dabei wurde über eine zusätzliche Glättung der Meßwerte eine Genauigkeit von maximal $\pm 10\%$ $c_{f,Blasius}$ erzielt.

Als weiteres Meßverfahren sei hier noch das Wandpulsdrahtverfahren genannt. Hierbei handelt es sich ebenfalls um ein thermo-elektrisches Verfahren, bei dem sich drei gespannte Drähte (ein Sendedraht, zwei Empfangsdrähte) in Wandnähe befinden. Gemessen wird die Laufzeit eines thermischen Impulses des mittleren Sendedrahtes, welcher von der Strömung transportiert wird und auf einen der beiden Empfangsdrähte trifft. Über die aus der Flugzeit ermittelten wandnahen Geschwindigkeit kann, wie beim Prestonrohrverfahren, die Zuordnung der gemessenen Geschwindigkeit bzw. Taktzahl und der Wandschubspannung über eine Kalibration erfolgen. Durch die Anordnung des Pulsdrahtes mit je einem Empfangsdraht davor und dahinter ist auch die Messung in Rückströmungsgebieten möglich. DIANAT & CASTRO [66] und FERNHOLZ ET AL. [43] testeten dieses Verfahren erfolgreich in Ablösegebieten von Unterschallströmungen. Aufgrund der begrenzten zeitlichen Auflösung des Signals bleibt der Einsatzbereich dieser Methode jedoch auf den Unterschall begrenzt.

In Tabelle I findet sich eine Auflistung der gebräuchlichen Wandschubspannungsmeßtechniken, geordnet nach ihren charakteristischen Merkmalen.

2.3 Zielsetzung der Arbeit

Zusammenfassend kann anhand der vorliegenden Literatur festgestellt werden, daß die Einsatzfähigkeit der in der Übersicht genannten direkten und indirekten Wandschubspannungsmeßverfahren für transsonische Profilumströmungen (starke Profilkrümmung, Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung etc.) nicht hinreichend untersucht wurde. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt daher auf der vergleichenden Anwendung bzw. auch Erweiterung verschiedener Wandschubspannungsmeßtechniken im Hinblick auf deren Verwendung für transsonische Grenzschichtströmungen. In diesem Rahmen werden unterschiedliche Verfahren unter den für transsonische Flügelprofile typischen Strömungsbedingungen im Windkanal untersucht. Ausgehend von diesen Ergebnissen soll eine Analyse der Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Meßtechniken Aufschluß über mögliche Einsatzspektren geben, die unter den Gesichtspunkten der Genauigkeit der Meßergebnisse sowie des Gültigkeitsbereiches der Auswertalgorithmen betrachtet werden. Konkret werden in den Versuchen die Einflüsse von Kompressibilität, Druckgradient sowie Verdichtungsstößen untersucht. Bei den für diese Un-

tersuchungen eingesetzten Verfahren handelt es sich primär um gängige Wandschubspannungsmeßverfahren wie z.B. die Prestonrohrmethode (CPM3-Verfahren), den Oberflächendraht, den Oberflächenheißfilm sowie als Vergleichsnormale eine direkt messende Wandschubspannungswaage. Zusätzlich wird ein am ILR entwickelter Piezowandschubspannungssensor in einem ersten Versuch in die Meßreihe aufgenommen. Zu überprüfen ist dabei insbesondere auch die Anwendung von bereits existierenden Kalibrations- sowie Korrekturzusammenhängen für transsonische Grenzschichtzustände. Das Einsatzspektrum dieser Verfahren wird mit diesen Untersuchungen insbesondere auch auf den transsonischen Bereich erweitert, wobei die angestrebte Genauigkeit in einem Bereich von $\Delta\tau_w = 5\%$ liegen soll.

Der Hauptabschnitt (Kap.5) beschäftigt sich zunächst generell mit Untersuchungen in einer transsonischen Wandgrenschicht, die einen Druckanstieg sowie Druckabfall erfährt. Dann werden der Ablösebereich hinter einem Keil und das Strömungsfeld im Bereich eines senkrechten Verdichtungsstoßes untersucht. Schließlich wird in einem ersten Versuch die Anwendung eines Oberflächendraht- sowie eines Oberflächenheißfilm-Arrays an einem Transsonikprofil (LV2) in einer laminaren, transitionalen und turbulenten Grenzschicht vorgestellt.

3. Theoretischer Hintergrund

Zur experimentellen Bestimmung der Wandschubspannung benötigt die dazu erforderliche Kalibrierung die Bereitstellung von Grenzschichtähnlichkeitsgleichungen sowie eine Beziehung zwischen Wärmeübergang und Wandschubspannung. Dabei ist in Hinblick auf die Anwendung für praxisnahe Strömungsfälle (z.B. Transsonikprofile) insbesondere der Druckgradient zu berücksichtigen.

3.1 Grenzschichtgesetze

Die Ermittlung der lokalen Wandschubspannung z.B. mit Hilfe von Drucksonden (Prestonsonde, Oberflächendraht, -zaun) erfolgt durch Aufnahme geschwindigkeitsproportionaler Drücke in Wandnähe. Mit der daraus resultierenden Geschwindigkeit läßt sich dann sowohl für inkompressible als auch kompressible Strömungsgrenzschichten ein eindeutiger Zusammenhang zur lokalen Wandschubspannung über Standardkalibrationsfunktionen herstellen, wenn Grenzschichtähnlichkeitsgesetze Gültigkeit besitzen.

Betrachtet man eine stationäre kompressible Strömung, in der die Stoffwerte als veränderlich anzusehen sind, lautet das Gleichungssystem für die im Mittel stationäre kompressible 2D-Grenzschicht (JISCHA [67]):

$$\text{Kontinuitätsgleichung} \quad \frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot v)}{\partial y} = 0 \quad , \quad (3.1)$$

$$\text{Impulsgleichung} \quad \rho \cdot u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho \cdot v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad , \quad (3.2)$$

$$\text{Energiegleichung} \quad c_p \cdot \left(\rho \cdot u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho \cdot v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = u \frac{dp}{dx} - \frac{\partial q}{\partial y} + \tau \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad . \quad (3.3)$$

Für u , v , ρ und T werden in stationären turbulenten Strömungen in erster Näherung die zeitlichen Mittelwerte verwendet werden. Aufgrund der temperaturabhängigen Transportkoeffizienten $\mu(T)$, $\lambda(T)$ und der spezifischen Wärmekapazität $c_p(T)$ sowie der Dichte $\rho(T)$ besteht eine Kopplung des Gleichungssystems (Gl. 3.1 – 3.3) bzw. zwischen der Temperatur- und Geschwindigkeitsgrenzschicht. Zudem gilt die thermische Zustandsgleichung

$$p = \rho \cdot R \cdot T \quad .$$

Die Gesamtschubspannung und der Wärmestrom in der Impuls- und Energiegleichung setzen sich je nach Grenzschichtzustand zusammen aus

$$\tau = \overset{\text{molekulare Schubspannung}}{\mu \cdot \frac{\partial u}{\partial y}} - \overset{\text{REYNOLDSSche Schubspannung}}{\rho \cdot \overline{u' \cdot v'}} \quad , \quad (3.4)$$

$$q = \overset{\text{molekularer Wärmestrom}}{-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial y}} + \overset{\text{REYNOLDSScher Wärmestrom}}{\rho \cdot c_p \cdot \overline{T' \cdot v'}} \quad . \quad (3.5)$$

Für Strömungen an ebenen Wänden mit vernachlässigbaren Druckgradienten ($dp/dx \approx 0$) sowie mit $v = 0$ ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung (Gl. 3.1) wegen $\partial v / \partial y = 0$ auch $\partial u / \partial x = 0$. Von der Impulsgleichung (Gl. 3.2) verbleibt damit nur

$$0 = \frac{d\tau}{dy} \quad . \quad (3.6)$$

Die Schubspannung τ in Gl. 3.6 entspricht an der Wand ($y = 0$) der lokalen Wandschubspannung, die durch

$$\tau_w = \mu \cdot \frac{du}{dy} \quad (3.7)$$

definiert ist. Über die Wandschubspannung ist auch die Wandschubspannungsgeschwindigkeit zu

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.8)$$

definiert, die mit dem Betrag einer Geschwindigkeit eine charakteristische Grenzschichtgröße in Wandnähe darstellt. Sie findet insbesondere in Grenzschichtähnlichkeitsgesetzen Verwendung, z.B. dem Gesetz der viskosen Unterschicht, das einen linearen Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit und Wandabstand definiert

$$u^+ = y^+ \quad (3.9)$$

und unmittelbar aus der Wandhaftbedingung (Gl. 3.7) hergeleitet wird. Die hierbei verwendeten dimensionslosen Größen u^+ und y^+ sind Ähnlichkeitsparameter der dimensionslosen Geschwindigkeit bzw. des Wandabstandes, die mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit gebildet werden:

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad , \quad y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \quad . \quad (3.10)$$

Das Gesetz der viskosen Unterschicht (Gl. 3.9) mit den Ähnlichkeitsparametern aus Gl. 3.10 bildet die Basis der Standardkalibrationsfunktion für die in dieser Arbeit verwendeten Oberflächendrahtmethode bzw. den prinzipgleichen Piezowandschubspannungssensor.

Im Gegensatz zur viskosen Unterschicht kann in turbulenten Grenzschichtbereichen der molekulare Schubspannungsanteil vernachlässigt werden, da hier die turbulenten Schubspannungsanteile dominieren. Damit setzt sich die Schubspannung nach Gl. 3.4 lediglich aus der REYNOLDSSchen Schubspannung zusammen

$$\tau = -\rho \cdot \overline{u' \cdot v'} \quad . \quad (3.11)$$

PRANDTL (JISCHA [67]) beschreibt die in turbulenten Bereichen auftretende Querbewegung der Fluidteilchen (bzw. die Schwankungsgrößen u' und v') durch Einführung einer Mischungsweglänge. Diese stellt die freie Weglänge dar, die ein Fluidteilchen mit einer mittleren Geschwindigkeit zurücklegt, bis es mit einem anderen Teilchen zusammenstößt. Die Mischungsweglänge ist dabei als Produkt aus der VAN KARMAN-Konstanten κ und dem Wandabstand definiert, was unter der Bedingung $u' \approx v' = l \cdot (du/dy)$ zum PRANDTLschen Mischungswegansatz

$$-\rho \cdot \overline{u' \cdot v'} = \rho \cdot l^2 \cdot \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad , \quad (3.12)$$

mit $l = \kappa \cdot y$ und $\kappa = 0.4$

führt. Eingesetzt in die Schubspannungsgleichung (Gl. 3.11) folgt damit der Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit und dem Wandabstand,

$$\tau = \rho \cdot \left[\kappa \cdot y \cdot \left(\frac{du}{dy} \right) \right]^2 \quad | : \rho \quad | \sqrt{\quad} \quad (3.13)$$

$$u_\tau = \kappa \cdot y \cdot \frac{du}{dy} \quad | : (\kappa \cdot y) \quad | \cdot dy \quad \Rightarrow \quad \frac{u_\tau}{\kappa} \int \frac{1}{y} dy = \int du$$

$$u_\tau \cdot \frac{1}{\kappa} \cdot \ln y + C = u \quad . \quad (3.14)$$

Nach Einführung der Ähnlichkeitsparameter aus Gl. 3.10 geht Gl. 3.14 in das logarithmische Wandgesetz

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln y^+ + C^* \quad , \quad \text{mit} \quad C^* = 5.24 \quad (3.15)$$

über, das die universelle Geschwindigkeitsverteilung im vollturbulenten Grenzschichtbereich beschreibt. Die VAN KARMAN Konstante κ und die Integrationskonstante C^* sind dabei experimentell ermittelte Größen.

In Hinblick auf eine Formulierung der Geschwindigkeitsverteilung, mit der die viskose Unterschicht sowie der turbulente Bereich beschrieben wird, führte VAN DRIEST [68] einen Dämpfungsterm im Mischungswegansatz ein. Ausgehend von der PRANDTL'schen Mischungsweglänge sowie der VAN KARMAN Konstanten und unter Einführung des Dämpfungsansatzes mit der Konstanten A lautet die Mischungsweglänge

$$l = \kappa \cdot y \cdot \left(1 - e^{-y^+/A^+} \right)^2 \quad (3.16)$$

mit $A^+ = \frac{A \cdot u_\tau}{\nu}$ (VAN DRIEST Dämpfungskonstante) .

Die Schubspannung aus Gl. 3.4, die den molekularen als auch turbulenten Anteil beinhaltet, lautet

$$\tau = \mu \cdot \frac{du}{dy} + \rho \cdot \left[\kappa \cdot y \cdot \left(1 - e^{-y^+/A^+} \right) \right]^2 \cdot \left(\frac{du}{dy} \right)^2$$

bzw.

$$u_\tau^2 = \nu \cdot \frac{du}{dy} + \left[\kappa \cdot y \cdot \left(1 - e^{-y^+/A^+} \right) \right]^2 \cdot \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad (3.17)$$

Werden die Größen du und dy durch ihre transformierten Größen $du = du^+ \cdot u_\tau$ sowie $dy = dy^+ \cdot \nu / u_\tau$ dargestellt, geht Gl. 3.17 über in

$$\begin{aligned} u_\tau^2 &= u_\tau^2 \cdot \frac{du^+}{dy^+} + \left[\kappa \cdot y^+ \cdot \left(1 - e^{-y^+/A^+} \right) \right]^2 \cdot u_\tau^2 \cdot \left(\frac{du^+}{dy^+} \right)^2 \quad | : u_\tau^2 \quad | -1 \\ 0 &= \frac{du^+}{dy^+} + \left[\kappa \cdot y^+ \cdot \left(1 - e^{-y^+/A^+} \right) \right]^2 \cdot \left(\frac{du^+}{dy^+} \right)^2 - 1 \quad | : \left[\kappa \cdot y^+ \cdot \left(1 - e^{-y^+/A^+} \right) \right]^2 \\ 0 &= \left(\frac{du^+}{dy^+} \right)^2 + \frac{du^+}{dy^+} \cdot \frac{1}{\left[\kappa \cdot y^+ \cdot \left(1 - e^{-y^+/A^+} \right) \right]^2} - \frac{1}{\left[\kappa \cdot y^+ \cdot \left(1 - e^{-y^+/A^+} \right) \right]^2} \quad (3.18) \end{aligned}$$

Nach Auflösung von Gl. 3.18 über die p-q-Formel erhält man eine Gleichung für den dimensionslosen Geschwindigkeitsgradienten

$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4 \cdot \left[\kappa \cdot y^+ \cdot \left(1 - e^{-y^+/A^+} \right) \right]^2}} \quad (3.19)$$

und durch Integration von Gl. 3.19 schließlich das Wandgesetz nach VAN DRIEST [70].

$$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{2 \cdot dy^+}{1 + \sqrt{1 + 4 \cdot \left[\kappa \cdot y^+ \left(1 - e^{-y^+/A^+} \right) \right]^2}} \quad (3.20)$$

Dieses sogenannte universelle Wandgesetz besitzt in dieser Form nur für Gleichgewichtsgrenzschichten mit $dp/dx \approx 0$ seine Gültigkeit und bildet die Basis für die Bestimmung der Wandschubspannung z.B. mit Hilfe der Prestonrohrmethode. Bild 3.1 zeigt einen Vergleich der Wandgesetze (Gl. 3.9/ 3.15) im Vergleich zum Wandgesetz von VAN DRIEST (Gl. 3.20).

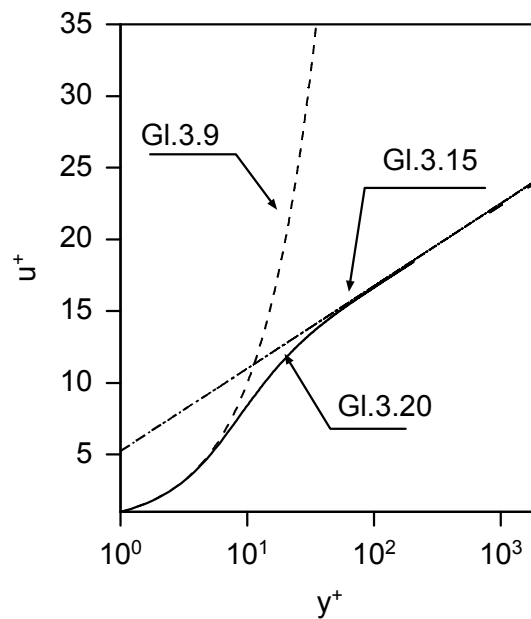


Bild 3.1: Grenzschichtähnlichkeitsgesetze

Die bisherige Betrachtung der Geschwindigkeitsgrenzschicht beschränkte sich auf den Fall vernachlässigbarer Druckgradienten. In Grenzschichten, in denen der Druckgradient als nicht zu vernachlässigen anzusehen ist ($dp/dx \neq 0$), muß der von Druckgradienten abhängige Term in den Grenzschichtgleichungen berücksichtigt werden. Unter den bereits für Gl. 3.6 genannten Voraussetzungen ($\partial u/\partial x = 0$, $\partial v/\partial y = 0$) lautet die Impulsgleichung (Gl. 3.2) damit

$$0 = -\frac{dp}{dx} + \frac{d\tau}{dy} \quad (3.21)$$

Nach Integration von Gl. 3.21 über die Wandkoordinate y

$$\int_0^y \frac{dp}{dx} dy = \int_0^y \frac{d\tau}{dy} dy \quad ,$$

erhält man für $dp/dx = \text{konstant}$ die Schubspannung τ

$$\tau = \frac{dp}{dx} \cdot y + C$$

mit $C (y = 0) = \tau_w$

$$\tau = \frac{dp}{dx} \cdot y + \tau_w \quad . \quad (3.22)$$

Mit dieser Überlegung führte SZABLEWSKI [69] eine Erweiterung des Wandgesetzes von VAN DRIEST (Gl. 3.20) auf Grenzschichten mit Druckgradienten durch. Ausgehend von der umgeformten Gl. 3.22

$$\frac{\tau}{\tau_w} = \frac{dp}{dx} \cdot y \cdot \frac{1}{\tau_w} + 1$$

folgt mit $y = \frac{y^+ \cdot \nu}{u_\tau}$

über $\frac{\tau}{\tau_w} = \frac{dp}{dx} \cdot \frac{y^+ \cdot \nu}{u_\tau} \cdot \frac{1}{\tau_w} + 1 \quad ,$

und mit dem dimensionslosen Druckgradienten

$$p^+ = \frac{\nu}{\rho \cdot u_\tau^3} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (3.23)$$

das Schubspannungsverhältnis

$$\frac{\tau}{\tau_w} = p^+ \cdot y^+ + 1 \quad . \quad (3.24)$$

Mit Gl. 3.24 kann die Mischungsweglänge, wie sie von VAN DRIEST [70] formuliert wurde (Gl. 3.16), in folgender Weise erweitert werden:

$$l = \kappa \cdot y \cdot \left(1 - e^{-\frac{y \cdot u_\tau}{A^+ \cdot \nu}} \right) = \kappa \cdot y \cdot \left(1 - e^{-\frac{y}{A^+} \cdot \frac{\sqrt{\tau}}{\nu} \cdot \sqrt{\rho}} \right)$$

$$l = \kappa \cdot y \cdot \left(1 - e^{-\frac{y}{A^+} \frac{1}{v} \sqrt{\frac{\tau_w \cdot (p^+ \cdot y^+ + 1)}{\rho}}} \right)$$

$$l = \kappa \cdot y \cdot \left(1 - e^{-\frac{y^+}{A^+} \sqrt{1 + p^+ \cdot y^+}} \right) \quad (3.25)$$

Wird nun Gl. 3.25 für die Ausgangsgleichung des VAN DRIESTschen Wandgesetzes (Gl. 3.20) verwendet, so ergibt sich folgende erweiterte Form für das Wandgesetz unter Einfluß eines Druckgradienten (SZABLEWSKI [69]) :

$$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{2 \cdot (1 + p^+ \cdot y^+) dy^+}{1 + \sqrt{1 + 4 \cdot (\kappa \cdot y^+)^2 \cdot (1 + p^+ \cdot y^+) \cdot \left(1 - e^{-\frac{y^+}{A^+} \sqrt{1 + p^+ \cdot y^+}} \right)^2}} \quad (3.26)$$

Bild 3.1 zeigt exemplarisch die aus dieser Gleichung berechneten dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile für unterschiedliches p^+ , wobei insbesondere der für positive Druckgradienten belastete Grenzschichten typische Wendepunkt in den u -Profilen deutlich wird. Für negatives p^+ ist Gl. 3.26 nicht lösbar, jedoch behält für einen breiten Bereich negativer Druckgradienten das logarithmische Wandgesetz (Gl. 3.15) seine Gültigkeit.

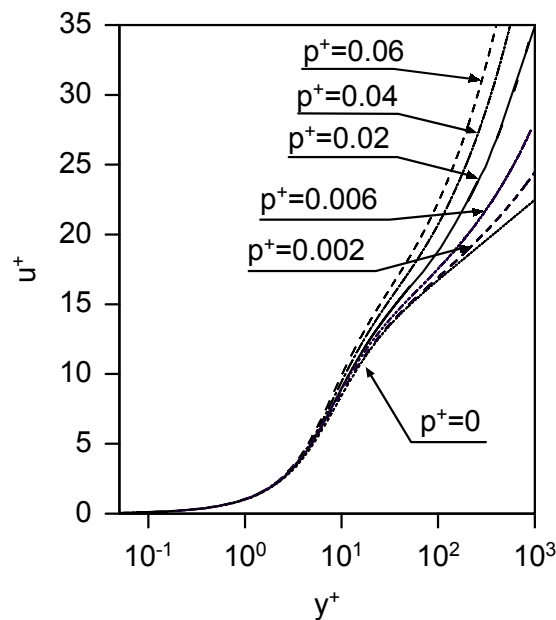


Bild 3.2: Wandgesetz nach SZABLEWSKI (Gl. 3.26) für eine turbulente Grenzschicht mit positiven Druckgradienten

Für die Bestimmung der Wandschubspannung mit Hilfe der CPM3-(Triple-) Sonde stützt sich die iterative CPM3-Methode auf das von SZABLEWSKI [69] erweiterte Wandgesetz (Gl. 3.26).

3.2 Erweiterung auf kompressible Grenzschichten

Einen Ansatz zur Erweiterung des logarithmischen Wandgesetzes (Gl. 3.15) auf den kompressiblen Bereich stellt ROTTA [70] vor. Als Ausgangsgleichungen für seine Betrachtung verwendet er die Kontinuitätsgleichung (Gl. 3.1), die NAVIER-STOKES-Gleichung sowie die voll ausgeschriebene 3D-Energiegleichung. Über y integriert und mit den Randbedingungen für $y = 0$, nämlich

$$u = v = w = 0 \quad , \quad q_w = \lambda_w \cdot dT/dy$$

und

$$\tau_w = \mu_w \cdot \left(\frac{du}{dy} \right)_w \quad (3.27)$$

bilden diese folgendes Gleichungssystem:

Kontinuitätsgleichung

$$\rho \cdot \bar{v} = 0$$

NAVIER-STOKES-Gleichungen

$$\tau_w = -\rho \cdot \overline{v' \cdot u'} + \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (3.28)$$

3D-Energiegleichung

$$\begin{aligned} q_w = & -\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v \cdot \left(\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2} \right) - c_p \cdot \rho \cdot \overline{v' \cdot T'} + \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial y} + u \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \\ & 2 \cdot v \cdot \mu \cdot \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \cdot v \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + w \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (3.29)$$

Gl. 3.29 läßt sich mit Gl. 3.28 auf die physikalisch anschaulichere Form

$$-c_p \cdot \rho \cdot \overline{v' \cdot T'} + \lambda \cdot \frac{dT}{dy} = q_w - u \cdot \tau_w - D_\tau - D_\mu \quad (3.30)$$

bringen, wenn die in dieser Gleichung verbleibenden Terme als turbulente Energiediffusion

$$D_\tau = -\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v \cdot \left(\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2} \right) + u \cdot \rho \cdot \overline{u' v'}$$

und viskose Energiediffusion

$$D_\mu = u \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + 2 \cdot v \cdot \mu \cdot \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \cdot v \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + w \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) - u \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

zusammengefaßt werden. Um nun eine numerische Bestimmung für dieses Gleichungssystem zu ermöglichen, wird die turbulente Prandtlzahl

$$\text{Pr}_t = \frac{\overline{u' \cdot v'}}{\overline{v' \cdot T'}} \cdot \frac{\partial T / \partial y}{\partial u / \partial y} \quad (3.31)$$

als konstant angenommen. Werden die Energiediffusionen (D_τ , D_μ) vernachlässigt und die Korrelation der Schwankungsgrößen $\overline{v' \cdot T'}$ über die turbulente Prandtlzahl (Gl. 3.31) sowie $\overline{u' \cdot v'}$ über Gl. 3.4 (mit $\tau = \tau_w$) ausgedrückt, läßt sich nach NITSCHKE [82] Gl. 3.30 vereinfachen:

$$q_w - u \cdot \tau_w = \lambda \frac{dT}{dy} - \left(\mu \cdot \frac{du}{dy} - \tau_w \right) \cdot \frac{c_p}{\text{Pr}_t} \cdot \frac{dT}{dy} \cdot \frac{dy}{du} \quad (3.32)$$

Mit der molekularen Prandtlzahl

$$\text{Pr} = \frac{c_p \cdot \mu}{\lambda} \quad (3.33)$$

ergibt sich dann aus Gl. 3.32 für die Temperaturgrenzschicht die dimensionsbehaftete Differentialgleichung

$$\frac{dT}{dy} = \frac{q_w - u \cdot \tau_w}{c_p \cdot \left[\frac{\tau_w}{\text{Pr}_t} \cdot \frac{dy}{du} + \mu \cdot \left(\frac{1}{\text{Pr}} - \frac{1}{\text{Pr}_t} \right) \right]} \quad (3.34)$$

Mit dem Wärmestromparameter

$$\beta_q = \frac{q_w}{\rho_w \cdot c_{p,w} \cdot u_\tau \cdot T_w} \quad , \quad (3.35)$$

den Transformationsgleichungen für die Geschwindigkeit $du = du^+ \cdot u_\tau$, dem Wandabstand $dy = dy^+ \cdot v^+ / u_\tau$ sowie der Temperatur $dT = dT^+ \cdot T_w$ läßt sie sich zu folgender Gleichung umformen:

$$\frac{dT^+}{dy^+} = \frac{1 - (u \cdot \tau_w) / q_w}{\frac{c_p}{c_{p,w}} \cdot \left[\frac{1}{\text{Pr}_t} \cdot \frac{dy^+}{du^+} + \frac{\rho}{\rho_w} \cdot \left(\frac{1}{\text{Pr}} - \frac{1}{\text{Pr}_t} \right) \right]} \quad (3.36)$$

ROTTA [70] definiert nun die dimensionslose Wandschubspannungsmachzahl

$$M_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\gamma \cdot p_w}} = \frac{u_\tau}{a_w} \quad , \quad (3.37)$$

die mit der Schallgeschwindigkeit an der Wand

$$a_w = \sqrt{(\gamma - 1) \cdot c_p \cdot T_w} \quad (\gamma = 1.4)$$

gebildet wird. Damit ergibt sich aus Gl. 3.36 der dimensionslose Temperaturgradient

$$\frac{dT^+}{dy^+} = \frac{1 - \frac{\rho}{\rho_w} \cdot \frac{M_\tau}{\beta_q} \cdot M \cdot (\gamma - 1)}{\frac{c_p}{c_{p,w}} \cdot \left[\frac{1}{Pr_t} \cdot \frac{dy^+}{du^+} + \frac{\rho}{\rho_w} \cdot \left(\frac{1}{Pr} - \frac{1}{Pr_t} \right) \right]} \quad . \quad (3.38)$$

Aus dem resultierenden Gleichungssystem, bestehend aus Gl. 3.6, Gl. 3.10, Gl. 3.19, Gl. 3.32, dem Potenzgesetz für die Viskosität

$$\mu = \mu_w \cdot \left(\frac{T}{T_w} \right)^\omega \quad (3.39)$$

sowie der allgemein gebräuchlichen Form für $p = p_w$ unter Vernachlässigung der Dichteschwankungen

$$\rho \cdot T = \rho_w \cdot T_w$$

können dann die Geschwindigkeits- und die Temperaturverteilung in Abhängigkeit von der Wandschubspannungsmachzahl und der Wärmestromparameter bestimmt werden. Für den vollturbulenten Bereich formulierte ROTTA [70] eine Vereinfachung dieses Differentialgleichungssystems. Über eine geschlossene Integration des o.g. Gleichungssystems erhält man als asymptotische Lösung

$$u = u_\tau \cdot \left[\frac{\sqrt{C_1}}{\sqrt{Pr_t \cdot \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_\tau^2}} \cdot \sin \left[\sqrt{Pr_t \cdot \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_\tau^2} \cdot \left(\frac{1}{\kappa} \cdot \ln y^+ + C_2 \right) \right] + \frac{\beta_q}{(\gamma-1) \cdot M_\tau^2} \cdot \left\{ 1 - \cos \left[\sqrt{Pr_t \cdot \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_\tau^2} \cdot \left(\frac{1}{\kappa} \cdot \ln y^+ + C_2 \right) \right] \right\} \right] \quad (3.40)$$

und
$$T = T_w \cdot \left[\text{Pr}_t \cdot \beta_q \cdot \frac{u}{u_\tau} - \text{Pr}_t \cdot \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_\tau^2 \cdot \left(\frac{u}{u_\tau} \right)^2 + C_1 \right] . \quad (3.41)$$

Die beiden Integrationskonstanten C_1 und C_2 sind nach ROTTA [70] jeweils Funktionen von β_q und M_τ mit

$$C_1 = 1 - 3.4 \cdot \beta_q - 0.2 \cdot M_\tau$$

$$C_2 = 5.2 + 95 \cdot M_\tau^2 - 30.7 \cdot \beta_q + 226 \cdot \beta_q^2 .$$

Die Bilder 3.3a und 3.3b zeigen die Ergebnisse der geschlossenen sowie der asymptotischen Lösung (gestrichelt) von ROTTA [70]. In Bild 3.3a für $\beta_q = 0$ und variables M_τ nimmt das Verhältnis u/u_τ für konstanten Wandabstand und zunehmender Wandschubspannungsmachzahl ab. Das gleiche Verhalten ist auch im Fall der Temperaturprofile zu erkennen.

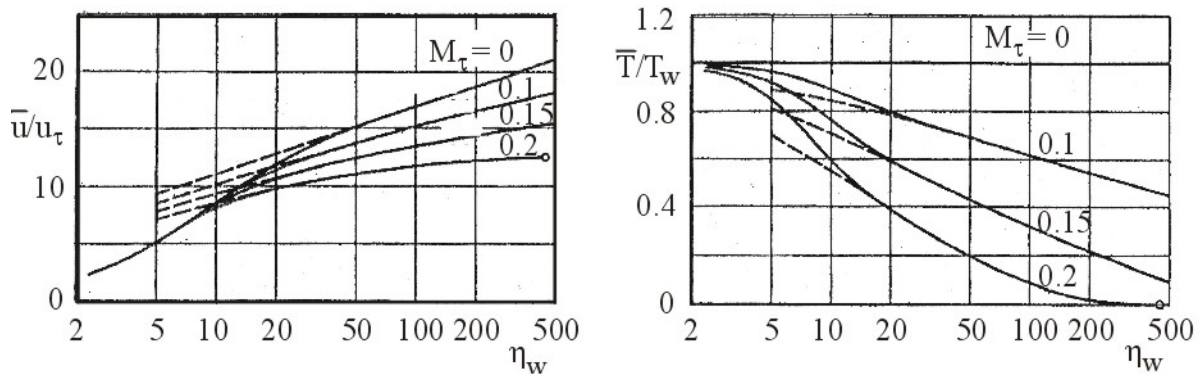


Bild 3.3a: Theoretische Geschwindigkeitsverteilung (a) und Temperaturverteilung (b) unter Einfluß der Wandschubspannungsmachzahl bei verschwindenden Wärmestromparameter ($\beta_q = 0$, $\eta_w = y_w^+$, ROTTA [70])

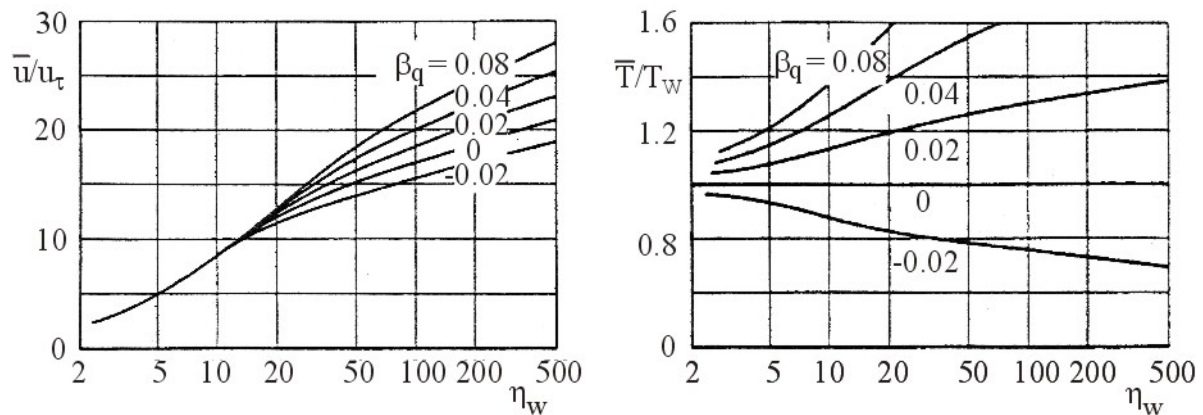


Bild 3.3b: Theoretische Geschwindigkeitsverteilung (a) und Temperaturverteilung (b) unter Einfluß der Wärmestromparameter bei verschwindender Wandschubspannungsmachzahl ($M_\tau = 0$, $\eta_w = y_w^+$, ROTTA [70])

Für $M_\tau = 0$ und steigendes β_q (Bild 3.3b) nimmt das Verhältnis u/u_τ für konstanten dimensionslosen Wandabstand und zunehmendem Wärmestromparameter zu. Die Wärme wird hier von der Strömung auf die Wand übertragen. Die Bilder verdeutlichen die entgegengesetzte Wirkung, die eine Variation der Wandschubspannungsmachzahl und des Wärmestromparameters jeweils auf die Temperatur bzw. die Geschwindigkeit der Grenzschicht hat. Die diskutierten asymptotischen Gleichungen von ROTTA [70] werden in Kap.5 für einen Vergleich mit den experimentell ermittelten Ergebnissen herangezogen.

Eine weitere Möglichkeit zur Übertragung von Ähnlichkeitsgesetzen auf kompressible Grenzschichten ergibt sich, wenn in Gl. 3.4 davon ausgegangen wird, daß in der viskosen Unterschicht die REYNOLDSSche Schubspannung als vernachlässigbar angenommen werden kann. Man erhält somit für Gl. 3.4, unter Berücksichtigung von Gl. 3.39 für die Viskosität, den Zusammenhang (FERNHOLZ & FINNLEY [81])

$$\frac{du}{dy} = \frac{u_\tau^2}{\nu_w} \cdot \left(\frac{T_w}{T} \right)^\omega \quad (3.42)$$

Für den Quotienten der Temperatur wird die von CROCCO [83] aufgestellte Beziehung

$$\frac{T}{T_w} = \frac{\rho_w}{\rho} = 1 + B \cdot \left(\frac{u}{u_\infty} \right) - A^2 \cdot \left(\frac{u}{u_\infty} \right)^2 \quad (3.43)$$

mit

$$B = \left[1 + r \cdot \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M_\infty^2 \right] \cdot \frac{T_\infty}{T_w} - 1$$

und

$$A^2 = r \cdot \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M_\infty^2 \cdot \frac{T_\infty}{T_w}$$

verwendet. Der in den Parametern A und B auftauchende Recoveryfaktor r beschreibt das Verhältnis der im Fall einer adiabaten Wand durch Reibung hervorgerufenen Temperaturerhöhung gegenüber T_∞ zur Temperaturerhöhung bei reibungsfreiem Aufstau. Unter der Voraussetzung das $T_w = \text{konst.}$ und $\omega = 1$ ist, geht Gl. 3.42 über in das Gesetz der viskosen Unterschicht für kompressible Strömungen mit

$$\frac{u^*}{u_\tau} = \frac{u_\tau \cdot y}{\nu_w} \quad .$$

Die transformierte Geschwindigkeit u^* (FERNHOLZ & FINNLEY [81]), die dem Einfluß der Machzahl beschreibt, lautet dabei

$$u^* = u \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \cdot A \cdot \frac{u}{u_\infty} - \frac{1}{3} \cdot B^2 \cdot \left(\frac{u}{u_\infty} \right)^2 \right] \quad (3.44)$$

Für eine adiabate Wand ist $B \approx 0$ und es verbleibt für die Geschwindigkeit u^*

$$u^* = u \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{r \cdot \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_\infty^2 \cdot \frac{T_\infty}{T_w} \cdot \frac{u}{u_\infty}} \right] \quad (3.45)$$

Für den rein turbulenten Bereich, in dem die REYNOLDSSche Schubspannung dominiert d.h. die molekulare Schubspannung als vernachlässigbar angesehen werden kann, nimmt VAN DRIEST die Dichte im PRANDTLschen Mischungsweglängenkonzept als veränderlich an. Für Gl. 3.13 erhält man mit Gl. 3.43

$$\frac{du}{dy} = \frac{1}{\kappa \cdot y} \cdot u_\tau \cdot \sqrt{\frac{T}{T_w}} \quad (3.46)$$

und nach Integration über y wiederum das logarithmische Wandgesetz

$$\frac{u_{\text{eff}}}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln y^+ + C^{**} \quad \text{mit } C^{**} = 5.1 \quad ,$$

wobei die nach VAN DRIEST als u_{eff} bezeichnete transformierte Geschwindigkeit mit Hilfe von Gl. 3.8, Gl. 3.12, Gl. 3.43 über eine geschlossene Integration wie folgt definiert ist

$$u_{\text{eff}} = \frac{u_\infty}{A} \cdot \left[\sin^{-1} \left(\frac{2 \cdot A^2 \cdot \frac{u}{u_\infty} - B}{\sqrt{B^2 + 4 \cdot A^2}} \right) \right] \quad (3.47)$$

Wie Gl. 3.45 geht Gl. 3.47 für $B \approx 0$ über in

$$u_{\text{eff}} = \frac{u_\infty}{\sqrt{r \cdot \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_\infty^2 \cdot \frac{T_\infty}{T_w}}} \cdot \sin^{-1} \left(\sqrt{r \cdot \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_\infty^2 \cdot \frac{T_\infty}{T_w} \cdot \frac{u}{u_\infty}} \right) \quad .$$

Ihre Anwendung finden diese Gleichungen (Gl. 3.43. – Gl. 3.47) bei der Ermittlung der Geschwindigkeitsprofile, die aus den Daten der Grenzschichtgesamtdrucksonde berechnet werden. Zudem werden Gl. 3.44 und Gl. 3.47 für die Bestimmung aller wandnahen Geschwindigkeiten der CPM3-(Triple-) Sonde herangezogen.

3.3 Wärmeübergang

Bei der Wandschubspannungsbestimmung mit einem beheizten Wandelement, wie z.B. einem Oberflächenheißfilm, spielt der Wärmeübergang eine zentrale Rolle. Mit der von REYNOLDS formulierten Analogie zwischen dem Impuls- und Wärmeaustausch kann mit Hilfe der Stantonzahl

$$\text{St} = \frac{\text{Nu}}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} = \frac{q_w}{c_p \cdot \Delta T \cdot \rho \cdot u_\infty} \quad , \quad (3.48)$$

die das Verhältnis der Wärmestromdichte an der Wand zur Enthalpiestromdichte der Außenströmung darstellt, sowie mit dem Reibungsbeiwert

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u_\infty^2} \quad (3.49)$$

folgender Zusammenhang formuliert werden (JISCHA [67])

$$\text{St} = \frac{c_f}{2 \cdot s} \quad . \quad (3.50)$$

Dieser wird als Reynoldsanalogie bezeichnet, mit dem Reynoldsanalogiefaktor

$$s = \sqrt[3]{\text{Pr}} \quad (\text{laminar}) \quad , \quad s = \sqrt[3]{\text{Pr}^2} \quad (\text{turbulent}) \quad .$$

Bei Verwendung dieser Analogie bei der Kalibrierung von beheizten Wandelementen ist eine Bestimmung des Wärmeübergangs aufgrund der geringen Abmaße z.B. von Oberflächenheißfilmen im Vergleich zum deutlich größeren ungeheizten Vorlauf nicht möglich. Für diesen Fall stellen LIEPMANN & SKINNER [71] folgendes Abkühlungsgesetz vor:

Betrachtet wird eine thermisch isolierte ebene Platte mit einer gleichmäßigen Temperaturverteilung von $x = 0$ bis zu einem definierten Punkt $x = \xi$. Am Punkt $x = \xi$ soll die Wandtemperatur um ein ΔT bis zu einer Position $x > \xi$ bzw. $x \approx \xi + L_{\text{eff}}$ auf einen konstanten Wert erhöht werden, weiter stromab sinkt diese wieder auf den Wert $T_w = T_f$. Die Größe L_{eff} stellt dabei eine hypothetische Heißfilmlänge in Strömungsrichtung auf einem perfekten Isolator dar, der dieselbe Wärmeabgabe wie ein realer Heißfilm besitzt. Geht man davon aus, daß sich in dem genannten Bereich ($\xi \leq x \leq \xi + L_{\text{eff}}$) die Temperaturgrenzschicht noch innerhalb der viskosen Unterschicht befindet, kann für die Schubspannung in Wandnähe folgende vereinfachte Annahme getroffen werden:

$$\tau_w \approx \mu \cdot \frac{u_\infty}{\delta_u}$$

$$\text{mit} \quad \delta_u \approx \sqrt{v \cdot \frac{x}{u(\delta_u)}} \quad . \quad (3.51)$$

In Anlehnung an das Konzept eines Film-Wärmeübergangskoeffizienten von NEWTON kann der bei $x = \xi$ beginnende Wärmestrom in gleicher Weise mit der Temperaturdifferenz und der Wärmeleitfähigkeit über

$$q_w \approx \lambda \cdot \frac{\Delta T}{\delta_T} \quad , \quad (3.52)$$

beschrieben werden. Die Temperaturgrenzschichtdicke δ_T erfährt eine ähnliche Ausbildung wie die Geschwindigkeitsgrenzschichtdicke (Gl. 3.51), nämlich mit der Leitung der Wärme in das Fluid und deren Transport stromab. Der Koeffizient äquivalent zur kinematischen Viskosität in Gl. 3.51 wird im Fall der Temperaturgrenzschichtdicke durch die Temperaturleitzahl $a = \lambda / (c_p \cdot \rho)$ dargestellt, so daß diese die Form

$$\delta_T \approx \sqrt{\frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} \cdot \frac{x - \xi}{u(\delta_T)}} \quad (3.53)$$

annimmt. Die Geschwindigkeit $u(\delta_T)$ am Temperaturgrenzschichttrand kann nun unter Vernachlässigung der Trägheitsterme bestimmt werden. Aus der Impulsgleichung (Gl. 3.2) folgt der asymptotische Ansatz 2. Grades

$$u(y) = \frac{\tau_w}{\mu} \cdot y + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_w \cdot \frac{y^2}{2} + \dots \quad . \quad (3.54)$$

In einer Grenzschicht kann der Druckgradient in einfacher Form in Anlehnung an Gl. 3.21 mit

$$\frac{dp}{dx} = \left(\frac{\partial \tau}{\partial y} \right)_w = \mu \cdot \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_w$$

beschrieben werden, so daß Gl. 3.54 unter Vernachlässigung der höheren Terme wie folgt lautet:

$$u(\delta_T) = \frac{\tau_w}{\mu} \cdot \delta_T \cdot \left(1 + \frac{\delta_T}{2 \cdot \tau_w} \cdot \frac{dp}{dx} \right) \quad . \quad (3.55)$$

Wird Gl. 3.55 in Gl. 3.53 eingesetzt, nimmt die Temperaturgrenzschichtdicke für druckgradientenbelastete Grenzschichten folgende Form an:

$$\delta_T = \sqrt{\frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} \cdot \frac{x - \xi}{\frac{1}{\mu} \cdot \left(\tau_w \delta_T + \frac{1}{2} \cdot \frac{dp}{dx} \cdot \delta_T^2 \right)}} \quad . \quad (3.56)$$

Im Fall verschwindender Druckgradienten ($dp/dx \approx 0$) ergibt sich aus Gl. 3.54 der Zusammenhang

$$u(\delta_T) = \frac{\tau_w}{\mu} \cdot \delta_T \quad , \quad (3.57)$$

mit dem eingesetzt in Gl. 3.53 für die Temperaturgrenzschicht folgt

$$\delta_T^3 \approx \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} \cdot \mu \cdot \frac{x - \xi}{\tau_w} \quad . \quad (3.58)$$

Es ergibt sich somit für die Wärmestromdichte an der Wand in Gl. 3.52

$$q_w \approx \lambda \cdot \Delta T \cdot \left(\frac{c_p \cdot \rho}{\lambda \cdot \mu} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{\tau_w}{x - \xi} \right)^{1/3} \quad . \quad (3.59)$$

Aus der Integration der Wärmeabgabe über eine Länge L_{eff} folgt der integrale Wärmestrom, der vom beheizbaren Wandelement konvektiv abgegeben wird

$$Q_w(\xi, L_{\text{eff}}) \approx \lambda \cdot \Delta T \cdot \left(\frac{c_p \cdot \rho}{\lambda \cdot \mu} \right)^{1/3} \cdot \int_{\xi}^{\xi + L_{\text{eff}}} \left(\frac{\tau_w}{x - \xi} \right)^{1/3} dx \quad . \quad (3.60)$$

Unter der Annahme, daß τ_w über der Sensorlänge L_{eff} konstant ist (mit $L_{\text{eff}} \ll \xi$), kommt man zu einer weiteren Vereinfachung für Q_w

$$Q_w(L_{\text{eff}}, \xi) \approx \left(\frac{c_p \cdot \rho}{\mu \cdot \lambda} \right)^{1/3} \cdot \lambda \cdot \Delta T \cdot \tau_w^{1/3} \cdot L_{\text{eff}}^{2/3} \quad . \quad (3.61)$$

Diese Gleichung bildet die Grundlage für die von KREPLIN & HÖHLER [57] aufgestellte Kalibrationsfunktion für Oberflächenheißfilme in Grenzschichten mit $dp/dx \approx 0$.

Soll jedoch die Wärmeübergang- bzw. Wandschubspannungsbestimmung z.B. an einem Profil durchgeführt werden, so muß der Druckgradient in der Strömung ($dp/dx \neq 0$) berücksichtigt werden. Neben der von LIEPMANN & SKINNER [71] mit Gl. 3.56 formulierten Lösung existiert eine weitere Betrachtung zum Einfluß von Druckgradienten auf den konvektiven Wärmestrom in Grenzschichten. BELLHOUSE & SCHULTZ [59] sowie BROWN [72] entwickelten in Anlehnung an CURLES [73] einen Ansatz auf der Grundlage der Energiegleichung.

Ausgangsgleichung ist die Energiegleichung für eine laminare inkompressible Strömung im wandnahen Bereich

$$c_p \cdot \rho \cdot u \cdot \frac{dT}{dx} dy = -q_w \quad .$$

Wird diese über y integriert, erhält man die Gleichung

$$\frac{d}{dx} \int_0^\infty u \cdot (T - T_l) dy = -\frac{q_w}{c_p \cdot \rho} \quad (3.62)$$

mit $T_l = T_\infty$. Um nun den Druckgradienten in Gl. 3.62 berücksichtigen zu können, wird auf den bereits von LIEPMANN & SKINNER [71] formulierten Zusammenhang (Gl. 3.55) zurückgegriffen. Für Gl. 3.62 bedeutet dies

$$\frac{d}{dx} \left[\tau_w \cdot \int_0^\infty y \cdot \Delta T dy + \frac{1}{2} \cdot \frac{dp}{dx} \cdot \int_0^\infty y^2 \cdot \Delta T dy \right] = -\frac{q_w \cdot \mu^2}{\rho \cdot \text{Pr} \cdot \lambda} \quad , \quad (3.63)$$

wobei nach Integration der einzelnen Anteile über y

$$\left. \begin{aligned} \int_0^\infty y \cdot (T - T_l) dy &= a \cdot \lambda^2 \cdot \left(\frac{T_w - T_l}{q_w} \right)^3 \\ \int_0^\infty y^2 \cdot (T - T_l) dy &= -b \cdot \lambda^3 \cdot \left(\frac{T_w - T_l}{q_w} \right)^4 \end{aligned} \right\} \quad (3.64)$$

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{a \cdot \lambda^2 \cdot \tau_w \cdot (T_w - T_\infty)^3}{q_w^2} - \frac{b \cdot \lambda^3 \cdot \frac{dp}{dx} \cdot (T_w - T_\infty)^4}{2 \cdot q_w^3} \right] = -\frac{q_w \cdot \mu^2}{\rho \cdot \text{Pr} \cdot \lambda} \quad (3.65)$$

folgt. Die Konstanten a und b werden dabei empirisch bestimmt ($a, b > 0$) und wurden zunächst von CURLE [73] später von BROWN [72] für laminare Grenzschichten erneut ermittelt. Diese sind sehr stark vom jeweiligen Grenzschichtzustand abhängig, wobei $\delta_u \gg \delta_T$ vorausgesetzt wird. Nach Integration von Gl. 3.65 über x erhält man nun für ein beheiztes Wandelement d.h. für $q_w \neq 0$ die Beziehung zwischen dem Wärmetransport, der lokalen Wandreibung und dem Druckgradienten (nach BROWN [72])

$$\tau_w + \frac{3}{4} \cdot \frac{b}{a} \cdot \frac{dp}{dx} \cdot \frac{L_{\text{eff}} \cdot \lambda \cdot \Delta T}{q_w} = \frac{4}{9} \cdot \frac{\mu^2 \cdot q_w^3}{a \cdot \rho \cdot \lambda^3 \cdot L_{\text{eff}}^2 \cdot \text{Pr} \cdot \Delta T^3} \quad .$$

Nach Einführung der Nußeltzahl

$$\text{Nu} = \frac{q_w \cdot b}{\lambda \cdot \Delta T} \quad (3.66)$$

ergibt sich daraus für $b = 1$

$$\tau_w + a^* \cdot \frac{dp}{dx} \cdot \frac{L_{\text{eff}}}{\text{Nu}} = b^* \cdot \frac{\mu^2}{\text{Pr} \cdot \rho} \cdot \text{Nu}^3 \cdot \frac{1}{L_{\text{eff}}^2} \quad (3.67)$$

$$\tau_w + \tau_c = \tau_{w, \text{Messung}}$$

τ_c ist dabei der vom Druckgradienten beeinflusste Term, um den die Temperaturgrenzschicht und daraus resultierend die Wandschubspannung verändert wird.

4. Experimenteller Versuchsaufbau

Die in den Untersuchungen verwendeten Meßtechniken und Versuchsanlagen werden im folgenden Kapitel vorgestellt. Im einzelnen werden die physikalischen Grundlagen und der prinzipielle Aufbau für fünf Wandschubspannungsmeßtechniken sowie zwei Grenzschichtsonden beschrieben. Als Versuchsanlage wird der Transsonikwindkanal mit zwei unterschiedlichen Meßstrecken (neue Grenzschichtmeßstrecke, adaptiven Meßstrecke) beschrieben. Darüber hinaus wird ein LV2-Profilmodell und eine einseitige Lavaldüse erläutert.

4.1 Meßmethoden

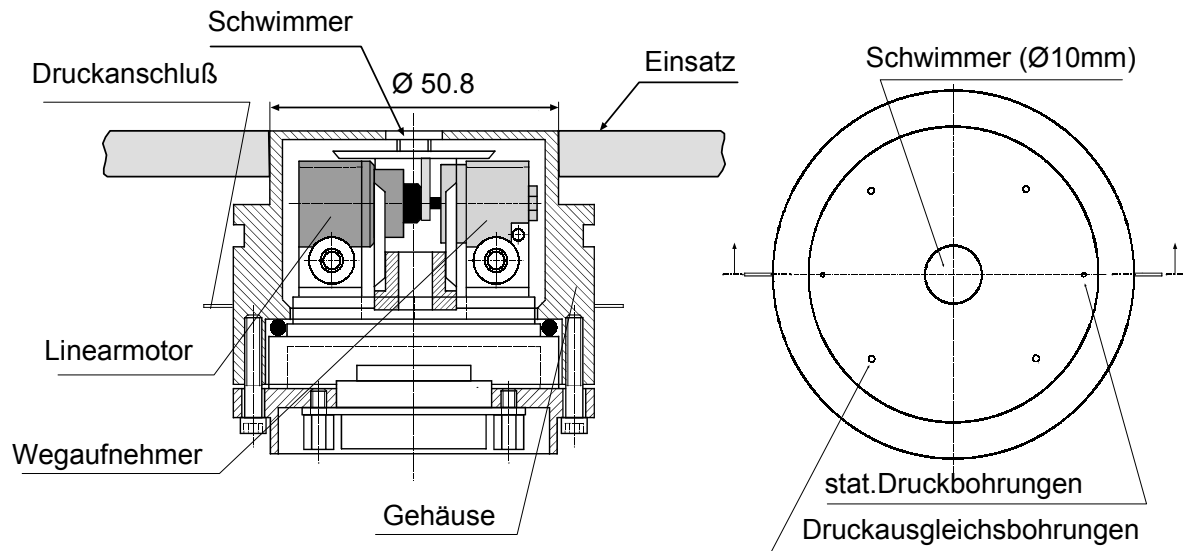
4.1.1 Wandschubspannungswaage

Für die vergleichenden Messungen sollte als Referenzverfahren eine Meßtechnik verwendet werden, die eine direkte Bestimmung der Wandschubspannung ermöglicht. Die Wahl fiel daher auf eine mechanische Wandschubspannungswaage der Firma Selem SM251 (Bild 4.1), die bereits im Unterschall mit einem größeren Meßaufnehmer (NGYUEN ET AL [10]) erfolgreich zur Anwendung kam.

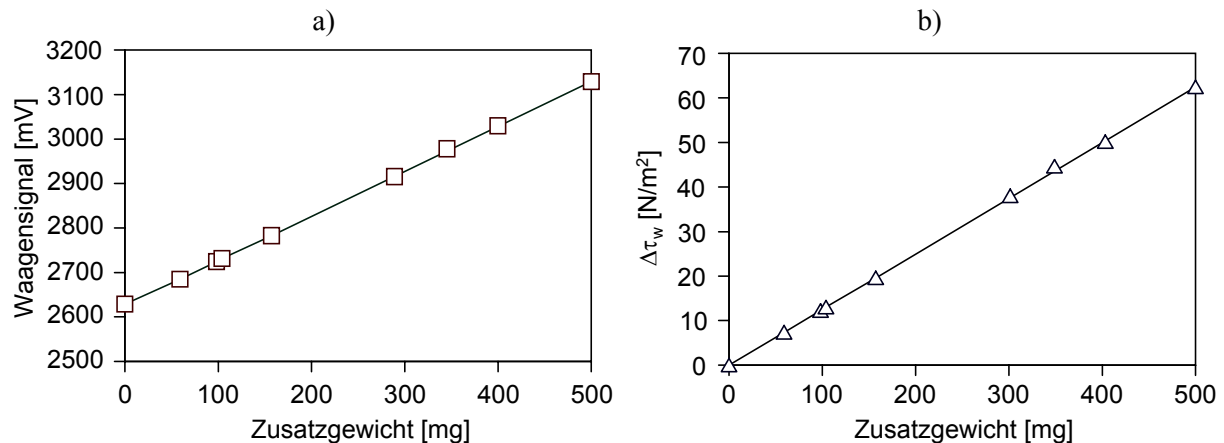
Das Prinzip dieser Waage basiert auf der horizontalen Auslenkung eines gelagerten Kraftaufnehmers (Schwimmer), da die Kraftbelastung in tangentialer Richtung erfolgt. Der Schwimmer führt dabei eine Scheinauslenkung aus, die in der Spule, im Innern der Waage, eine Spannungsänderung hervorruft. Diese Spannungsänderung kann dabei als direktes Maß für die angreifende Kraft angesehen werden und ermöglicht die Bestimmung der Wandschubspannung aus dem Quotienten der gemessenen Kraft und der Schwimmeroberfläche (1mV entspr. 1mg)

$$\tau_{\text{Waage}} = \frac{U_{\text{Waage}} \cdot 10^{-3} \cdot g}{A_{\text{Schwimmer}}} [\text{N/m}^2] \quad . \quad (4.1)$$

Der aus Plexiglas bestehende Schwimmer besitzt einen Durchmesser von $d = 10\text{mm}$ und kann in longitudinaler Richtung vorwärts sowie rückwärts ausgelenkt werden. Zwischen dem Schwimmer und dem Waagengehäuse befindet sich ein Spalt von $s = 0.08\text{mm}$, welcher kleinste Auslenkungen zuläßt und durch seine geringen Abmaße evtl. auftretende Spaltfehler, die bei einem Druckausgleich zwischen dem Waagengehäuse und der Strömung entstehen könnten, verhindern soll. Die Auslenkung des Schwimmers wird von einem linearen Wegaufnehmer (LVDT) in ein elektrisches Signal umgewandelt und an einen Linearmotor weitergeleitet, der wiederum eine Gegenkraft erzeugt. Diese ist notwendig, um den Schwimmer in seine ursprüngliche Nulllage zurückzuführen. Auf der Oberseite der Waage sind insgesamt vier Druckausgleichsbohrungen vorgesehen, welche in das Innere der Waage führen. Diese sollen eine durch Druckgradienten entstehende zusätzliche Kraftbelastung am Schwimmer,



Wandschubspannungswaage SM251

**Bild 4.1:** Kalibration der Wandschubspannungswaage; Ausgangswert $G_{\text{Schwimmer}} = 2640\text{mg}$

a) Waagensignal mit belastungsentsprechenden Spannungswerten

b) durch Zusatzgewichte bewirkte Belastung (ΔF entspricht $\Delta\tau_w$)

ausgleichen. Die Ursache hierfür liegt in dem Druckunterschied zwischen dem Waagengehäuse und der Strömung. Der Meßbereich der Waage befindet sich bei $U_{\text{waage}} = \pm 4\text{V}$, was einer maximal meßbaren Kraft von $\tau_{w,\text{Waage}} = 509\text{N/m}^2$ entspricht, bei einem maximal auftretenden Fehler $U_{\text{waage,max}} = \pm 2\%$. Die Kalibration der Waage erfolgt durch vertikales Aufstellen, so daß die Kraftbeaufschlagung zu Beginn dem Schwimmergewicht von 2640mg entspricht. Zusätzlich können kleine Kalibrationsgewichte an der Schwimmeroberfläche befestigt werden, um mehrere Meßpunkte für die Kalibrationsgerade zu erhalten. Bild 4.1a und Bild 4.1b zeigen einen Ausschnitt einer Kalibration, der einen linearen Zusammenhang zwischen dem Spannungssignal und der angreifenden Belastung zeigt.

4.1.2 Oberflächenheißfilm

Die Oberflächenheißfilmtechnik gehört zur Gruppe der indirekten Wandschubspannungsmessverfahren und basiert auf der Analogie von konvektiver Wärmeabgabe eines beheizten Wandelementes und der Wandschubspannung, die durch die Reynoldsanalogie beschrieben wird (Gl. 3.50). Über eine elektrische Brückenschaltung (WHEATSTONE-Brücke) wird das beheizbare Wandelement auf eine konstante Temperatur erwärmt, die deutlich über der Strömungstemperatur liegt. Da die genannte Reynoldsanalogie nur prinzipiell für $\delta_T \equiv \delta_u$ gilt, muß empirisch ein Zusammenhang zwischen der Wärmeabgabe des Wandelementes und der Wandschubspannung gefunden werden. In Anlehnung an Gl. 3.61 kann die Wandschubspannung mit der elektrischen Heizspannung korreliert werden. Dies wurde bereits von KREPLIN & HÖHLER [57] in dem allgemeinen Kalibrationsansatz

$$\frac{Q_{el} - Q_0}{\Delta T} = A_{hf} + B_{hf} \cdot (\rho_{hf} \cdot \mu_{hf} \cdot \tau_w)^{\frac{1}{3}} \quad (4.2)$$

zusammengefaßt. Die Ermittlung der in Gl. 4.2 auftauchenden Konstanten A_{hf} und B_{hf} erfolgt empirisch. Q_0 ist die Heizleistung bei freier Konvektion, Q_{el} die elektrische Leistung, die sich zusammensetzt aus

$$Q_{el} = \frac{U^2}{R}, \quad \text{mit} \quad U = \frac{U_B \cdot R_{op}}{(R_{op} + R_B)^2}$$

und dem Operationswiderstand R_{op}

$$R_{op} = R_{s,0} \cdot (1 + \alpha \cdot [T_s - T_0])$$

Der Brückenwiderstand R_B besitzt je nach Anemometer einen konstanten Wert. Betrieben wird der Heißfilm (im CTA-Modus = Constant Temperature Anemometrie) über eine WHEATSTONESche Brückenschaltung, die für die Regelung der Heizspannung und damit der Sensortemperatur zuständig ist.

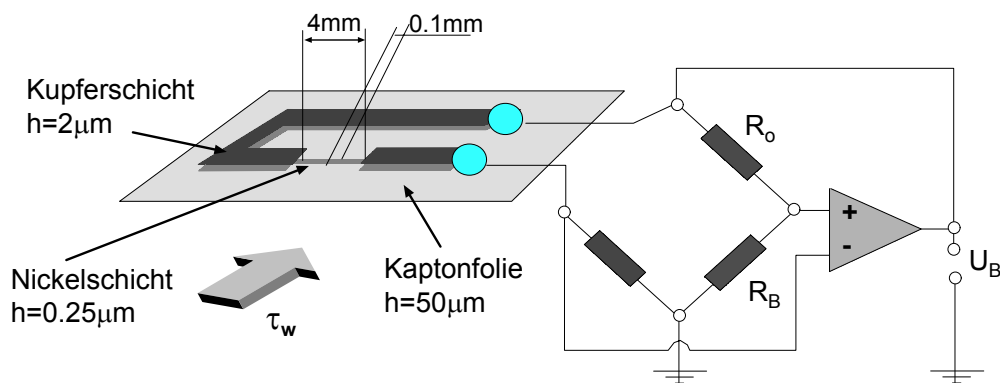


Bild 4.2: Aufbau und Brückenschaltung eines Oberflächenheißfilms (RWTH Aachen)

Der Heißfilm selbst übernimmt in der Meßbrücke die Funktion eines Widerstandes. Bei dem hier verwendeten Oberflächenheißfilm (Bild 4.2) handelt es sich um einen Foliensensor der RWTH-Aachen (KORNBERGER [58]), dessen Sensorlänge und -breite mit $l_{hf} = 0.1\text{mm}$ und $b_{hf} = 4\text{mm}$ angegeben ist. Dieser besteht aus einer Kunststoffolie (Kapton, $h = 50\mu\text{m}$), die mit einer $0.25\mu\text{m}$ dicken Nickel- und einer $2\mu\text{m}$ dicken Kupferlage beschichtet ist. Das Oberflächenheißfilm-Array stammt von der Firma Taosys und besitzt im Fall des Einzelsensors eine Länge von $l = 0.1\text{mm}$ und eine Breite von $b = 2.54\text{mm}$. Die Herstellung dieser Sensoren erfolgt über ein photochemisches Ätzverfahren, mit dem die Beschichtung der Trägerfolie in mehreren Stufen abgetragen wird. Die Anordnung der Sensoren (Nickelschicht) sowie der Leiterbahnen (Kupferschicht) erfolgt dabei mit Hilfe einer Filmmaske. Um die Wärmeabgabe der Heißfilme an die Struktur weitgehend zu reduzieren, wurde der einzelne Oberflächenheißfilm auf einen PVC-Stopfen mit einem Durchmesser von $d_{\text{Stopfen}} = 15\text{mm}$ aufgeklebt. Für die Messungen an dem Profilmodell befand sich das Oberflächenheißfilm-Array auf einem GFK-Einsatz.

4.1.3 Oberflächendraht

Das am ILR entwickelte Oberflächendrahtverfahren (Obstacle Wire, WEISER ET AL. [47]) gehört zu den indirekten Wandschubspannungsmeßverfahren und basiert auf einer Druckmessung. Wie beim Oberflächenzaun wird auch beim Oberflächendraht der Differenzdruck zwischen zwei statischen Druckbohrungen vor und hinter einem Strömungshindernis gemessen und dann einer wandnahen Geschwindigkeit u_{ow} in einem Wandabstand von $y \approx d_{ow}/2$ zugeordnet

$$u_{ow} \approx \sqrt{2 \cdot \Delta p_{ow} / \rho_w} \quad . \quad (4.3)$$

Aufgrund der geringen Bauhöhe des Drahtes wird der Zusammenhang zwischen der Wandschubspannung und dem Differenzdruck durch das Gesetz der viskosen Unterschicht (Gl. 3.8) bestimmt. Diese beiden Strömungsparameter können mit einem Potenzansatz

$$\tau_{ow}^+ = A_{ow} \cdot (\Delta p_{ow}^+)^{n_{ow}} \quad (4.4)$$

empirisch verknüpft werden. Sie nehmen in Anlehnung an die Ähnlichkeitsparameter in Gl. 3.10 folgende dimensionslose Form an

$$\tau_{ow}^+ = \left(\frac{u_\tau \cdot y}{v_w} \right)^2 = \frac{\tau_w \cdot d_{ow}^2}{4 \cdot \rho_w \cdot v_w^2} \quad , \quad (4.5)$$

$$\Delta p_{ow}^+ = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{u_{ow}}{u_\tau} \cdot \frac{u_\tau \cdot y}{v_w} \right)^2 = \frac{\Delta p_{ow} \cdot d_{ow}^2}{4 \cdot \rho_w \cdot v_w^2} \quad . \quad (4.6)$$

Den Aufbau eines solchen Oberflächendrahtes zeigt Bild 4.3. Zwischen zwei in Strömungsrichtung dicht hintereinander angeordneten statischen Druckbohrungen befindet sich quer zur Anströmung direkt auf der Meßoberfläche ein dünner Draht bekannter Dicke ($d_{ow} = 0.1\text{mm}$; $l_{ow}/d_{ow} > 20$).

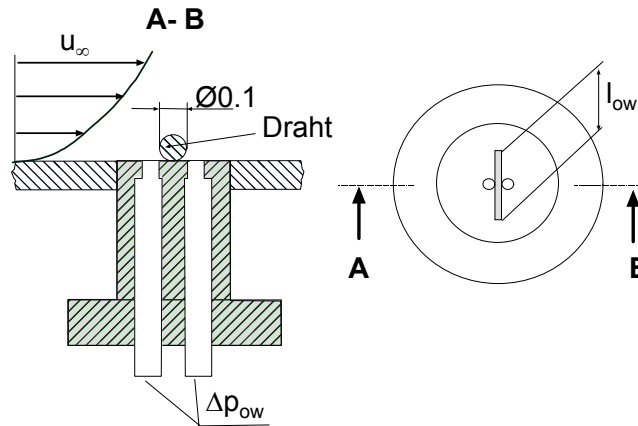


Bild 4.3: Anordnung des Oberflächendrahtes auf dem Stopfen

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen befand sich der Draht auf einem Aluminiumstopfen mit einem Durchmesser von $d_{\text{Stopfen}} = 10\text{mm}$. Damit sollte die Anordnung des Oberflächendrahtes an einer beliebigen Position im Kanal, an der eine Aussparung von $d = 10\text{mm}$ vorgesehen ist, gewährleistet werden.

4.1.4 Piezowandschubspannungssensor

Der am ILR entwickelte Piezowandschubspannungssensor (BURKHARDT ET AL. [74],[75]) (Bild 4.4) stellt eine Weiterentwicklung des herkömmlichen Oberflächenzauns dar. Dieser Sensor ist in der Lage, neben statischen auch dynamische Druckschwankungen und damit Wandschubspannungsschwankungen zu erfassen. Die Ermittlung der Wandschubspannung erfolgt nach dem Prinzip des Oberflächendrahtes (Kap.4.1.3) bzw. des Oberflächenzauns, da auch hier der gemessene Differenzdruck vor und hinter einem Hindernis (Schneide) über eine empirische Korrelation (Gl. 4.4) der Wandschubspannung zugeordnet wird.

Bei dem Meßaufnehmer selbst handelt es sich um einen piezoresistiven Drucksensor (Piezochip), der dem PC24 der Fa. Honeywell entnommen wurde. Dieser Piezochip befindet sich im Innern des neu gebauten Sensorgehäuses und ist durch leitfähige Gummis mit diesem verbunden. Eine Schneide, die mit einer Höhe von $h_{\text{Schneide}} = 0.1\text{mm}$ aus dem Gehäuse und damit in die Grenzschicht ragt, bildet das Strömungshindernis. Die Schneide wird vom Gehäuse gehalten und trennt zwei Druckschlitze, die zu den Druckkammern und damit zum Chip führen. Die Positionierung des Sensorchip im Inneren des Sensorgehäuses ermöglicht insbesondere eine Erhöhung der Sensibilität bei der Aufnahme dynamischer Drücke. Wird der Chip durch eine Druckbeaufschlagung belastet, verändert sich sein Widerstand kraftproportional

durch eine Ladungsverschiebung (Gl. 4.7). Der Piezochip besteht aus vier identischen Piezowiderständen, die in die Oberfläche einer Silikonmembran eingebettet sind.

$$\Delta P_{\text{Sensor}} = U_{\text{Sensor}} \cdot \frac{1}{16.7 \text{ mV/PSI}} \quad (4.7)$$

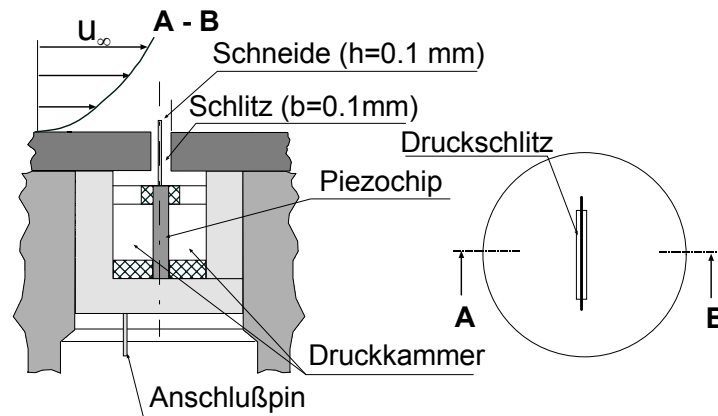


Bild 4.4: Prinzipieller Aufbau des Piezowandschubspannungssensors

Diese Widerstände sind in einer WHEATSTONE-Brücke mit zwei Festwiderständen von jeweils 7.5Ω und 2.5Ω integriert und besitzen eine Empfindlichkeit, die mit 16.7mV/PSI ($1\text{PSI} \approx 6900\text{Pa}$) und einem maximalen Druckbereich von 20PSI angegeben ist.

4.1.5 Prestonrohr (CPM3-(Triple-) Sonde)

Die CPM3-Methode (Computational Preston Tube Method, NITSCHKE ET AL. [3]) stellt eine Erweiterung des Prestonrohrverfahrens dar, die im Gegensatz zur herkömmlichen Methode eine weitgehend kalibrationsfreie Bestimmung der Wandschubspannung ermöglicht.

Gemessen werden bei dieser Methode die dynamischen Drücke $q_{p,i}$ von drei Prestonrohren unterschiedlichen Durchmessers, die umgerechnet in eine wandnahe Geschwindigkeit $u_{p,i} = (2 \cdot q_{p,i} / \rho)^{0.5}$ ($i=1..3$) in der Grenzschicht einem effektiven Abstand von $y_{\text{eff},i} = K \cdot d_{p,i} / 2$ zugeordnet werden. Die empirisch zu bestimmende Größe K (Verdrängungsfaktor) berücksichtigt die Verdrängungswirkung der wandnahen Strömung durch die Sonde und damit der daraus resultierenden Schräganströmung.

Das CPM3-Verfahren (NITSCHKE ET AL. [3]) stützt sich bei der Ermittlung der Wandschubspannung auf das erweiterte Wandgesetz nach VAN DRIEST Gl. 3.26, mit dem der wandnahe Bereich laminarer und turbulenter Grenzschichten mit und ohne Druckgradienten beschrieben werden kann. Beginnend mit einem Startwert für τ_w , K^* (für turbulente Strömung $K^* \cong \kappa = 0.4$) sowie $A^+ = 26$, wird über Gl. 3.26 das jeweilige Geschwindigkeitsprofil bis zu einem Abstand $y_{\text{eff},i}$ berechnet. Dabei wird der Verdrängungsfaktor zur Berechnung von $y_{\text{eff},i}$ im Fall

turbulenter Strömung mit $K = 1.3$ zunächst konstant gehalten. Daß dieser Faktor jedoch vom Strömungszustand abhängt, zeigt die von NITSCHKE ET AL. [3] entwickelte empirische Funktion (Bild 4.5), in der die Beziehung zwischen der Wandschubspannung und dem Verdrängungsfaktor zusammengefaßt ist. JOENG & KANG [76] stellten speziell für das Problemgebiet der Transition (Bild 4.5) ein zusätzliches Berechnungsmodell (Tab. II) für den Verdrängungsfaktor vor, das sich im Bereich kleiner dimensionsloser Durchmesser stark von dem Modell von NITSCHKE ET AL. [37] unterscheidet. Für die hier durchgeführten Untersuchungen wurde deshalb auf die Methode von NITSCHKE ET AL. [37] zurückgegriffen.

Nitsche et al.

$$K = A_0 + A_1 \cdot \log(d^+) + A_2 \cdot \log(d^+)^2 + A_3 \cdot \log(d^+)^3$$

	A_0	A_1	A_2	A_3
$1 \leq d^+ < 3.55$	1.3	-	-	-
$3.55 \leq d^+ < 10.55$	1.034	1.316	-2.175	1.207
$10.55 \leq d^+ < 28$	2.591	9.023	-6.685	1.637
$28 \leq d^+ < 70.5$	4.664	-6.591	4.527	1.04
$70.5 \leq d^+ < 500$	5.221	-4.43	1.625	-0.2

Joeng & Kang

$$K = (1 - \gamma_0) \cdot K_{\text{laminar}} + \gamma_0 K_{\text{turbulent}}, \quad (\gamma_0 = K_1/\kappa)$$

laminar

	A_0	A_1	A_2	A_3
$12.6 \leq d^+ < 74.4$	-2.56	8.636	-5.59	1.115

turbulent

	A_0	A_1	A_2	A_3
$17.1 \leq d^+ < 107.5$	3.022	-4.39	3.731	-0.973

Tabelle II: Berechnung der Verdrängungsfaktoren nach NITSCHKE ET AL. [3] und JOENG & KANG [76]

Die Berechnung des jeweiligen Geschwindigkeitsprofils wird nun über Gl. 3.26 so lange iteriert, bis die berechneten Geschwindigkeiten $u_{p,i}$ bei $y_{\text{eff},i}$ mit den gemessenen Geschwindigkeiten bestmöglich übereinstimmen (Bild 4.6).

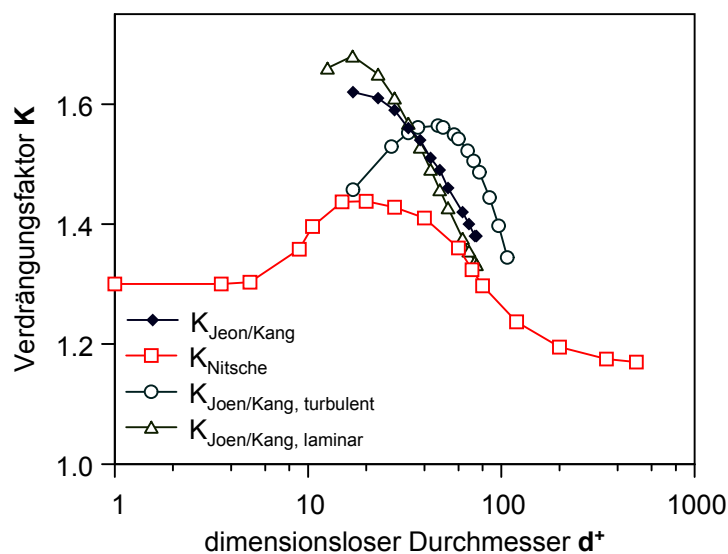


Bild 4.5: Verdrängungsfaktor in Abhängigkeit vom dimensionslosen Sondendurchmesser

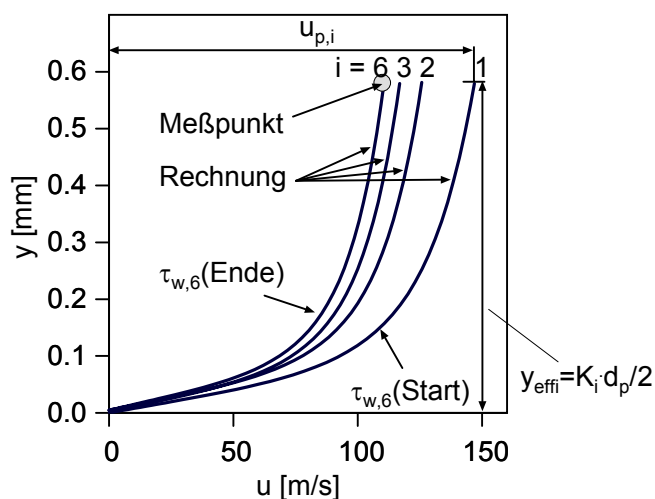


Bild 4.6: Iterationsschritte des CPM3-Verfahrens (Einzeliteration)

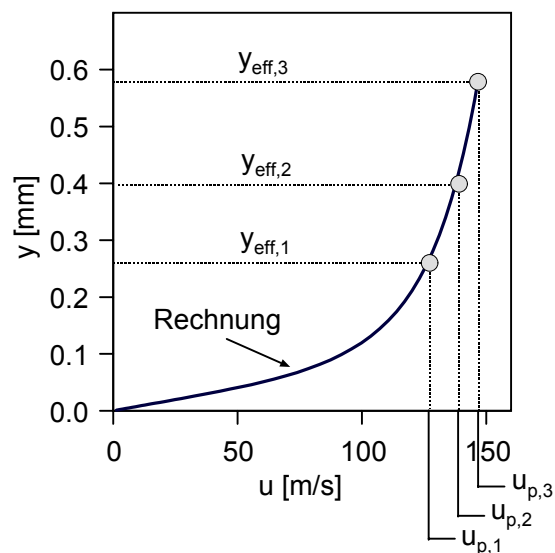


Bild 4.7: Endprofil für drei Prestonrohrgeschwindigkeiten $u_{p,i}$ (Gesamtiteration)

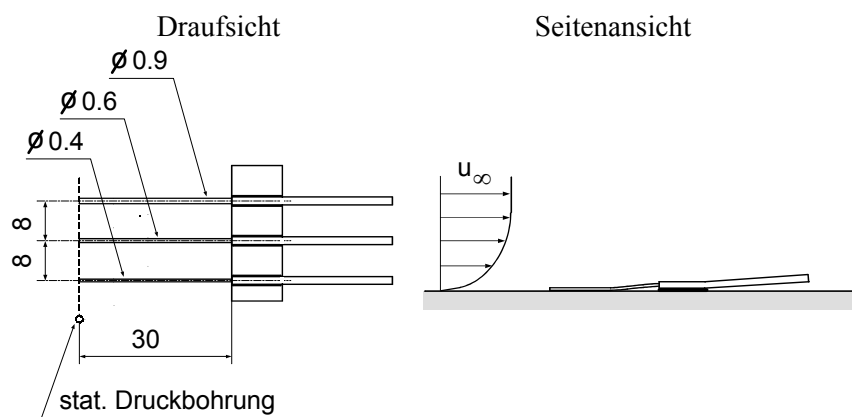


Bild 4.8: Aufbau einer CPM3-(Triple-) Sonde

Die damit ermittelten drei Geschwindigkeitsprofile werden in einem nächsten Schritt miteinander verglichen. Der Verdrängungsfaktor wird so lange verändert, bis eine Geschwindigkeitsverteilung gefunden ist, die alle drei gemessenen Geschwindigkeiten $u_{p,i}$ beschreibt bzw. bis die Bedingung $\tau_{w,min} = \Delta\tau_{w,i}$ erfüllt ist (Bild 4.7). Der Aufbau der CPM3-(Triple-) Sonde besteht aus drei parallel zueinander angeordneten Prestonrohren mit unterschiedlichen Außendurchmessern bei einem Verhältnis Innen- zu Außendurchmesser von $d_i/d_a \approx 0.6$ (Bild 4.8). Da das verwendete Wandgesetz nur in unmittelbarer Wandnähe zutrifft, sollte der maximale Rohrdurchmesser d_p einen Wert von $d_p < 0.2\delta$ nicht überschreiten.

Im Gegensatz zur gängigen Prestonrohrmethode ist es mit der CPM3-Methode möglich, die Wandschubspannung auch in Strömungen mit zunächst unbekanntem Wandgesetz zu bestimmen. Ausnahmen bilden dabei Rückströmungs- bzw. Ablösegebiete, die aufgrund des Richtungswechsels der Anströmung eine korrekte Ermittlung der dynamischen Drücke und damit der Wandschubspannung nicht zulassen.

4.1.6 Grenzschichtsonden

Drucksonde

Für die Aufnahme der Grenzschichtprofile an der Kanalwand wurden die Gesamtdrücke mit Hilfe einer aus zwei Gesamtdrucksonden bestehenden traversierbaren Grenzschichtsonde aufgenommen (Bild 4.9). Während die obere Sonde aus einem Pitotrohr mit $d_{oben} = 0.7$ mm zur Ermittlung des Gesamtdruckes in der ungestörten Strömung dient, handelt es sich bei der unteren Sonde um eine Fischmaulsonde ($b_{unten} = 1.5$ mm, $h_{unten} = 0.27$ mm) für die Aufnahme der Gesamtdruckverteilung in Wandnähe ($P(y)$ bzw. $u(y)$). Mit den ermittelten Gesamtdrücken und den statischen Drücken kann nun mit Hilfe der von VAN DRIEST durchgeführten Modifizierung der CROCCO-Beziehung (Gl. 3.43) die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung wie folgt berechnet werden:

$$\frac{u}{u_x} = \sqrt{1 - \frac{2}{r \cdot (\gamma - 1) \cdot M_x^2} \cdot \left[\frac{1 + r \cdot ((P_o / P_{stat})^{(\gamma-1)/\gamma} - 1)}{1 + r \cdot ((P / P_{stat})^{(\gamma-1)/\gamma} - 1)} - 1 \right]} \quad (4.8)$$

$$\text{mit} \quad M_x = \sqrt{2/(\gamma - 1) \cdot ((P_o / P_{stat})^{(\gamma-1)/\gamma} - 1)} \quad (4.9)$$

$$\text{und} \quad \frac{T}{T_x} = \frac{\rho_x}{\rho} = \frac{1 + r \cdot ((P_o / P_{stat})^{(\gamma-1)/\gamma} - 1)}{1 + r \cdot ((P / P_{stat})^{(\gamma-1)/\gamma} - 1)} \quad (4.10)$$

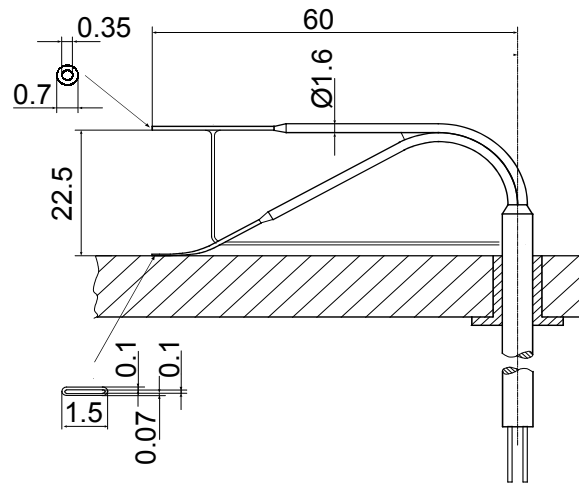


Bild 4.9: Aufbau der Gesamtdrucksonde (nach MOTALLEBI [77])

Hitzdrahtsonde

Bei der zweiten Grenzschichtsonde (Bild 4.10) handelt es sich um eine traversierbare Hitzdrahtsonde der Firma Auspex Inc. Das thermo-elektrische Meßprinzip des Hitzdrahtes ermöglicht die Aufnahme zeitlich gemittelter Geschwindigkeiten. Ähnlich wie beim Oberflächenheißfilm wird der zwischen zwei Zinken gespannte Metalldraht über eine Brückenschaltung auf einen konstanten Temperaturwert (CTA) erwärmt, der deutlich über der Strömungstemperatur liegt. Die dafür benötigte elektrische Heizspannung kann in Beziehung zur Strömungsgeschwindigkeit gesetzt werden, entsprechend der Wärmebilanz zwischen der im Draht elektrisch erzeugten Wärme und der konvektiv an die Umgebung abgeführten Wärme

$$\frac{U^2}{R_B} = F \cdot \alpha \cdot \Delta T \quad . \quad (4.11)$$

Die Änderung der Heizspannung kann somit als Maß für die Geschwindigkeit des Fluids angesehen werden. Der Zusammenhang zwischen dem Wärmeverlust eines gespannten Hitzdrahtes und der Anströmgeschwindigkeit wurde erstmals von KING[8] formuliert und läßt sich in vereinfachter Form wie folgt darstellen

$$U_B^2 = A_{hd} + B_{hd} \cdot u^{n_{hd}} \quad . \quad (4.12)$$

Die Potenz n_{hd} ergibt sich aus dem Zusammenhang $Nu = A_0 + B_0 \cdot Re_D^n$ und wird unter der Annahme kleiner Reynolds-Zahlen bei einer Drahtumströmung mit 0.5 festgesetzt. Eine typische Kalibration für einen Machzahlbereich von $0.3 < M < 0.55$ ist in Bild 4.10 zu sehen, wobei die Zuordnung von Brückenspannung und Geschwindigkeit über eine Funktion 2.Grades erfolgte.

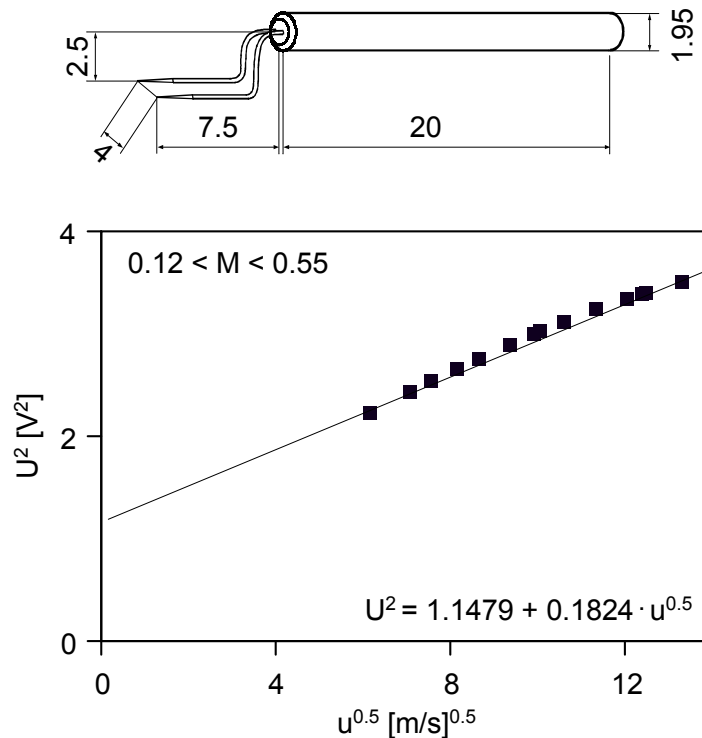


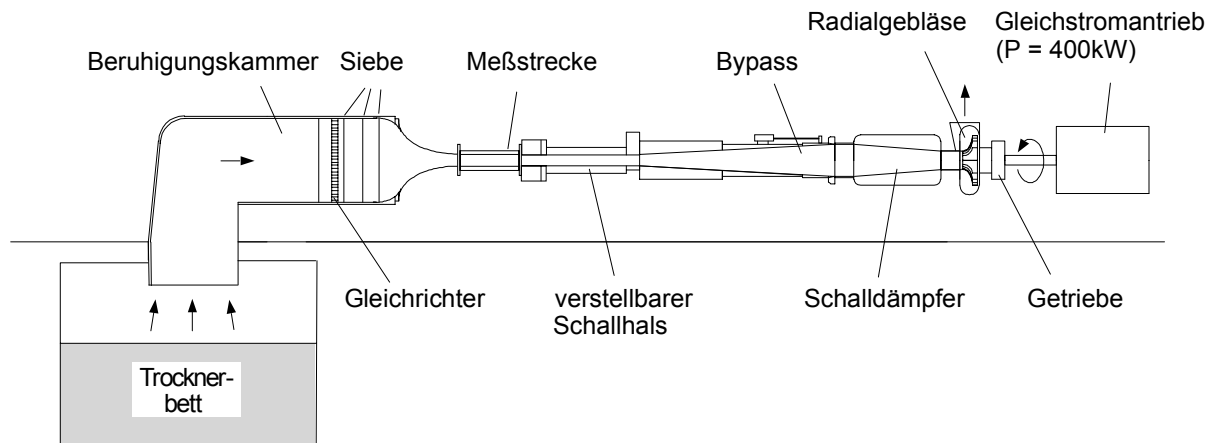
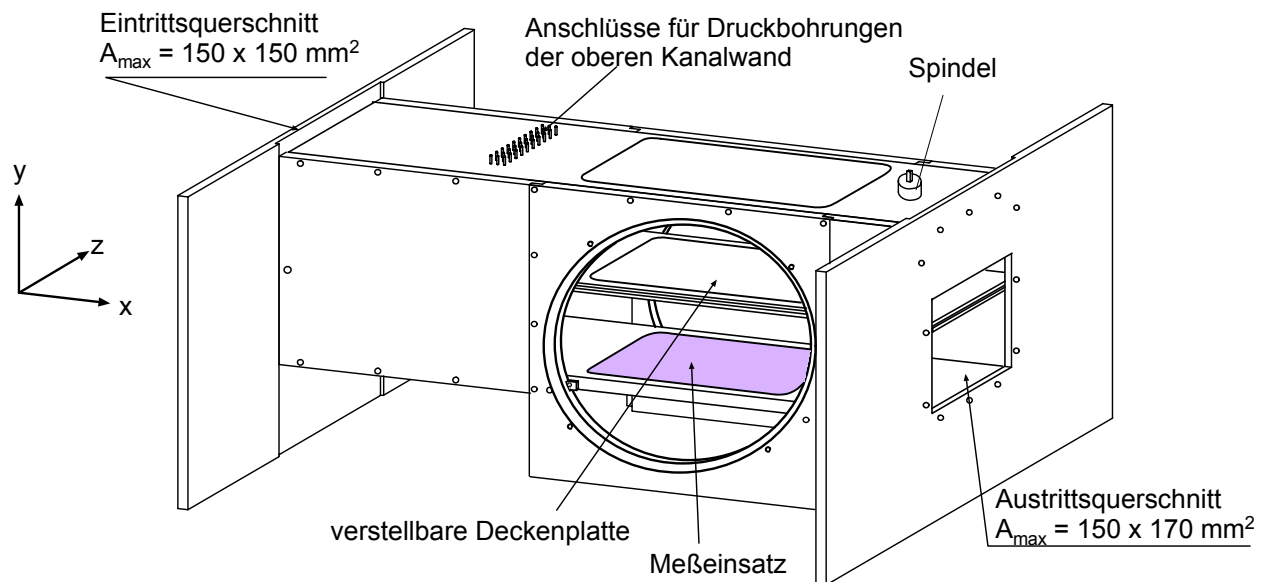
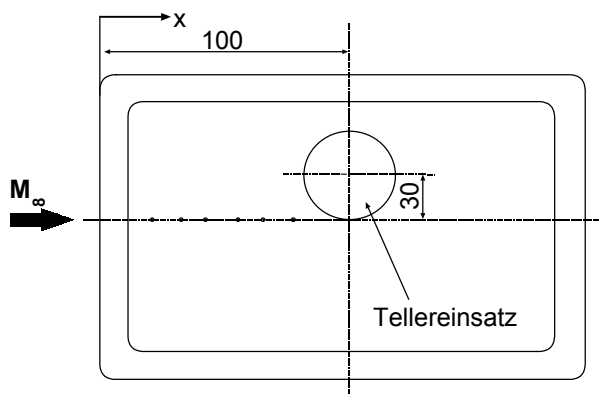
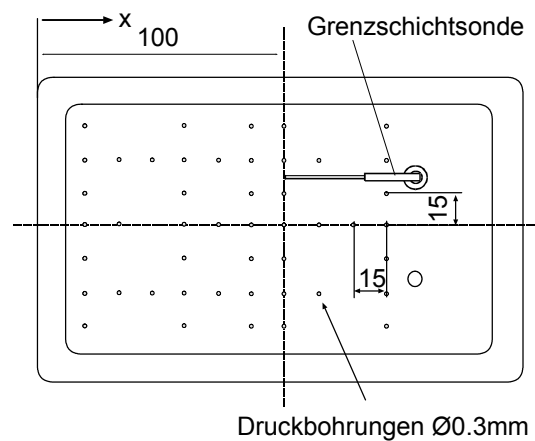
Bild 4.10: Hitzdrahtkalibration in einer transsonischen Strömung

Als Referenzinstrument zur Ermittlung der Geschwindigkeit wurde hier auf eine Gesamtdrucksonde zurückgegriffen. Aufgrund der mechanischen Belastung des Hitzdrahtes in der transsonischen Strömung war der Meßbereich der in dieser Arbeit durchgeführten Geschwindigkeitsgrenzschichtmessungen am Flügelprofil auf Machzahlen von $M \leq 0.6$ begrenzt.

4.2 Transsonikkanal und Meßstrecken

Die experimentellen Untersuchungen erfolgten im transsonischen Windkanal des ILR (Bild 4.11). Es handelt sich hierbei um einen Kanal der Eiffel-Bauart, der im kontinuierlichen Saugbetrieb arbeitet. Ein Gleichstrommotor mit einer Leistung von 400kW treibt das Radialgebläse des Kanals an, so daß je nach eingebauter Teststrecke die Machzahl stufenlos von $M = 0.1 - 2.6$ variiert werden kann. Während des Betriebs wird Luft aus der Atmosphäre angesaugt und über ein Silika-Gel Trocknerbett geführt, wobei der Luft die Feuchtigkeit entzogen und damit Kondensation in der Meßstrecke verhindert wird.

Die Machzahlregelung erfolgt über einen verstellbaren, konvergent-divergenten Diffusor, dem Schallhals, so daß im engsten Querschnitt die Machzahl $M = 1$ erreicht werden kann. Für die in dieser Arbeit vorgesehenen Messungen an einer ebenen Wand wurde eine spezielle Meßstrecke (Bild 4.12) aus Aluminium angefertigt. Diese Meßstrecke besitzt eine Länge von $l_{MS} = 980\text{mm}$ und einen festen Eintrittsquerschnitt von $A_{MS} = 150 \times 150\text{mm}^2$. Während die untere Meßstreckenwand starr mit dem Gehäuse verbunden ist, ermöglicht eine Verstellspindel

**Bild 4.11:** Transschallkanal des ILR**Bild 4.12:** Neue Grenzschichtmeßstrecke**Bild 4.13:** Meßeinsatz für Sensorteller**Bild 4.14:** Meßeinsatz mit statischen Druckbohrungen

das Verfahren der einseitig gelagerten oberen Deckenplatte, mit der die Grenzschichtverdrängungswirkung in der Meßstrecke kompensiert werden soll. Die Grenzschicht selbst befindet sich in der gesamten Meßstrecke in einem rein turbulenten Zustand. Der maximal einstellbare Austrittsquerschnitt beim Betätigen der Verstellung der oberen Deckenplatte beträgt $A_{MS,max.} = 150 \times 176$ ($A_{MS,Aus}/A_{MS,Ein} = 1.17$).

In der unteren Meßstreckenwand befindet sich eine rechteckige Aussparung für verschiedene Meßeinsätze (Bild 4.13) die für die Integration der Sensorteller (Bild 4.15) vorgesehen ist. Ein weiterer Einsatz ist mit einer Anordnung statischer Druckbohrungen versehen, die zur Aufnahme einer flächigen Druckverteilung bestimmt sind (Bild 4.14).

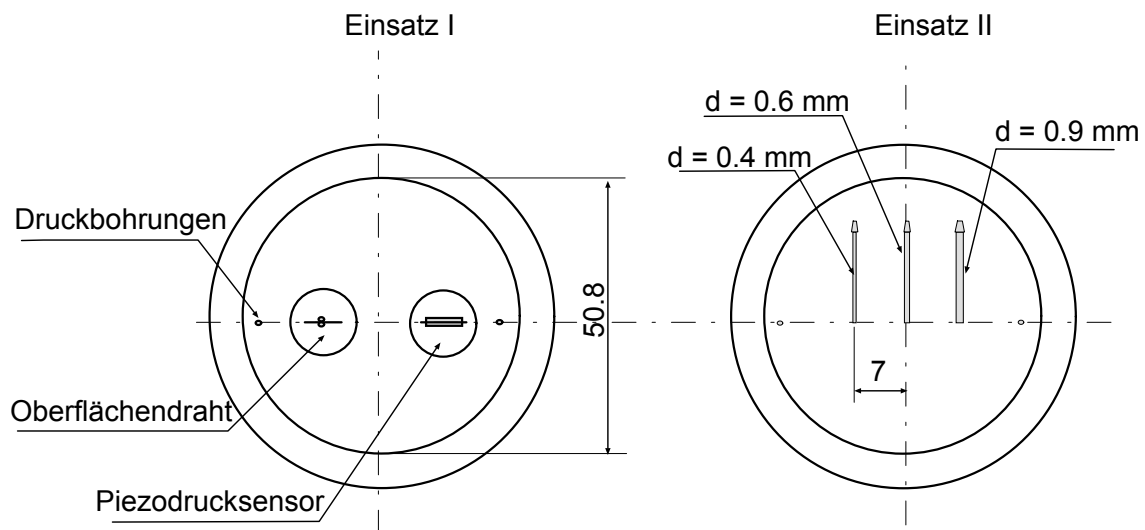


Bild 4.15: Sensorteller

Für die Untersuchungen an einem transsonischen Profilmodell wurden die Messungen in einer 2D-adaptiven Meßstrecke (Bild 4.16) durchgeführt (GANZER [76]). Die Abmaße dieser Meßstrecke sind identisch mit denen der neuen Grenzschichtmeßstrecke. Im Gegensatz zur neuen Grenzschichtmeßstrecke besitzt die adaptive Meßstrecke flexible Wände auf der Ober- und Unterseite, die aus glasfaserverstärktem Kunststoff gefertigt sind und den Wänden damit eine gewisse Flexibilität verleiht. Über computergesteuerte Servomotoren können die Wände an jeweils 13 festgelegten Positionen auf der Ober- und Unterseite der Meßstrecke verstellt werden, so daß eine Adaption der Meßstreckengeometrie ermöglicht wird. Die Informationen über die Konturkoordinaten werden dem Programm, das zur Verstellung der Motoren dient, über eine Koordinatendatei übermittelt. Die Koordinaten werden dabei über eine Iteration bestimmt. Für eine gegebene Machzahl erfolgt die Berechnung einer fiktiven Außenströmung, deren Drücke entlang einer Stromlinie mit den an der Kanalwand gemessenen Drücke verglichen werden. Die gemessenen Wanddrücke werden dann, sofern es zu keiner Übereinstimmung kommt, für eine Neuberechnung der Strömung als Randparameter verwendet. Die exakte Bestimmung der Auslenkung der Wände, die bis zu $h_{Wand} = \pm 25$ mm betragen kann, erfolgt über Weggeber, die parallel zu den einzelnen Motoren angebracht sind. Als Versuchsträger in der adaptiven Meßstrecke wurde ein transsonisches Profilmodell aus Aluminium

sich ein austauschbares Segment aus Epoxydharz, um im Fall der Oberflächenheißfilme den Wärmeverlust in der Struktur zu verringern. An der Position $y/b_{\text{Profil}} = 0.26$ befindet sich ein Oberflächenheißfilm-Array der Firma Taosys mit 32 Sensoren ($0.255 < x/c_{\text{Profil}} < 0.65$), das oberflächenbündig aufgebracht ist. Daneben befinden sich im Bereich von $0.135 < x/c_{\text{Profil}} < 0.695$ und in einem Abstand von $\Delta s_{\text{DB}} = 8\text{mm}$ in Strömungsrichtung jeweils 16 Druckbohrungen zur Aufnahme des statischen Druckes. Zusätzlich sind dünne Oberflächendrähte mit einem Durchmesser von $d_{\text{ow}} = 0.1\text{mm}$ an den Positionen $x/c_{\text{Profil}} = 0.255 / 0.335 / 0.415 / 0.535 / 0.655$ jeweils hinter einer Druckbohrung angebracht. Daneben befindet sich eine positionierbare CPM3-(Triple-) Sonde mit Sondendurchmessern von $d_{1p} = 0.3\text{ mm}$, $d_{2p} = 0.4\text{ mm}$ und $d_{3p} = 0.5\text{mm}$ an der Spannweitenposition von $y/b_{\text{Profil}} = 0.63$, die durch einen 4 mm breiten Schlitz in einem Bereich von $0.175 < x/c_{\text{Profil}} < 0.535$ in ihrer Lage variiert werden kann. Die Festlegung der Meßpunkte der CPM3-(Triple-) Sonde in x-Richtung wird von der Position der statischen Druckbohrungen bestimmt.

Für Messungen in einer stoßbehafteten Strömung wurde zur Erzeugung eines Überschallgebietes eine einseitige Lavaldüse in die neue Grenzschichtmeßstrecke integriert. Bei der Auslegung der Geometrie dieser Düse mußte besonders die Beziehung zwischen dem Stoßwinkel β (der für diese Untersuchungen 90° betragen sollte) und dem Ablenkungswinkel θ der Strömung beachtet werden, da die Normalkomponente der Anströmungsmachzahl stark vom Stoßwinkel abhängig ist. Für die Stoßerzeugung wurde daher eine einseitige Lavaldüse konstruiert (Bild 4.18), die einen senkrechten Stoß in der Symmetrieebene verursacht, so daß die gegenseitige Abhängigkeit von β und θ umgangen werden konnte.

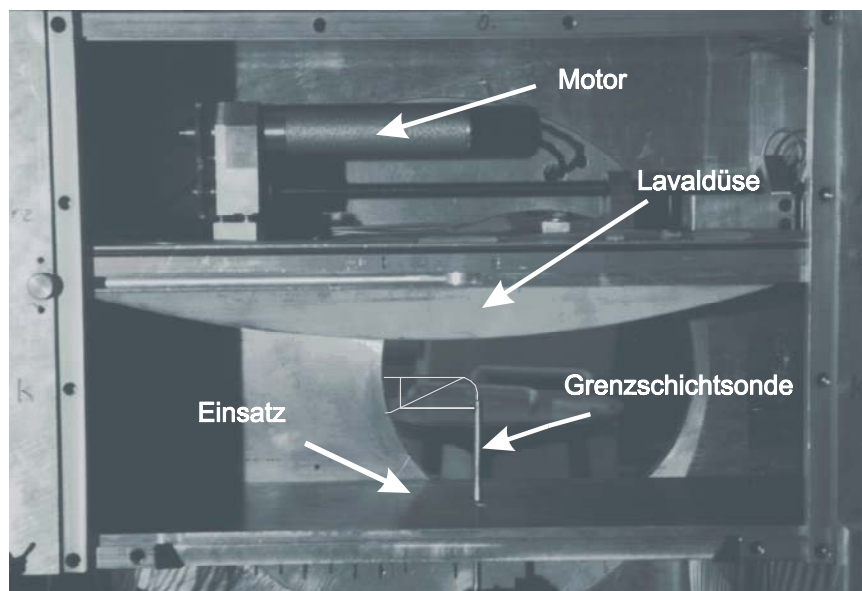


Bild 4.18: Einseitige Lavaldüse in der neuen Grenzschichtmeßstrecke

Für die Festlegung der Kontur der einseitigen Lavaldüse erfolgte für eine Entwurfsmachzahl von $M_E = 1.5$ eine Berechnung mit Hilfe des Charakteristikenverfahrens. Die Berechnungen

lieferten eine Kontur, die einer bikonvexen Funktion $f(x) = 0.3 \cdot (x - x^2)$ mit $x \in [0,1]$ entspricht und eine Lavaldüse minimaler Länge darstellt. Der resultierende Verdrängungskörper (Lavaldüse) weist eine Länge von $l_{\text{Laval}} = 400\text{mm}$ und im Dickenmaximum eine Höhe von $h_{\text{Laval}} = 29\text{mm}$ auf. Um eine Verschiebung des Stoßes über das Meßinstrumentarium zu ermöglichen, ist der Verdrängungskörper mit einem horizontal gelagerten Motor über eine Spindel verbunden. Der Antrieb besteht aus einem Elektromotor mit Richtungsumkehr, der eine Vorwärts- und Rückwärtsbewegung der einseitigen Lavaldüse zuläßt. Zusätzlich existiert ein Koordinatensystem, das eine Zuordnung der Lavaldüsenposition im Kanal und der Meßdaten ermöglicht, wobei als Bezugspunkt $x_{\text{Laval}} = 0$ (Stoß direkt über den Sensoren) festgelegt wurde. Eine Veränderung der Stoßstärke erfolgt über die Regulierung des Massenstroms im Kanal.

4.3 Meßperipherie

Wie der Meßaufbau in Bild 4.19 zeigt, ist der Verstärker der Wandschubspannungswaage (SM251), die Meßbrücke (IFA100) des Oberflächenheißfilms und der am ILR angefertigte Verstärker mit externem A/D-Wandler des Piezowandschubspannungssensors mit einem 16-Kanal A/D-Wandler verbunden. Dieser ist wiederum über eine serielle Schnittstelle (RS232) an den Meßrechner angeschlossen, der die gesamte Datenreduktion steuert. Die Mittelung der Meßwerte erfolgt bereits am A/D-Wandler über drei Gesamtmessungen mit jeweils 16 Einzelmeßwerten bei einer Auflösung von 18bit. Die Aufnahme der Druckmeßwerte von CPM3 und Oberflächendraht sowie der statischen Druckbohrungen und Grenzschichtsonden erfolgt über ein Multikanal-Druckmeßsystem der

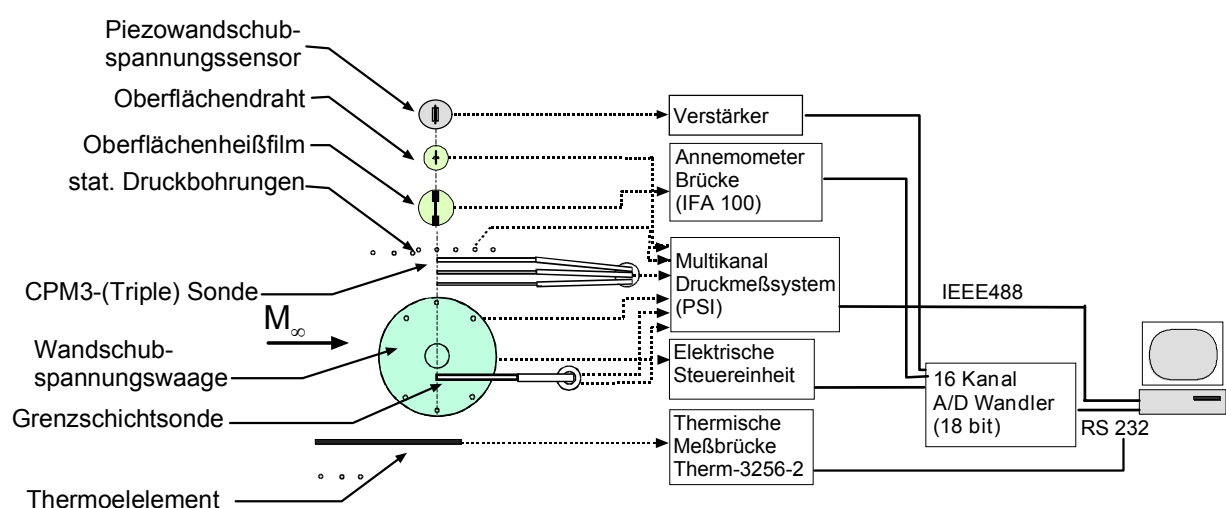


Bild 4.19: Meßperipherie

Fa. Pressure System Inc., das eine zeitgleiche Erfassung von 224 Druckanschlüssen mit einer Abtastfrequenz von 10 kHz bei einer Genauigkeit von $0.1\%P_{\max}$ (bei $P_{\max} = 1000\text{bar}$) erlaubt. Die Verbindung zum Meßrechner erfolgt über einen IEEE 488 Bus. Die Ermittlung der Ruhegrößen zur Bestimmung der Machzahl findet in der Beruhigungskammer des Windkanals mit Hilfe einer Gesamtdrucksonde statt, die wiederum mit dem PSI-System verbunden ist sowie durch ein Thermoelement (Typ K) zur Aufnahme der Ruhetemperatur.

5. Experimentelle Untersuchungen

5.1 Vorversuche

Zur Feststellung der Strömungsqualität in der neuen Grenzschichtmeßstrecke sowie für eine grundsätzliche Untersuchung der Auswirkung von Temperatur und Langzeitbetrieb auf die Meßergebnisse der Wandschubspannungswaage und des Piezowandschubspannungssensors sind Vorversuche erforderlich, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden.

5.1.1 Validierung der neuen Meßstrecke

In einer ersten Meßkampagne wurde die Aufnahme der Gesamtdrucke an der Windkanalwand vorgenommen, da aufgrund der Kanalgeometrie während der Untersuchungen mit einem Einfluß der seitlichen Kanalwände zu rechnen war. Eine Voraussetzung für die Durchführung von parallelen Wandschubspannungsmessungen ist eine gleichmäßige Ausbildung der Strömung an der Meßstreckenwand. Aus diesem Grund erfolgten Messungen mit acht quer zur Anströmung angeordneten Prestonrohren ($d_{\text{Preston}} = 0.6\text{mm}$), die sich an definierten x-Positionen wandbündig auf einem Einsatz (Bild 4.14) befanden. Die Sonden waren dabei parallel zueinander jeweils in einem Abstand von 15mm angeordnet. Gemessen wurde, unter Variation der Anströmung von $0.3 < M_\infty < 0.9$, unmittelbar hinter dem Eintritt der Meßstrecke ($x = 30\text{mm}$) und dahinter ($x = 560\text{mm}$). Die während der gesamten Messungen aufgetretenen Machzahlschwankungen betrugen lediglich $\Delta M_\infty \approx \pm 0.005$ und können als vernachlässigbar gering angesehen werden. In Bild 5.1 ist als Ergebnis der Prestonrohrmessungen der Wandschubspannungsverlauf für die zwei untersuchten x-Positionen aufgetragen.

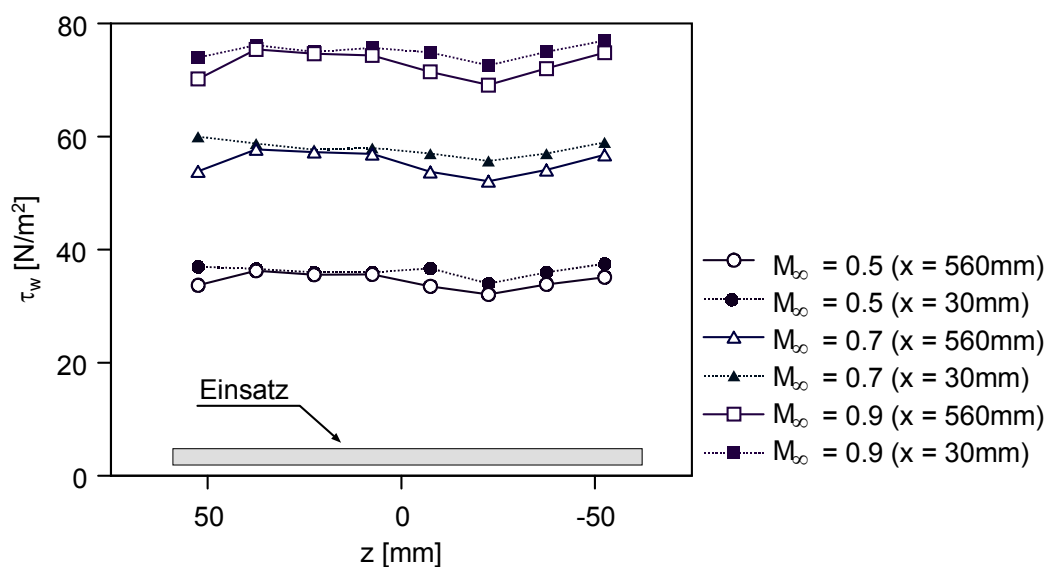


Bild 5.1: Wandschubspannungsverteilung quer zur Anströmung ($x = 30\text{mm} / 560\text{mm}$)

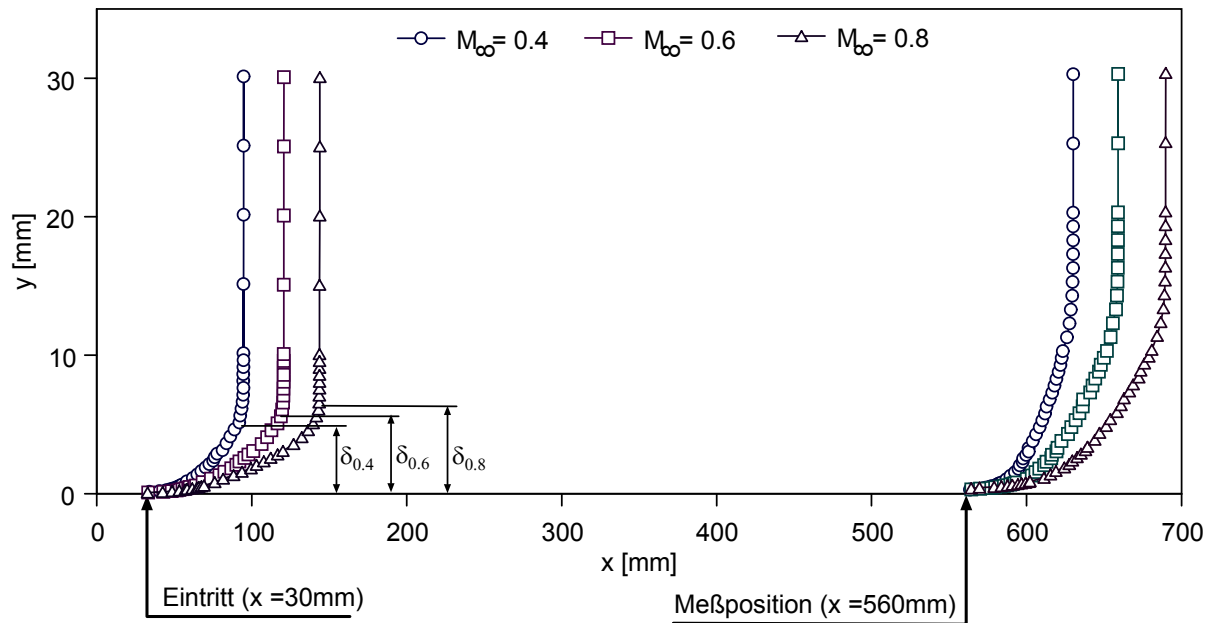


Bild 5.2 : Geschwindigkeitsgrenzschichtprofile bei $x_{\text{Kanal}} = 30\text{mm} / 560\text{mm}$

Zu erkennen ist, daß sich an beiden Meßpositionen ein leichtes Wandschubspannungsminimum bei $z = -20\text{mm}$ abzeichnet, das sich mit steigender Machzahl und zunehmender Lauflänge verstärkt. Zusätzliche Untersuchungen in der Düse des Kanals deuteten darauf hin, daß sich diese „Störung“ im Einlauf der Düse ausbildet und somit ihren Ursprung weit vor der Meßstrecke besitzt. Aufgrund dieser asymmetrischen Ausbildung der Wandgrenzschicht in der Meßstrecke mußte auf eine gleichzeitige Anordnung aller Wandschubspannungsaufnehmer während der Untersuchungen verzichtet werden. Um trotzdem vergleichende Messungen durchführen zu können, wurden jeweils zwei der indirekten Wandschubspannungsmessverfahren in den dafür vorgesehenen Sensorteller (Bild 4.15) an der Position $z = 30\text{mm}$ integriert. Diese Anordnung ermöglicht einen Vergleich von jeweils zwei Sensoren in unterschiedlichen Kombinationen.

Um zusätzliche Informationen über die Geschwindigkeitsverteilung in der Wandgrenzschicht zu erhalten, erfolgten Gesamtdruckmessungen senkrecht zur Kanalwand mit einer traversierbaren Fischmaulsonde (Bild 4.9). Die dabei ermittelten Geschwindigkeitsprofile wurden unter Variation der Anströmmachzahl wiederum an der Position $z = 30\text{mm}$ zu Beginn der Meßstrecke ($x = 30\text{mm}$) und an der festgelegten Meßposition ($x = 560\text{mm}$) aufgenommen.

Bild 5.2 zeigt die Ausbildung der turbulenten Grenzschicht im Eintritt der Meßstrecke für Machzahlen von $0.4 \leq M_\infty \leq 0.8$, wobei die Grenzschichtdicke von anfänglich $\delta_u \approx 5 - 7\text{mm}$ im weiteren Verlauf stromab ($x = 560\text{mm}$) auf $\delta_u \approx 13 - 15\text{mm}$ anwächst.

5.1.2 Einfluß von Temperatur, Druckgradienten und Langzeitbetrieb

5.1.2.1 Wandschubspannungswaage

Da vom Hersteller der Wandschubspannungswaage keinerlei Aussagen über thermische Auswirkungen auf das Waagensignal gemacht wurden, diese aber in Anbetracht einer sich ändernden Strömungstemperatur im Windkanal von Interesse sind, erfolgten Voruntersuchungen mit der Waage in einer Kältekammer. Die Versuchstemperatur war auf einen Bereich von $275 < T \text{ [K]} < T_{\text{Raum}}$ begrenzt. Ausgehend von der Raumtemperatur wurde während der Versuche, die eine Gesamtmeßzeit von jeweils $t_{\text{Abkühl}} = 30$ Minuten aufwies, die Temperatur stetig verringert und das Spannungssignal der Waage in Abständen von 60 Sekunden aufgenommen. In einem ersten Versuch wurde die Waage Temperaturen von $277 < T \text{ [K]} < 300(T_{\text{Raum}})$ ausgesetzt. Dabei befand sich diese in einer waagerechten Position, so daß der Schwimmer mit keiner Kraft beaufschlagt wurde. In einem zweiten Versuch befand sich die Wandschubspannungswaage in einer vertikalen Position, so daß das Schwimmereigengewicht als zusätzliche Belastung wirken konnte. Die Regelung der Temperatur erfolgte von $280 < T \text{ [K]} < 298(T_{\text{Raum}})$. Die Ergebnisse beider Versuche sind in Bild 5.3 als Zusammenhang zwischen dem Spannungssignal der Waage und der Temperatur dargestellt, wobei für den zweiten Fall mit $U_{\text{Waage,Start}} \cong G_{\text{Schwimmer}}$ das Waagensignal zum Zeitpunkt $t = 0\text{s}$ und $T = T_{\text{Raum}}$ in der Grafik zu $U_{\text{Waage,Start}} = 0$ gesetzt wurde. Deutlich zu erkennen ist eine relativ ähnliche Steigung der Graphen beider Versuche für Temperaturen von $280 < T \text{ [K]}$. Im Vergleich zum ersten Bereich II, stellt sich für Temperaturen von $T \text{ [K]} < 280$ ein anderer Verlauf ein, was auf die einzelnen elektronischen Bauelemente der Waage zurückzuführen ist, deren minimale Temperaturbelastung in diesem Bereich in unterschiedlicher Weise zum Tragen kommt.

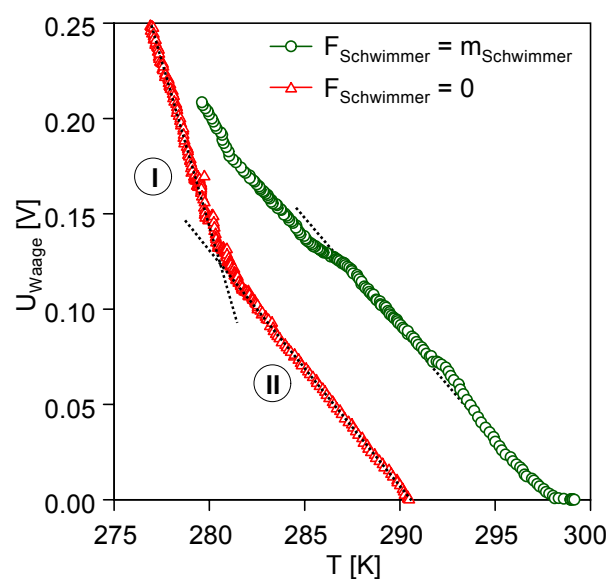


Bild 5.3: Waagenspannung in Abhängigkeit von der Temperatur

Die einzelnen Temperaturbereiche lassen sich somit in folgende Abschnitte einteilen:

Abschnitt I , 280 [K] < T

$$U_{\text{Waage}} = U_{\text{Waage;Mess}} - (12\text{mV/K} \cdot (T_{\text{Null}} - T_{\text{W}})) \quad (5.1)$$

Abschnitt II, T < 281 [K]

$$U_{\text{Waage}} = U_{\text{Waage;Mess}} - (20\text{mV/K} \cdot (T_{\text{Null}} - T_{\text{W}})), \quad (5.2)$$

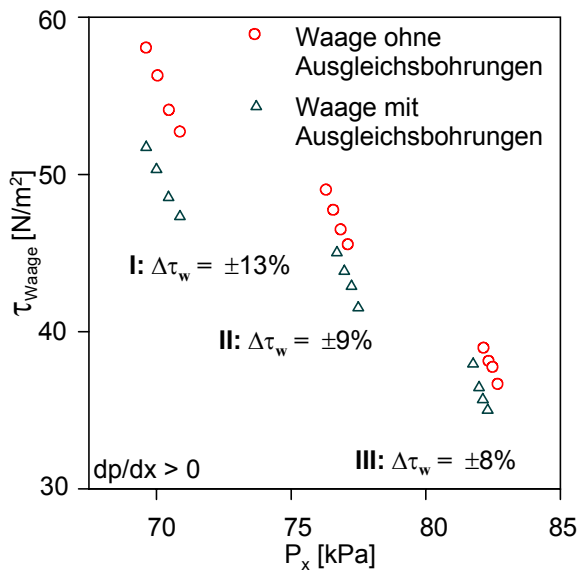
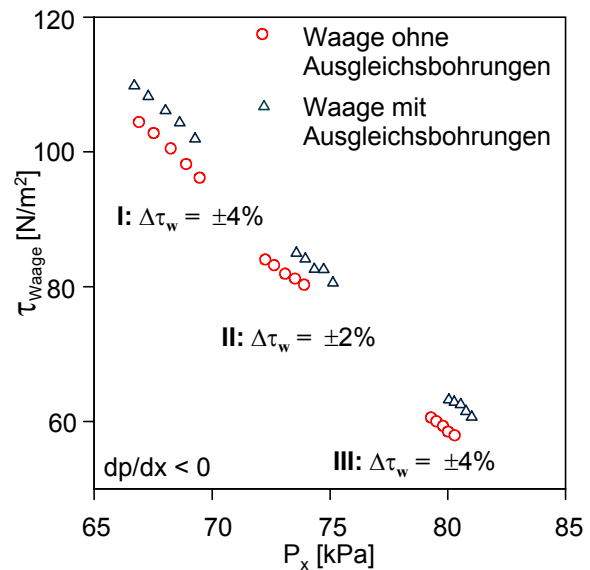
wobei T_{Null} die Temperatur zum Zeitpunkt vor der Messung d.h. für $M_{\infty} = 0$ darstellt. Die in Gl. 5.1 angegebene Temperaturabhängigkeit wurde in Hinblick auf mögliche Temperaturschwankungen in den folgenden Untersuchungen bei der Auswertung der Spannungssignale der Waage berücksichtigt. Um die Auswirkungen der im Waagegehäuse angebrachten Druckausgleichsbohrungen detaillierter betrachten zu können, erfolgten Untersuchungen in einer kompressiblen, turbulenten transsonischen Strömung mit aufgeprägten positiven und negativen Druckgradienten.

Bereich	p^+	M_{∞}	M_x
I	0.00117 – 0.00125	0.44	0.60 – 0.70
II	0.0033 – 0.0037	0.40	0.58 – 0.60
III	0.0044 – 0.005	0.36	0.49 – 0.51
I	-0.0018 – (-0.0019)	0.47	0.73 – 0.76
II	-0.0019 – (-0.0021)	0.42	0.64 – 0.66
III	-0.0023 – (-0.0025)	0.38	0.53 – 0.55

(M_x : lokale Machzahl, p^+ mit $\tau_{\text{w,Waage}}$ o. AB)

Tabelle III: Variation der Druckgradienten

Die vom Hersteller vorgesehenen Druckausgleichsbohrungen auf der Oberseite des Waagegehäuses wurden zwar für die Kompensation der Druckunterschiede von Strömung und Waagegehäuse vorgesehen, einen Nachweis konkreter Einflüsse auf die Meßergebnisse in Strömungen mit starken Druckgradienten existiert bisher nicht. Somit mußte in einem weiteren Versuch dieser Zusammenhang durch Messungen mit und ohne Druckausgleichsbohrungen geklärt werden. Für den Fall der Waage ohne Ausgleichsbohrungen wurden die Bohrungen wandbündig so verschlossen, daß mit keiner zusätzlichen Beeinträchtigung des Strömungsfeldes im Bereich des Schwimmers gerechnet werden mußte. Die Machzahlen und die dazugehörenden Druckgradienten der untersuchten Fälle können der Tabelle III entnommen werden. In Bild 5.4 sind vergleichend die Ergebnisse der Wandschubspannungsmessungen über den statischen Druck aufgetragen, die in einer Wandgrenzschicht mit aufgeprägtem positiven Druckgradienten ermittelt wurden. Sie zeigen im Fall der Waage ohne Druckausgleichsbohrungen gravierend geringere Spannungssignale und damit geringere Wandschubspannungswerte im Vergleich zur Waage mit Ausgleichsbohrungen. Die Abweichungen liegen bei geringen Machzahlen von $M_{\infty} = 0.36$ bereits bei $\Delta\tau_{\text{w}} = +8\%$, wobei sich dieser Fehler mit steigendem Druckgradienten vergrößert.

Bild 5.4: Einfluß von Druckanstieg auf $\tau_{w, \text{Waage}}$ Bild 5.5: Einfluß von Druckabfall auf $\tau_{w, \text{Waage}}$

Durch die fehlenden Ausgleichsbohrungen entsteht ein Ungleichgewicht des Drucks zwischen dem Waagengehäuse und der Außenströmung. Die aus dem positiven Druckgradienten resultierende und am Schwimmer angreifende Kraft wird durch die Strömungsrichtung begünstigt. Es kommt zu einem Anwachsen des Spannungssignals. Im Gegensatz dazu sind für negative Druckgradienten (Bild 5.5) prozentual geringere Unterschiede zwischen den Signalen der beiden Versuchsfälle zu finden. Die Kraftbeaufschlagung am Schwimmer, verursacht durch den negativen Druckgradienten (Druckabfall), erzeugt eine der Strömung entgegengesetzte Kraft, so daß der Wandschubspannungsfehler mit $\Delta\tau_w = -4\%$ sehr viel geringer ausfällt und folglich keinen großen Einfluß auf die Messungen ausübt. Trotzdem ist dieser Sachverhalt während der Messungen zu berücksichtigen.

5.1.2.2 Piezowandschubspannungssensor

Aufgrund der bautechnischen Veränderung des Sensorgehäuses (Bild 4.4) für den Sensorchip des PC24 Druckaufnehmers mußte überprüft werden, inwieweit die vom Hersteller angegebenen Fehlerabweichungen in der neuen Konfiguration zu berücksichtigen sind. Des weiteren erfolgte ein direkter Vergleich von Piezowandschubspannungssensor und Oberflächendraht hinsichtlich der Wiedergabe der Differenzdrücke, um die Umrechnung des elektrischen Signals in einen Druckwert überprüfen zu können. Ausgehend von den auftretenden Einzelfehlern wird der vom Hersteller angegebene maximale Standardabweichungsfehler des Chips mit $R.S.S._{\max} = \pm 11\%$ angegeben. Der maximal auftretende Meßfehler ist mit $E_{\max} = \pm 18.4\%$ festgelegt. Von Interesse ist hier lediglich der maximal auftretende Meßfehler, der mit $\pm 18.4\%$ einen relativ großen Wert annimmt und stark von dem Nulloffsetfehler und dem Nulldriftfehler bestimmt wird. Der maximal auftretende Meßfehler kann allerdings durch Subtraktion der Meßspannung von dem Meßsignal bei $M_{\infty} = 0$ reduziert werden, was zu einer Verringerung auf den Wert $E_{\max} = \pm 9.35\%$ führt.

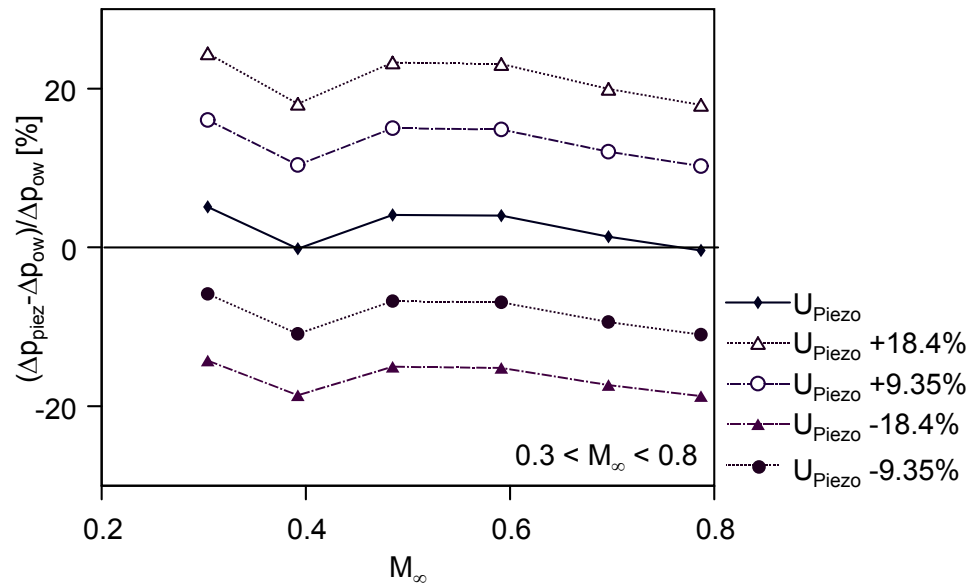


Bild 5.6: Prozentuale Abweichung von Δp_{piez} zu Δp_{ow} unter Berücksichtigung der maximal auftretenden Meßfehler des Sensorchips

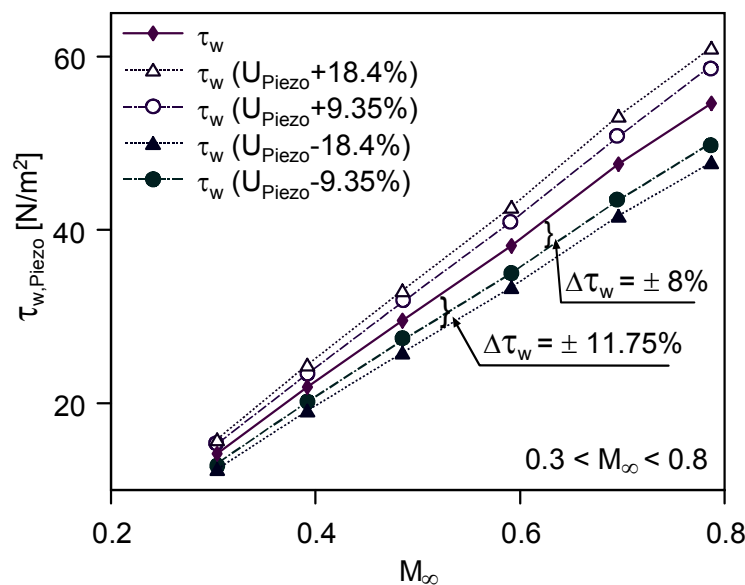


Bild 5.7: Vergleich von $\Delta \tau_{w, \text{piez}}$ unter Berücksichtigung der maximal auftretenden Fehler

Unter Berücksichtigung des maximal auftretenden Meßfehler ist ein Vergleich der erhaltenen Drücke in Bild 5.6 zu finden. Die Ergebnisse ohne Fehlerbetrachtung zeigen Abweichungen von $\Delta p_{\text{max}} = \pm 4 \%$, das einem $\Delta \tau_{w, \text{max}} = \pm 2.5 \%$ entspricht und damit als vernachlässigbar gering anzusehen ist. Berücksichtigt man nun die maximalen Fehler bei der Bestimmung der Wandschubspannung, so ergibt sich das in Bild 5.7 dargestellte Ergebnis. Bei einem $E_{\text{max}} = \pm 18.4 \%$ liegt ein Wandschubspannungsfehler von $\Delta \tau_w = \pm 11.75 \%$ vor, im Fall von $E_{\text{max}} = \pm 9.35 \%$ kommt es zu einer Reduktion auf $\Delta \tau_w = \pm 8 \%$.

Somit kann bereits durch Berücksichtigung des Nullsignals der Gesamtfehler in einem großen Umfang eingeschränkt werden. Bild 5.8 zeigt eine Messung bei aufsteigender und abfallender

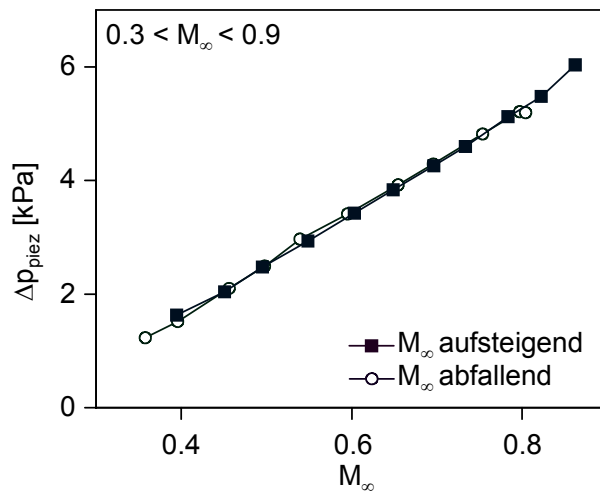


Bild 5.8: Vergleich von Δp_{piez} bei aufsteigender und abfallender Machzahlvariation

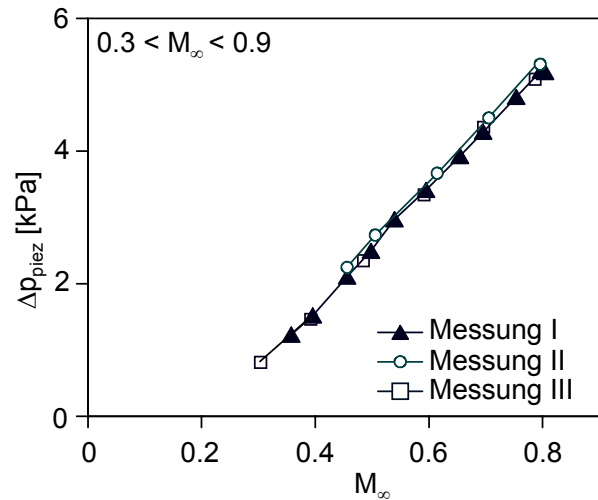


Bild 5.9: Vergleich von Δp_{piez} für zeitlich unterschiedliche Meßkampagnen

Somit kann bereits durch Berücksichtigung des Nullsignals der Gesamtfehler in einem großen Umfang eingeschränkt werden. Bild 5.8 zeigt eine Messung bei aufsteigender und abfallender Machzahlvariation. Beide Verläufe sind deckungsgleich, so daß von einer sehr guten Reproduzierbarkeit der Meßwerte ausgegangen werden kann. Auch der Vergleich von drei in unterschiedlichen Zeiträumen aufgenommenen Messungen (Bild 5.9) kann diese Tatsache bestätigen. Da die Meßwerte des Piezowand Schubspannungssensors mit einer hohen Genauigkeit reproduzierbar sind und die Abweichungen zum Oberflächendraht relativ gering ausfallen, stellt der Piezowand Schubspannungssensor ein dem Oberflächendraht gleichwertiges Meßverfahren dar.

5.2 Hauptuntersuchungen

Die Hauptuntersuchungen beschäftigen sich mit vergleichenden Wandschubspannungsmessungen in einer turbulenten transsonischen Wandgrenzschicht. Der Kalibration der indirekten Meßverfahren schließen sich Untersuchungen in Strömungen mit einem Druckanstieg und Druckabfall an. Weiterführend erfolgen Messungen zum Verdichtungsstoß, wobei die daraus resultierende Ablösung separat betrachtet wird.

5.2.1 Kalibrierung der indirekten Meßverfahren

Um eine Zuordnung von Sensorsignal und Wandschubspannung für die indirekten Wandschubspannungsmeßverfahren zu erhalten, erfolgten Messungen in einer turbulenten kompressiblen Wandgrenzschicht. Als Kalibrationsnormal wurde dabei die Wandschubspannungswaage SM251 (Bild 4.1) verwendet.

Bild 5.10 zeigt einen direkten Vergleich von Wandschubspannungswaage und CPM3-Verfahren. Über einen breiten Machzahlbereich zeigen die Meßergebnisse beider Verfahren mit $\Delta\tau_w = \pm 1.5\%$ eine gute Übereinstimmung. Lediglich für $M_\infty < 0.35$ nimmt die Genauigkeit ab, was z.T. durch die Auflösung der Druckaufnehmer hervorgerufen wird. Die mit der Grenzschichtsonde (Bild 4.9) parallel dazu aufgenommenen Geschwindigkeitsverteilungen in der Grenzschicht sind mit Hilfe von $\tau_{w,Waage}$ in dimensionsloser Form (Gl. 3.9) für unterschiedliche Machzahlen im Vergleich zur Theorie von VAN DRIEST (Gl. 3.20) sowie zur asymptotischen Lösung von ROTTA (Gl. 3.40) für den Fall $M_\infty = 0.8$ dargestellt (Bild 5.11). Im Bereich von $y^+ < 1000$ zeigt sich eine hinreichende Übereinstimmung der Meßwerte mit dem Wandgesetz von VAN DRIEST (Gl. 3.20) sowie ein für turbulente Grenzschichtprofile typischer Verlauf.

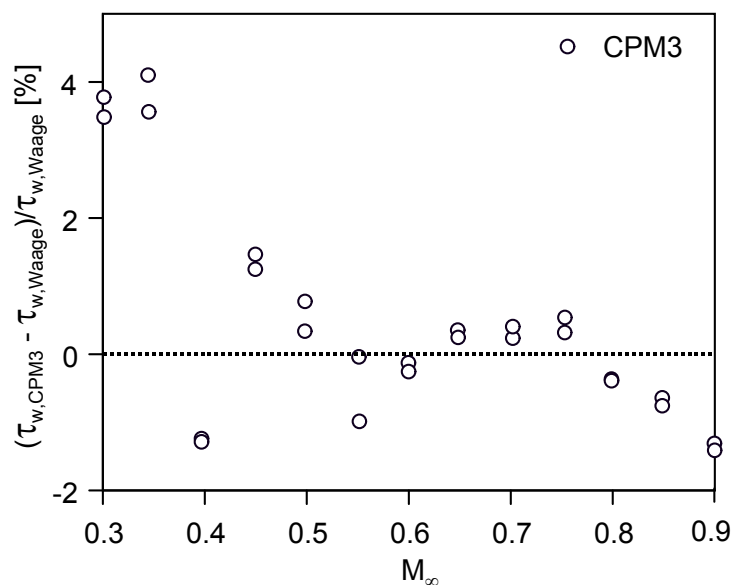


Bild 5.10: Abweichungen von $\tau_{w,Waage}$ und $\tau_{w,CPM3}$

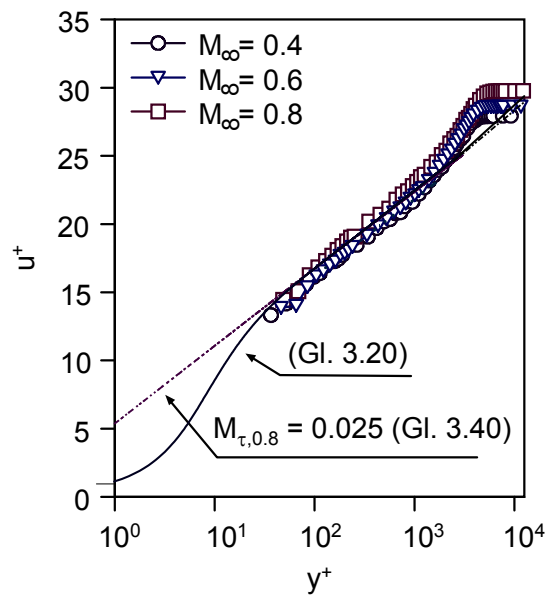


Bild 5.11: Vergleich der gemessenen und theoretischen Geschwindigkeitsprofile (VAN DRIEST (Gl. 3.20), asymptotische Lösung von ROTTA (Gl. 3.40))

Aufgrund der hier vorliegenden geringen Werte für die Wandschubspannungsmachzahl bleibt dieser für den Bereich von $0 < M_\infty < 0.9$ und der daraus resultierenden Übereinstimmung von Gl. 3.20 und Gl. 3.40 unbeeinflusst.

Für die Ermittlung der Kalibrationsfunktionen der indirekten Verfahren erfolgten Messungen unter Variation der Anströmmachzahl M_∞ , in einer Vorwärts- sowie Rückwärtsanströmung. Damit wurde eine korrekte Bestimmung der Wandschubspannung auch im Fall von Rückströmung, wie sie in Bereichen lokaler Ablösung auftreten kann, gewährleistet. Für die Durchführung dieser Messungen mußten die Sensoren jeweils um 180° zur Anströmung gedreht werden, was aufgrund der Geometrie der Sensorteller problemlos möglich war.

Die Ergebnisse aus den Messungen mit den auf Differenzdruckmessungen basierenden Sensoren sind in den Bildern 5.12 und 5.13 zu sehen. Aufgenommen wurden hierbei die gemittelten Meßsignale des Piezowandschubspannungssensors sowie des Oberflächendrahtes, die über die Größen aus Gl. 4.5 und Gl. 4.6 doppelt logarithmisch aufgetragen sind. Die Meßergebnisse beider Sensoren liegen in guter Übereinstimmung mit der jeweils ermittelten Kalibrationsfunktion (Gl. 4.4). Während beim Oberflächendraht (Bild 5.12) die Verläufe der Kalibrationsgeraden für die Vorwärts- und Rückwärtsanströmung fast deckungsgleich sind, zeigt der Piezowandschubspannungssensor (Bild 5.13) ein stark richtungsabhängiges Verhalten. Die Abweichungen des Differenzdruckes bei gleicher Wandschubspannung nehmen hier Werte von $\Delta p_{\text{Piezo}} \approx 5\%$ bzw. $\Delta \tau_w \approx 7.5\%$ an.

Ein ähnliches Verhalten findet sich auch beim Oberflächenheißfilm wieder, dessen Heizleistung bezogen auf die treibende Temperaturdifferenz über die Kubikwurzel der Wandschubspannung (Gl. 4.2) in Bild 5.14 aufgetragen ist. Neben einem sehr guten Kalibrationszusammenhang für beide Strömungsfälle ist bei der rückwärtigen Anströmung eine deutlich geringere Wärmeabgabe bei gleicher Wandreibung zu erkennen. Die Abweichungen der beiden Kalibrationsfunktionen betragen $\Delta \tau_w \approx 5 - 8\%$.

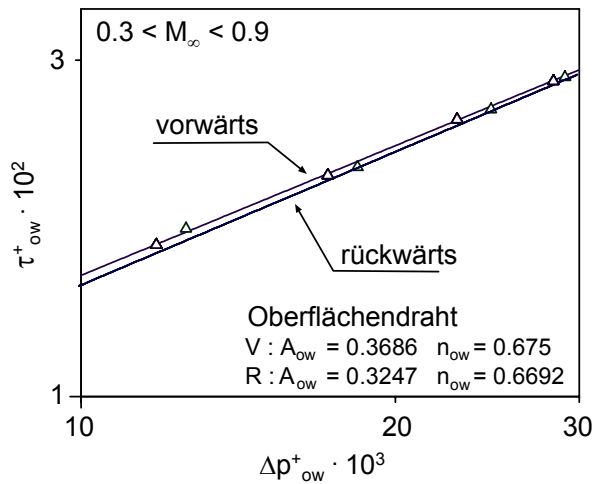


Bild 5.12: Kalibration des Oberflächendrahtes

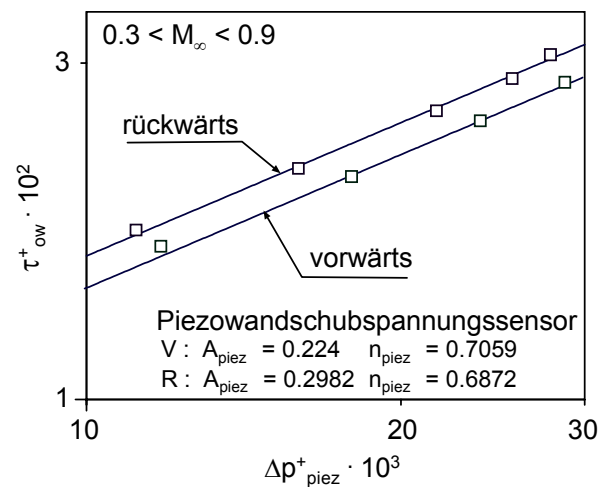


Bild 5.13: Kalibration des Piezowandschubspannungssensors

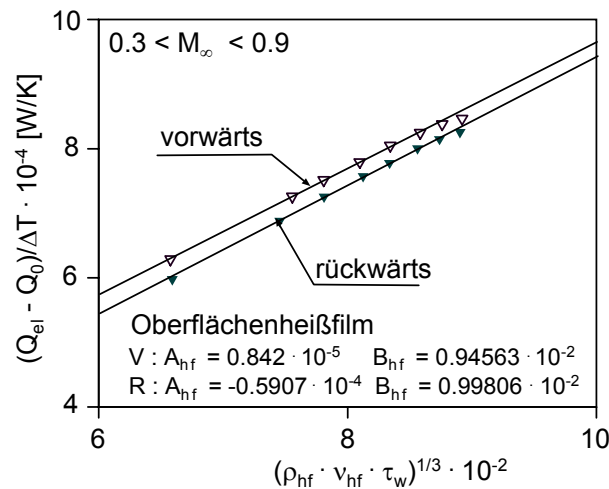


Bild 5.14: Kalibration des Oberflächenheißfilms

Es wird deutlich, daß besonders im Fall des Piezowandschubspannungssensors sowie des Oberflächenheißfilms eine Anwendung der Kalibrationsfunktionen für die „Vorwärtsanströmung“ in Gebieten örtlicher Rückströmungen zu deutlich geringeren Wandschubspannungswerten führen würde. Damit ist in Hinblick auf die Meßgenauigkeit eine Berücksichtigung der jeweiligen Kalibration in Abhängigkeit der Anströmung notwendig. Ursache für diese Abweichungen in den Kalibrationen können fertigungstechnische Ungenauigkeiten sein, die bei kleinsten Unebenheiten zu einer Veränderung in der Sensoranströmung führen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die zunächst nur für den reinen Unterschall entwickelten Kalibrationsfunktionen der indirekten Meßtechniken auch für den transsonischen Geschwindigkeitsbereich Gültigkeit besitzen, wenn die veränderlichen Stoffwerte berücksichtigt werden.

5.2.2 Einfluß von Druckgradienten auf die Kalibrierung

Im Hinblick auf eine Anwendung von Wandschubspannungssensoren in Strömungen mit einer Druckänderung in Strömungsrichtung, wie sie an gekrümmten Oberflächen zu finden ist, muß der Einfluß von Druckgradienten bei der Bestimmung der Wandschubspannung berücksichtigt werden. Erfährt die Strömung einen Druckanstieg ($dp/dx > 0$), wird die Grenzschicht verzögert. Dies führt zu einer „Einschnürung“ des Geschwindigkeitsprofils im wandnahen Bereich und damit zu einer Verringerung der lokalen Wandschubspannung. Im Fall eines Druckabfalls ($dp/dx < 0$) kommt es zu einer Beschleunigung der Grenzschicht, was einen Anstieg der Wandschubspannung zur Folge hat. Somit kommt es in beiden Fällen zu einer Veränderung in der wandnahen Geschwindigkeits-, bzw. Temperaturgrenzschicht. Berücksichtigt werden muß dies in den Kalibrationsfunktionen, die auf den Grenzschichtgleichungen basieren.

Untersuchungen hierzu erfolgten in einer turbulenten transsonischen Wandgrenzschicht mit aufgeprägten Druckgradienten, wobei diese mit Hilfe eines dafür vorgesehenen Verdrängungskörpers (Bild 4.18) sowie mit einer verstellbaren Kanalwand in der neuen Grenzschichtmeßstrecke erzwungen wurden. Der Verdrängungskörper bzw. die verstellbare Kanalwand befand sich dabei auf der dem Meßeinsatz gegenüberliegenden Seite und ließ sowohl positive als auch negative Druckgradienten zu. Die Variation der Versuchsparameter wurden dabei wie folgt vorgenommen:

Druckanstieg	$0.49 < M_x < 0.65$	$+ 0.0045 < p^+ < + 0.006$
Druckabfall	$0.52 < M_x < 0.66$	$- 0.0040 < p^+ < - 0.002$

Die dimensionslosen Geschwindigkeitsverläufe in der Grenzschicht für positive als auch negative Druckgradienten sind in den Bildern 5.15 und 5.16 zu sehen. Für die Bestimmung der Ähnlichkeitsparameter u^+ und y^+ (Gl. 3.9) wurde wiederum die Wandschubspannungsgeschwindigkeit $u_{\tau Waage}$ verwendet, die jeweils unter den oben genannten Versuchsbedingungen ermittelt wurde. Ein Vergleich mit dem VAN DRIESTschen Wandgesetz (Gl. 3.26) für $p^+ = 0.006$ bei $M_x = 0.66$ zeigt eine gute Übereinstimmung der Meßwerte mit der Theorie. Für $y^+ > 1000$ ist der für eine Verzögerung charakteristische Anstieg der Geschwindigkeit u^+ (Bild 5.15) zu erkennen. Im Fall der beschleunigten Strömung folgt der Verlauf des dimensionslosen Geschwindigkeitsprofils (Bild 5.16) dem logarithmischen Wandgesetz, welches hier seine Gültigkeit beibehält.

Bild 5.17 zeigt die unkorrigierten Ergebnisse der Wandschubspannungsmessungen bei Druckanstieg, aufgetragen über die Ergebnisse der Wandschubspannungswaage. Während die mit dem CPM3-Verfahren (Kap.4.1.5) ermittelten Wandschubspannungswerte, hier unter Berücksichtigung von p^+ (Gl. 3.23), mit $\Delta c_f = 4\%$ im gesamten Machzahlbereich eine gute Übereinstimmung zum Referenzverfahren (Waage) aufweisen, ist beim Oberflächendraht, beim Piezowandschubspannungssensor sowie beim Oberflächenheißfilm ein deutlicher Einfluß des Druckgradienten zu erkennen. Unter Verwendung der Standardkalibrationen befinden sich die Ergebnisse des Oberflächenheißfilms (Gl. 4.2) mit $\Delta c_f \approx 10\%$, im Fall des Oberflächendrahtes und des Piezowandschubspannungssensors (Gl. 4.4) mit $\Delta c_f \approx 14\%–17\%$, deutlich über den

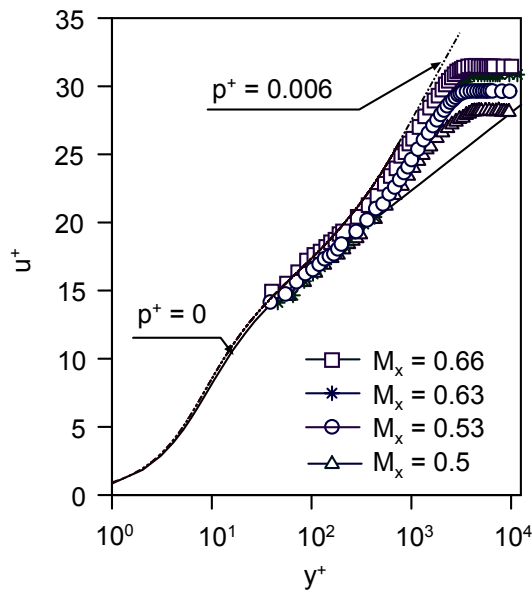


Bild 5.15: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile bei Druckanstieg im Vergleich zur Theorie (Gl. 3.26)

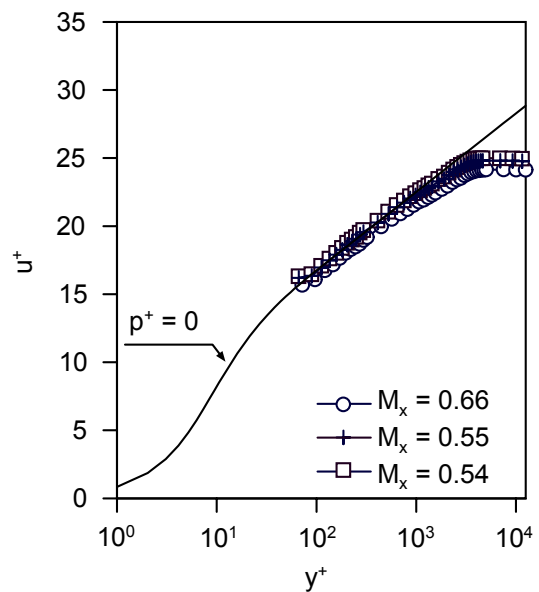


Bild 5.16: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile bei Druckabfall im Vergleich zur Theorie (Gl. 3.26)

mit der Wandschubspannungswaage ermittelten Wandschubspannungswerten. Die beiden zuletzt genannten Sensoren liegen damit extrem weit außerhalb des geforderten Genauigkeitsbereiches (Kap.2). Betrachtet man die Heizleistung des Oberflächenheißfilms sowie die Differenzdrücke des Oberflächendrahtes und des Piezowandschubspannungssensors bei gleicher lokaler Machzahl, sind deutlich höhere Meßwerte zu verzeichnen. Die den Kalibrationsalgorithmen zugrunde liegenden Funktionen (Gl. 3.61 bzw. Gl. 4.2 und Gl. 3.9 bzw. Gl. 4.4) lassen erkennen, daß im Fall einer Anwendung der Standardkalibration die Werte für die Geschwindigkeit und den Wärmestrom über die Gleichungen der unbeeinflussten Grenz-

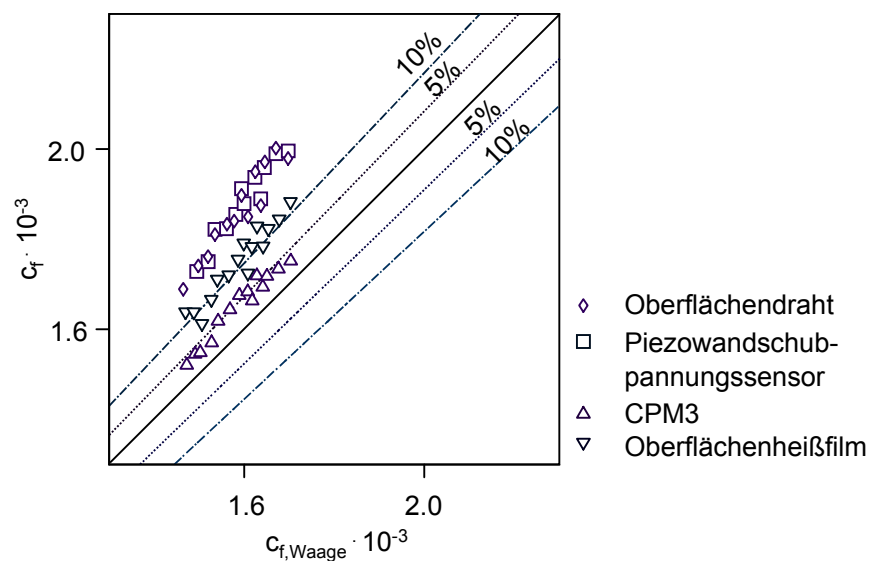


Bild 5.17: Ergebnisse der Wandschubspannungsmessung bei Druckanstieg

schichtströmung ermittelt wurden und somit die Veränderung der Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile durch Druckgradienten nicht erfaßt wird.

Für eine verlässliche Anwendung der indirekten Wandschubspannungsmeßverfahren und zur genauen Bestimmung der Wandschubspannung in Strömungen mit Druckgradienten muß im Fall der auf einer Differenzdruckmessung basierenden Verfahren ein korrigierender Zusammenhang zwischen den Meßwerten, den Druckgradienten, der Wandschubspannung sowie der Standardkalibration (Gl. 4.4) gefunden werden.

Wie bereits in Kap.3.1 gezeigt wurde, existiert über Gl. 3.24 ein Zusammenhang zwischen der Wandschubspannung und dem Druckgradienten. Wird nun dieser Zusammenhang in der Standardkalibration (Gl. 4.4) berücksichtigt, erhält man folgenden Zusammenhang für die dimensionslose Wandschubspannung des Oberflächendrahtes bzw. des Piezowandschubspannungssensors

$$\tau_{w, \text{mess}}^+ = \frac{\left(\tau_w + \frac{dp}{dx} \cdot \frac{d_{ow}}{2} \right) \cdot d_{ow}^2}{4 \cdot \rho \cdot v^2} = A_{ow} \cdot (\Delta p_{ow}^+)^{n_{ow}} \quad .$$

Ausgeschrieben lautet die korrigierte Kalibrationsfunktion damit

$$\frac{\tau_w \cdot d_{ow}^2}{4 \cdot \rho \cdot v^2} = A_{ow} \cdot \Delta p_{ow}^{+ n_{ow}} - \frac{dp}{dx} \cdot \frac{d_{ow}^3}{8 \cdot \rho \cdot v^2} \quad . \quad (5.1)$$

Gl. 5.1 läßt deutlich erkennen, daß der vom Druckgradienten bestimmte Term unabhängig von der Wandschubspannung ist und im Fall eines Ablösepunktes ($\tau_w = 0$) dominiert. Die mit Gl. 5.1 korrigierten Meßergebnisse des Piezowandschubspannungssensors sowie des Oberflächendrahtes sind in Bild 5.18 wiederum im Vergleich zum Referenzverfahren aufgetragen. Für ein relativ breites Spektrum positiver Druckgradienten kommt es beim Piezowandschubspannungssensor und Oberflächendraht zu einer Annäherung der Meßwerte mit $\Delta c_f \approx \pm 5\%$. Dieses Ergebnis kann als sehr zufriedenstellend angesehen werden.

Für den Oberflächenheißfilm ist ein Bezug herzustellen, der den Wärmetransport des Oberflächenheißfilms unter Einbeziehung des Druckgradienten beschreibt. Diese Beziehung wurde bereits in Kap.3.3 vorgestellt und lautet für nicht zu vernachlässigende Druckgradienten nach Umstellung von Gl. 3.67

$$\tau_w = b^* \cdot \frac{\mu^2}{\rho \cdot \text{Pr} \cdot L_{\text{eff}}^2} \cdot \text{Nu}^3 - a^* \cdot \frac{L_{\text{eff}}}{\text{Nu}} \cdot \frac{dp}{dx} \quad . \quad (5.2)$$

Ähnlich wie in Gl. 5.1 ist ebenfalls auf der rechten Seite der Gleichung ein von der Standardkalibration bestimmter Term sowie ein Term, in dem der Druckgradient dominiert, zu finden. Letzterer ist ebenfalls unabhängig von der Wandschubspannung τ_w . Für Druckgradienten von Null geht Gl. 5.2 in die Standardkalibration (Gl. 4.2) über.

Bei den in der Gl. 5.2 auftauchenden Konstanten a^* und b^* handelt es sich um zwei von BROWN [72] empirisch bestimmte Größen, die in einer laminaren inkompressiblen Grenzschicht ermittelt wurden. Bei der Anwendung von Gl. 5.2 führt der Wert für $a^*_{\text{Brown}} = 0.227$ bei den hier untersuchten Fällen zu keinem zufriedenstellenden Ergebnis. BELLHOUSE & SCHULTZ [50] wiesen in ihrer Arbeit darauf hin, daß sich bereits die von CURLE [73] ermittelten Konstanten für den laminaren und turbulenten Fall unterscheiden und daher separat ermittelt werden müssen. Mit Hilfe einer Rückrechnung von Gl. 5.2 und unter Verwendung von $\tau_{w,\text{Waage}}$ konnte mit $a^* \approx 4.1$ ein neuer Wert bestimmt werden (Bild 5.19).

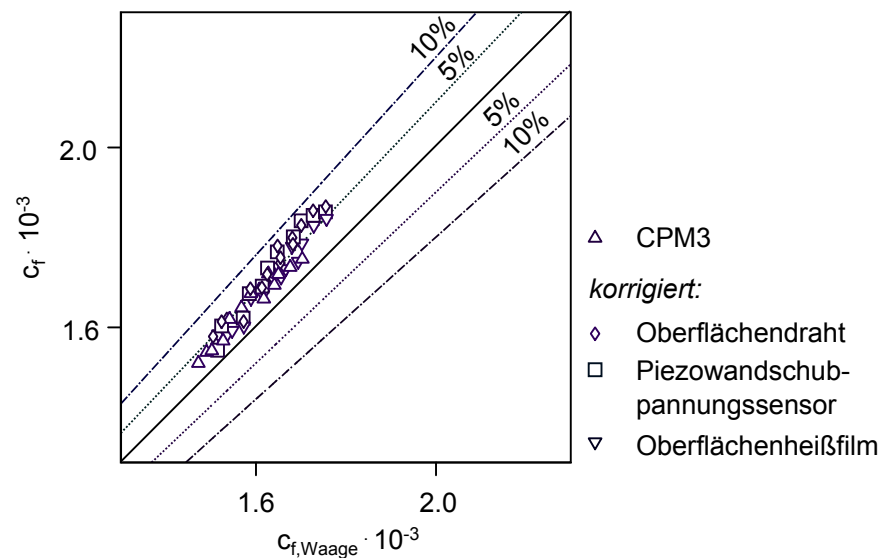
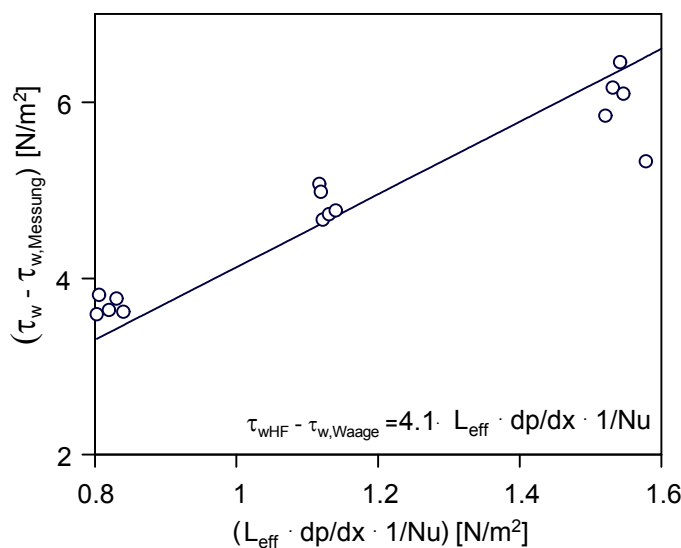


Bild 5.18: Korrigierte Ergebnisse der Wandschubspannungsmessung bei Druckanstieg



ild 5.19: Korrekturfunktion des Oberflächenheißfilms (Gl. 5.2) bei Druckanstieg

Wie dem Bild 5.18 zu entnehmen ist, befinden sich die mit diesem neuen Wert korrigierten Meßergebnisse mit $\Delta c_f = \pm 4\%$ in dem geforderten Genauigkeitsbereich (Kap.2.3). Für den Fall negativer Druckgradienten befinden sich im Gegensatz zum Oberflächenheißfilm die mit der Standardkalibration ermittelten Meßergebnisse des Oberflächendrahtes und des Piezowandschubspannungssensors trotz starker Druckgradienten mit $\Delta c_f \approx +6\%$ (Bild 5.20) noch in einem akzeptablen Genauigkeitsbereich. Beim Oberflächenheißfilm kommt es zu einer Verringerung der Heizleistung und damit zu deutlich geringeren Wandschubspannungswerten, die sich mit $\Delta c_f \approx -10\%$ außerhalb des geforderten Genauigkeitsbereiches (Kap.2.3) befinden. Während für negative Druckgradienten das logarithmische Wandgesetz für die Geschwindigkeitsgrenzschicht seine Gültigkeit beizubehalten scheint, erfährt die Temperaturgrenzschicht eine Veränderung (HUANG & BRADSHAW [80]).

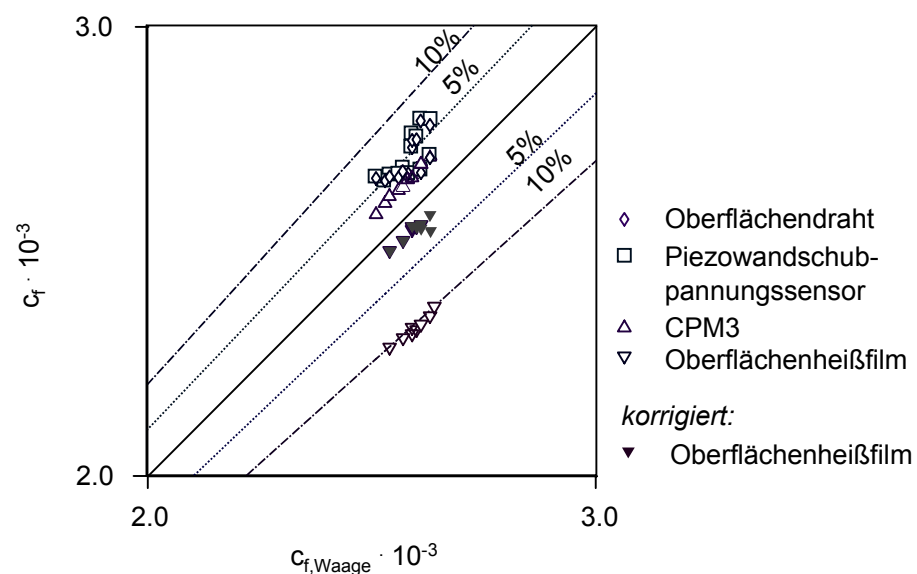


Bild 5.20: Ergebnisse der Wandschubspannungsmessung bei Druckabfall

Der Gradient des Temperaturprofils wird bei gleichbleibender Anströmmachzahl größer, was durch die Anwendung von Gl. 5.2 und dem bereits ermittelten Wert für $a^* = 4.1$ berücksichtigt werden kann. Die korrigierten Ergebnisse des Oberflächenheißfilms liegen mit $\Delta c_f \approx -3\%$ in guter Näherung zum Referenzverfahren sowie zu den anderen Sensoren.

Die Untersuchung zeigt, daß die zum Teil in Kap.3 bereitgestellten Korrekturen eine zusätzliche Überarbeitung verlangen, um dem geforderten Genauigkeitsbereich von $\Delta \tau_w \approx \pm 5\%$ zu genügen. Eine erneute empirische Ermittlung der Korrekturparameter im Fall des Oberflächenheißfilms sowie die Erweiterung der Standardkalibrationsfunktion des Oberflächendrahtes (bzw. Piezowandschubspannungssensors) um das vom Druckgradienten abhängige Schubspannungsverhältnis führen zu zufriedenstellenden Ergebnissen.

5.2.3 Einfluß von Verdichtungsstößen

In Vorbereitung der Messungen an einem senkrechten Verdichtungsstoß ist es sinnvoll, zunächst das Verhalten der Wandschubspannungsmess-techniken in einem Rückströmungsgebiet, das sich z.B. hinter einem Stoß ausbilden kann, zu untersuchen. Daher wird im folgenden die in vergleichender Weise durchgeführte Wandschubspannungsuntersuchung in einem Rückströmungsgebiet hinter einem Störkeil beschrieben.

5.2.3.1 Wandschubspannungsmessung bei Rückströmung

Mit einem Störkeil, der eine Höhe $h_{\text{Keil}} = 6\text{mm}$ und einen Keilwinkel von $\beta_{\text{Keil}} = 11^\circ$ besitzt, wurde ein lokales Ablösegebiet mit einer hinreichenden Ausdehnung erzwungen. Dies war in Hinblick auf die Anwendung der Wandschubspannungswaage von Bedeutung, da deren Auflösung stark von dem Schwimmerquerschnitt bestimmt wird. Bei einer konstanten Anström-machzahl von $M_\infty = 0.5$ wurde der Störkeil in diskreten Schritten in Strömungsrichtung so positioniert, daß im gesamten Ablösebereich bei fixierter Lage aller Meßverfahren eine Aufnahme des Wandschubspannungsverlaufes möglich war.

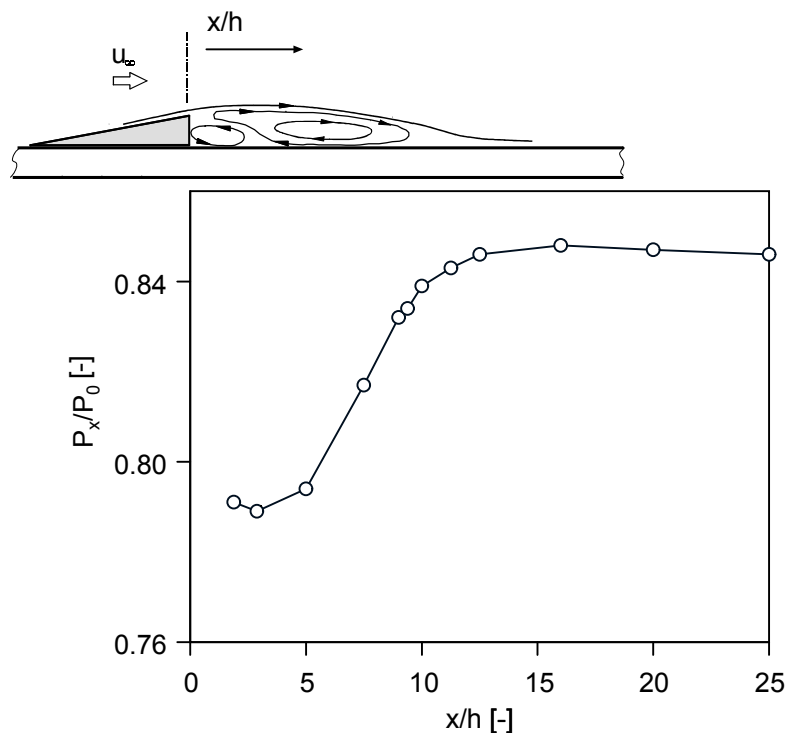


Bild 5.21: Druckverteilung hinter dem Störkeil ($h_{\text{Keil}} = 6\text{mm}$) bei $M_\infty = 0.5$

Im Hinblick auf eine Festlegung der Strömungsrichtung sowie des Wiederanlegepunktes wurde auf den Vorzeichenwechsel der Wandschubspannungswaage und des Oberflächendrahtes (bzw. des Piezowandschubspannungssensors) sowie auf Anstrichbilder zurückgegriffen. Dies

war besonders im Hinblick auf die Anwendung der Kalibrationsalgorithmen von Bedeutung, da hier die Richtungskalibrationen (Kap.4.2) zum Tragen kommen.

Bild 5.21 zeigt den Verlauf des statischen Drucks, aufgetragen über die Laufvariable x/h_{Keil} . Zu erkennen ist, daß die Strömung durch den Keil eine Beschleunigung erfährt, um sich danach durch die sich anschließende Erweiterung des Strömungsquerschnitts (Verzögerung) hinter dem Keil lokal abzulösen. Im weiteren Verlauf für $x/h_{\text{Keil}} > 10$ kommt es zu einem Wiederanlegen und damit zur Entstehung einer Ablöseblase. Betrachtete man den Druckverlauf direkt hinter dem Keil in einem Bereich von $0 < x/h [-] < 3$, so ist ein Druckabfall zu erkennen, dem sich ein starker Druckanstieg bis zum Wiederanlegepunkt hin anschließt. Hinter dem Wiederanlegepunkt findet sich ein Gleichdruckgebiet, welches den Bereich hin zur ungestörten Strömung kennzeichnet.

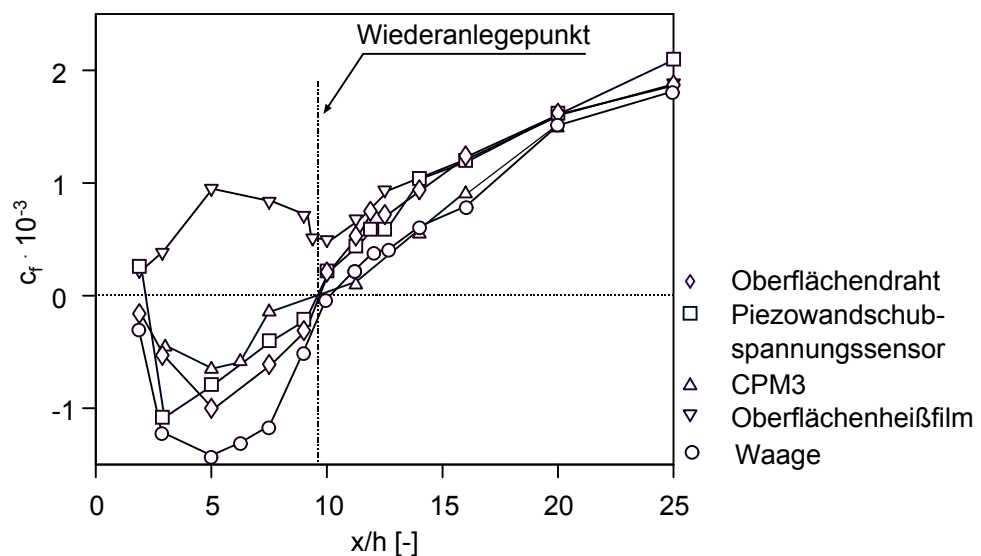


Bild 5.22: Wandschubspannungsverteilung im Ablösebereich ($M_\infty = 0.5$)

Bild 5.22 zeigt vergleichend die Ergebnisse der Wandschubspannungsmessung, die bei allen hier verwendeten Meßverfahren einen quantitativ ähnlichen Verlauf aufweisen. Hinter dem Störkeil ($x/h_{\text{Keil}} > 0$) ist ein starkes Absinken der Wandschubspannung zu erkennen, das bei $x/h_{\text{Keil}} = 5$ ein negatives Maximum aufweist. Zum Wiederanlegepunkt hin gehen alle Wandschubspannungswerte gegen Null, um dann im weiteren Verlauf ($x/h_{\text{Keil}} > 10$) auf den Wert der ungestörten Strömung anzuwachsen. Einzige Ausnahme stellt hier der Oberflächenheißfilm dar, mit dem die Erfassung eines Rückströmgebietes im Hinblick auf einen Vorzeichenwechsel nur quantitativ möglich ist. Hier ist lediglich vom Betrag her ein ähnlicher Verlauf der Meßwerte zu erkennen. Im Bereich des Wiederanlegepunktes ($x/h_{\text{Keil}} \approx 9.5$) zeigt sich beim Oberflächenheißfilm eine konstante Wärmeabgabe bzw. ein konstanter Wandschubspannungswert mit $c_f \neq 0$. Hier kommt der vom Druckgradienten abhängige Term (Gl. 5.2) zum tragen, der im Fall von $\tau_w = 0$ zu einem $q_{w,\text{Messung}} > q_{w,0}$ führt.

Ähnlich wie beim Oberflächenheißfilm ist die Erfassung rückwärts gerichteter Strömungen mit der CPM3–(Triple–) Sonde in der bisherigen Anordnung nicht möglich. Um im Rück-

strömungsgebiet qualitative Messungen mit der CPM3–(Triple–) Sonde zu ermöglichen, wurde die Sonde in die entsprechende Strömungsrichtung gedreht. Die Messungen erfolgten aufgrund der Größe der Sonde nur in einem Bereich von $3 < x/h < 25$. Die Ergebnisse der CPM3-Verfahren sind in Bild 5.22 zu sehen und zeigen ebenfalls den charakteristischen Wandschubspannungsabfall hinter dem Keil. Dieser weist im Vergleich zu den anderen Wandschubspannungssensoren vom Betrag her deutlich geringere c_f -Werte auf. Betrachtet man die Ergebnisse der Wandschubspannungswaage, befinden sich im Bereich der Ablöseblase vom Betrag maximale (maximal negative) c_f -Werte die damit das Ablösegebiet kennzeichnen. Der Einfluß der integrierenden Wirkung des Schwimmerdurchmessers zeigt sich im Wiederanlegepunkt bei $c_{f,Waage} \approx 0$, der um $\Delta x/h \approx 0.5$ ($\approx 3\text{mm}$) versetzt erscheint. Hinter dem Wiederanlegepunkt ist eine deutliche Übereinstimmung der Ergebnisse der Wandschubspannungswaage und der CPM3–(Triple–) Sonde zu erkennen, was sich bereits in den vorangegangenen Kapiteln abzeichnete. Obwohl es sich bei dem Piezowandschubspannungssensor und dem Oberflächendraht um prinzipgleiche Meßtechniken handelt, weichen die Ergebnisse in der Rückströmung stark voneinander ab, wofür jedoch kein strömungstechnischer Zusammenhang gefunden werden konnte. Erst hinter der Ablösung ($x/h > 10$) kommt es wieder zu einer Übereinstimmung der Meßergebnisse.

Bild 5.23 zeigt vergleichend die prozentualen Abweichungen der einzelnen Meßverfahren im Vergleich zur Waage. Direkt hinter dem Keil, im Bereich der Ablösung ($2 < x/h < 10$), befinden sich die Meßwerte vom Betrag her deutlich unterhalb der Werte von $c_{f,Waage}$. Die größten Abweichungen zeigen sich beim CPM3-Verfahren. Die rückwärtige Anordnung der CPM3–(Triple–) Sonde im Bereich der Ablösung führt in der Grenzschicht aufgrund der geometrischen Abmaße zu einer zusätzlichen Verdrängungswirkung.

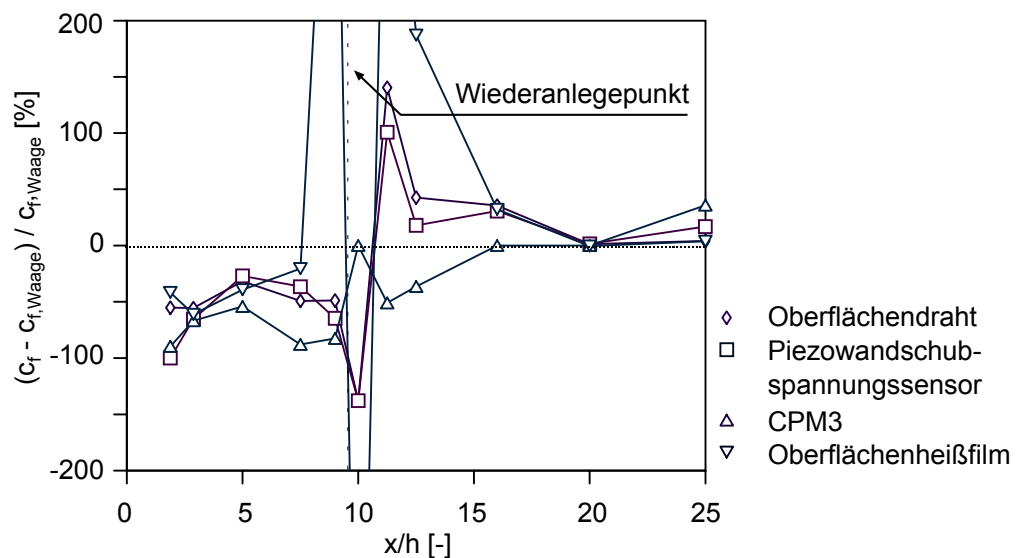


Bild 5.23: Prozentuale Abweichungen der Wandschubspannungsbeiwerte aller Meßverfahren im Rückströmungsgebiet

Die Abweichungen von $\Delta c_f \approx \pm 75\%$ bestätigen, daß die CPM3–(Triple–) Sonde auch in modifizierter Anordnung für diesen Strömungszustand nicht zuverlässig arbeitet, da hier das logarithmische Wandgesetz seine Gültigkeit verliert und die wandnahen negativen Geschwindigkeiten zu gering wiedergegeben werden.

Ein Vergleich der indirekten Verfahren untereinander zeigt vom Betrag eine relativ gute Übereinstimmung von $\Delta c_f \approx \pm 10\%$, was auch in den Arbeiten von FERNHOLZ ET AL [45] und NITSCHKE ET AL [3] für indirekte Meßverfahren bereits im niedrigen Unterschall zu finden ist.

Die Wandschubspannungsergebnisse des Piezowandschubspannungssensors, des Oberflächendrahtes sowie des Oberflächenheißfilms liegen im Rückströmungsgebiet mit $\Delta c_f \approx \pm 50\%$ zum Referenzverfahren ebenfalls deutlich außerhalb des geforderten Genauigkeitsbereiches. Als Ursache kann die bereits in Kap.5.3 genannte Problematik der Veränderung des Geschwindigkeits– bzw. Temperaturprofils bei starken Druckgradienten gesehen werden. Daher sollte der in dem Rückströmungsgebiet dominierende positive Druckgradient (s. Kap.5.3) bei einer erneuten Auswertung berücksichtigt werden. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Bild 5.24 dargestellt, wiederum als prozentuale Abweichungen der einzelnen Meßverfahren zu den Ergebnissen der Wandschubspannungswaage.

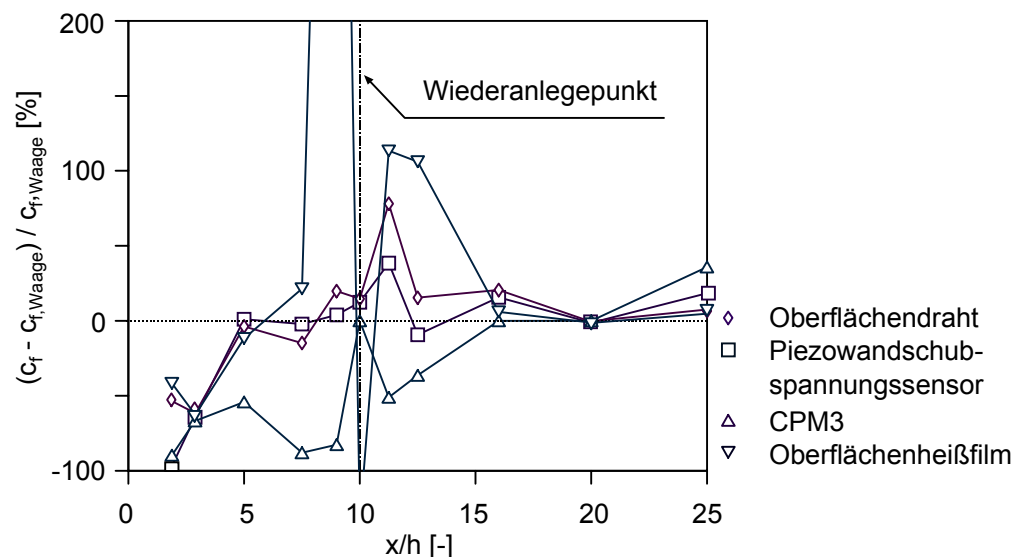


Bild 5.24: Prozentuale Abweichungen der korrigierten Wandschubspannungswerte aller Meßverfahren im Rückströmungsgebiet

Zu erkennen ist eine geringfügige Verbesserung bzw. eine Annäherung der Meßergebnisse im Bereich der Rückströmung mit einem $\Delta c_{f,\text{piezo}} \approx -5\%$, $\Delta c_{f,\text{ow}} \approx -10\%$, $\Delta c_{f,\text{hf}} \approx \pm 15\%$. Im Bereich um den Wiederanlegepunkt kann trotz Korrektur keine Übereinstimmung der Meßwerte gefunden werden. Die maximal auftretenden Abweichungen der Meßwerte können z.T. auf die Auflösung der Meßverfahren bzw. Meßaufnehmer zurückgeführt werden. Im gesamten Rückströmungsgebiet kommt es daher zu keinen übereinstimmenden Ergebnissen zwischen den indirekten und dem direkten Meßverfahren.

5.2.3.2 Senkrechter Verdichtungsstoß

Entsteht ein Verdichtungsstoß aufgrund hoher Anströmgeschwindigkeiten, kommt es zu einer Veränderung der Druckverhältnisse und damit zu einer Veränderung der Wandschubspannung. Somit können bereits Messungen der statischen Druckverteilung erste Informationen über einen Stoßgebiet liefern.

Die für eine Expansion bzw. Kompression notwendige Querschnittsänderung erfolgte während dieser Untersuchung mit der in Kap.4.2 beschriebenen einseitigen Lavaldüse (Bild 4.18). Diese befand sich dabei auf der gegenüberliegenden Seite des Meßeinsatzes. Durch die Formgebung der einseitigen Lavaldüse sollte die Möglichkeit gegeben sein während der Messungen einen geraden Verdichtungsstoß mit kleinem Stoßfuß zu erhalten. Dadurch werden mögliche Zusatzeffekte (3D-Effekte) weitgehend vermieden. Vor den eigentlichen Untersuchungen zur Wandschubspannung wurde das zu untersuchende Strömungsfeld mit Hilfe der Schlierenphotographie visualisiert. Mit dieser Technik können Dichteunterschiede, wie sie besonders in Bereichen von Verdichtungsstößen auftreten, sichtbar gemacht werden. Somit erfolgte in einem ersten Versuch die Festlegung der Form sowie der Lage des zu untersuchenden Stoßes. Die Positionierung des Stoßes wurde über die Variation der Anströmmachzahl und der Lavaldüsenposition vorgenommen.

Das Ergebnis der Schlierenaufnahme für $M_\infty = 1.2$ ist in Bild 5.25 zu sehen. Hier ist der eingelagerte Stoß, der sich über den gesamten Meßstreckenquerschnitt erstreckt, gut zu erkennen. Dieser trifft fast senkrecht auf den Meßeinsatz an der gegenüberliegenden Kanalwand. Über die gesamte Kanalbreite betrachtet ist eine Krümmung des Stoßes zu erkennen, der an der Düsenkontur eine Auffächerung mit anschließender Ablösung aufweist. Des weiteren ist in der Aufnahme die für die Messungen der Geschwindigkeitsprofile verwendete Grenzschichtsonde zu sehen, die gleichzeitig die Position der Wandschubspannungsmeßverfahren markiert. Da keine merkliche Beeinträchtigung der Grenzschicht am Meßeinsatz durch die gegenüberliegende Ablösung festgestellt werden konnte, wurde dieser Sachverhalt während der Durchführung der Messung vernachlässigt. Neben der Lage und Art des Stoßes konnte den Schlierenaufnahmen weiterhin entnommen werden, daß sich im Expansionsgebiet vor den Sondenöffnungen der Grenzschichtsonde sowie der CPM3-(Triple-) Sonde zusätzliche Stöße ausbilden. Diese führen zu einer Verringerung der Sondendrucke, da sich beide Sonden in dieser Konfiguration in einem Kompressionsgebiet befinden. Bei der Auswertung der gemessenen Drücke muß daher bei der Ermittlung der wandnahen Geschwindigkeit bzw. Wandschubspannung eine Druckverlustrechnung vorgenommen werden.

Die Aufnahme der Druckverteilung im Expansions- und Kompressionsgebiet wurde über einen speziellen Einsatz mit statischen Druckbohrungen an der unteren Kanalwand ermöglicht (Bild 4.14). Die Position der einseitigen Lavaldüse wurde dabei unter konstanter Anströmmachzahl variiert. Das Druckverhältnis P_x/P_0 , aufgetragen über die Laufkoordinate x^* ist dem Bild 5.26 zu entnehmen. Die Laufkoordinate x^* bezieht sich dabei auf die Gesamtlänge ($l = 200\text{mm}$) des Meßeinsatzes, wobei $x^* = 100\text{mm}$ die x-Position der Sensoren im Einsatz kennzeichnet.

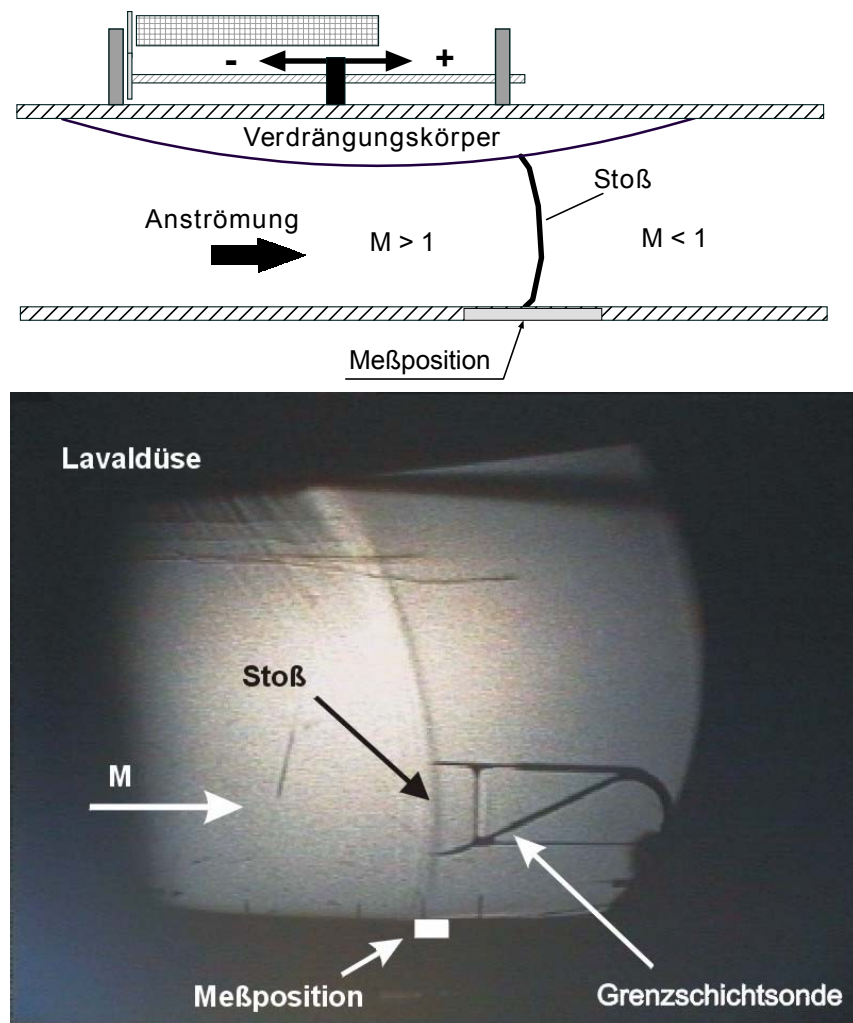


Bild 5.25: Schlierenaufnahme des Verdichtungsstoßes in der neuen Grenzschichtmeßstrecke bei $M_\infty = 1.2$

Da für jede Lavaldüsenposition die Druckverteilung über dem gesamten Meßeinsatz ermittelt wurde, handelt es sich bei der Darstellung in Bild 5.26 um eine Überlagerung verschiedener Düsenpositionen (x_{Laval}). Die x_{Laval} -Koordinate wurde dabei so überlagert, daß sich das Druckminimum und damit der Stoß bei $x^* = 100\text{mm}$ befindet ($x_{\text{Laval}} = 0\text{mm}$). Ebenfalls in Bild 5.26 zu erkennen ist der für Verdichtungsstöße typische Druckverlauf mit einer Expansion im Überschallgebiet, das durch einen Stoß abgeschlossen über eine Kompression in den Unterschall übergeht. Weiterhin ist der Punkt des kritischen Druckes bei $x^* = 0\text{mm}$ ($P_x/P_0 \approx 0.52$) zu erkennen, der damit den engsten Querschnitt in der Meßstrecke kennzeichnet. Für $x^* > 0\text{mm}$ verläuft der Druckabfall linear bis hin zum Stoß, der damit das Ende des Überschallfeldes markiert. Dem schließt sich ein extrem starker Druckanstieg im Kompressionsgebiet an, dessen Abschwächung erst bei $x^* > 130\text{mm}$ durch einen Übergang zur ungestörten Strömung erfolgt. Aus der Überlagerung der Druckverteilungen bei unterschiedlichem x_{Laval} ist ersichtlich, daß es sich hier um einen relativ stabilen Strömungszustand handelt, der durch die Traversierung der Lavaldüse nicht beeinträchtigt wird. Somit konnte bei fixierter Sensorposition während der gesamten Wandschubspannungsmessungen vor, im und hinter dem Stoß die Lavaldüse traversiert werden ohne das gesamte Strömungsfeld zu beeinflussen. Das für die

Wandschubspannungsmessungen zu untersuchende Meßgebiet sollte das Über- und Unterschallgebiet mit einschließen und wurde für die weiteren Untersuchungen mit $\Delta x_{\text{Laval}} = 60\text{mm}$ festgelegt. Wie bereits in vorangegangenen Untersuchungen wurden für die Wandschubspannungsmessungen selbst jeweils ein Oberflächenheißfilm, ein Oberflächendraht, ein Piezowandschubspannungssensor, eine Wandschubspannungswaage sowie eine CPM3-(Triple-)

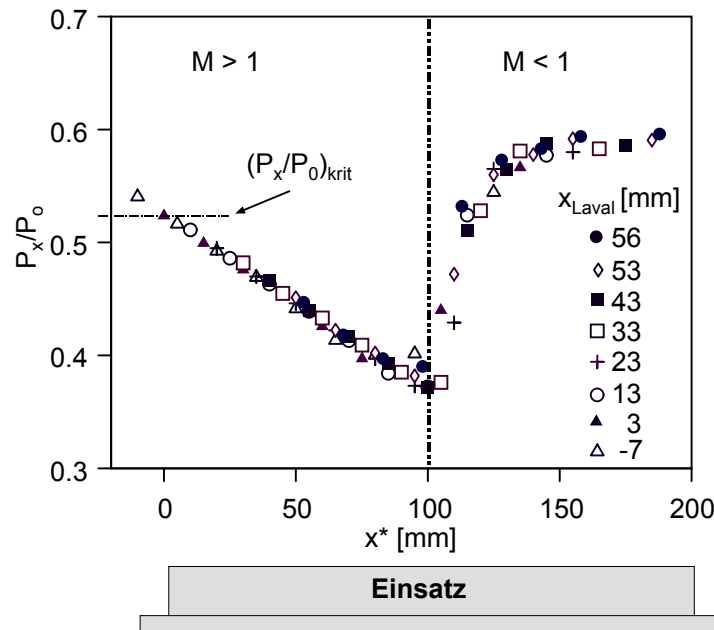


Bild 5.26: Druckverteilung über dem Meßeinsatz mit statischen Druckbohrungen (Bild 4.14)

Sonde in den Meßeinsatz integriert. Für die Gewährleistung gleichbleibender Strömungsbedingungen während der einzelnen Messungen wurde die Druckverteilung sowie die Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht, parallel zu den Wandschubspannungsmessungen, dokumentiert. Ein erster Vergleich der Meßergebnisse von Wandschubspannungswaage und CPM3 ist in Bild 5.27 zu finden, wobei die Wandschubspannungsbeiwerte über x_{Laval} aufgetragen sind. Bei der Auswertung der CPM3-Drücke für den Bereich $x_{\text{Laval}} < 0\text{mm}$ erfolgte über eine Druckverlustrechnung die Korrektur der Meßwerte. Damit weisen im Expansionsgebiet beide Meßverfahren der Machzahl entsprechende hohe τ_w -Werte und damit eine hinreichende Übereinstimmung auf. Direkt hinter dem Stoß, im Kompressionsgebiet mit zusätzlicher Grenzschichtaufdickung, zeigen beide Verfahren eine Verringerung der Wandschubspannung mit starken Abweichungen untereinander. $\tau_{w,\text{CPM3}}$ nimmt für $x_{\text{Laval}} > 0$ stetig ab und erreicht einen minimalen Wert von $\tau_w / [(\rho/2) \cdot u^2] = 0.00033$. Es kommt hier jedoch nicht zu dem für Ablösung typischen Absinken der Wandschubspannung auf $\tau_w \rightarrow 0$, bzw. $q_{\text{Preston}} \rightarrow 0$ (s.Kap.5.4). Der Einbruch hinter dem Stoß bei $5 < x_{\text{Laval}} [\text{mm}] < 13$ wird durch den stark positiven Druckgradienten und durch die ansteigende Strömungstemperatur beeinflusst, die zu einer starken Veränderung der Stoffgrößen führt. Stromab für $x_{\text{Laval}} > 21\text{mm}$ und geringer werdenden Druckanstieg findet sich ebenfalls keine Übereinstimmung der Meßergebnisse ($\Delta\tau_w = \pm 15 - 20\%$). Während nun die Ergebnisse des CPM3-Verfahrens im positiven

Bereich liegen, ist bei der Wandschubspannungswaage ein Vorzeichenwechsel im Kompressionsgebiet zu erkennen. Generell ist dies ein Anzeichen für eine Richtungsumkehr der Strömung und damit für eine lokale Ablösung. Es konnte jedoch durch eine Visualisierung sowie der Ergebnisse des CPM3-Verfahrens festgestellt werden, daß die Grenzschicht den Druckanstieg zu überwinden vermag, ohne daß eine Rückströmung auftritt.

Die parallel mit der Grenzschichtsonde durchgeführten Geschwindigkeitsmessungen sind ebenfalls in Bild 5.27 mit $u_{\tau, \text{CPM3}}$ in dimensionsloser Form der jeweiligen x_{Laval} Position zugeordnet. Zusätzlich ist zum Vergleich der theoretische Verlauf nach VAN DRIEST (Gl. 3.26) unter Verwendung des entsprechenden Druckgradientenparameter p^+ aufgetragen.

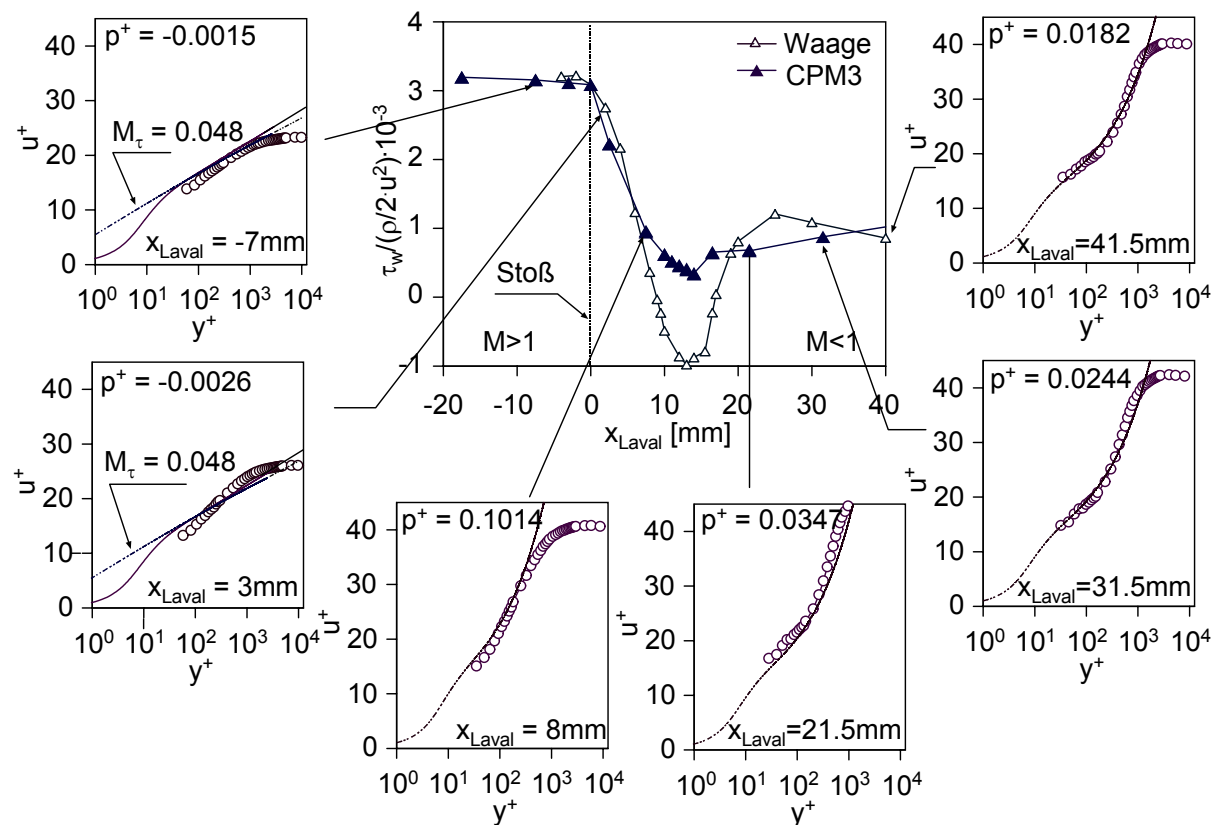


Bild 5.27: Vergleich der c_f -Verläufe von Wandschubspannungswaage und CPM3-(Triple-) Sonde; dimensionslose Grenzschichtprofile im Stoßbereich

Gut zu erkennen sind hier die Bereiche des Druckabfalls vor dem Stoß, in dem das gemessene Profil leicht unterhalb des VAN DRIESTschen Profil für $p^+ = 0$ liegt. Hier ist ein Einfluß der Wandschubspannungsmachzahl zu erkennen, der sich in der Übereinstimmung zwischen den Meßwerten und der asymptotischen Lösung von ROTTA [70] zeigt. Direkt hinter dem Stoß ist der Einfluß der Wandschubspannungsmachzahl noch präsent, jedoch ist durch die Stoßbewegung in diesem Bereich die exakte Bestimmung des Geschwindigkeitsprofils sehr schwierig. Das bei $x_{\text{Laval}} = 3$ mm aufgenommene Profil kann somit von der Theorie nicht eindeutig beschrieben werden. Weiter stromab ($5 < x_{\text{Laval}} [\text{mm}] < 21$) weisen die Profile im wandnahen Bereich ($y^+ < 100$) lediglich geringfügige Abweichungen von der Theorie von VAN DRIEST

(Gl. 3.26) auf. Der Einfluß der Wandschubspannungsmachzahl ist mit $0.02 < M_\tau < 0.028$ vernachlässigbar gering.

Um die Unterschiede der beiden Meßverfahren (Wandschubspannungswaage, CPM3–(Triple–) Sonde) zu verdeutlichen, zeigt Bild 5.28 die prozentualen Abweichungen der Meßergebnisse im untersuchten Strömungsfeld. Im Kompressionsbereich bei $8 < x_{\text{Laval}} [\text{mm}] < 18$ ist eine maximale Abweichungen von $\Delta\tau_w \approx 340\%$ zu erkennen. Hier erhält der Schwimmer der Waage eine stark entgegengesetzte Kraftbeaufschlagung. Es ist davon auszugehen, daß die Vorzeichenumkehr von $\tau_{w, \text{Waage}}$ mit einem Versagen der Waage d.h. mit der Auswirkung der Druckbeaufschlagung auf den Schwimmer im Bereich des starken Druckanstiegs in Zusammenhang gebracht werden kann.

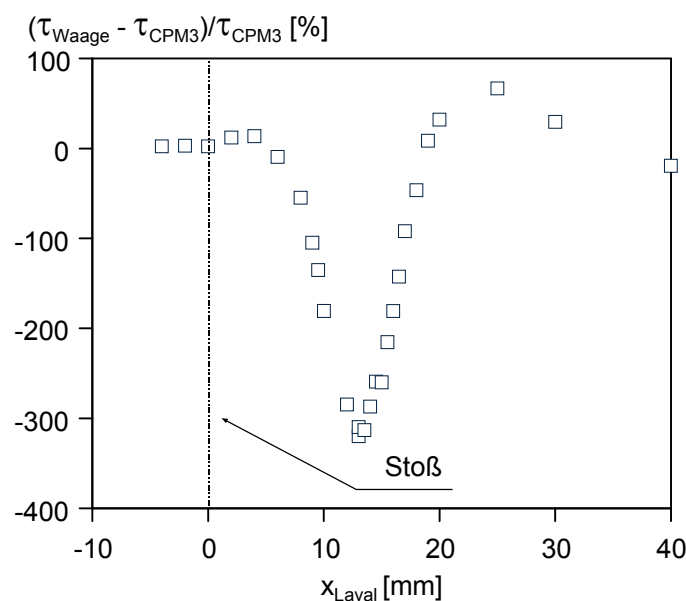


Bild 5.28: Prozentuale Abweichung von $\tau_{w, \text{Waage-m...AB}}$ zu $\tau_{w, \text{CPM3}}$

Das Augenmerk lag dabei auf den Druckausgleichsbohrungen und deren Auswirkungen im o.g. kritischen Bereich. Passiert der Stoß den Schwimmer, wird über die jeweils 20mm vom Schwimmerzentrum entfernten Druckausgleichsbohrungen das Innere des Waagengehäuses in unterschiedlicher Weise mit Druck beaufschlagt. Es kommt zu einer ungleichmäßigen Belastung des Schwimmers, hervorgerufen durch die Differenz von Innen- und Außendruck.

Bild 5.29 zeigt exemplarisch die Druckverteilung über der Waage für unterschiedliche Düsenpositionen. Für $x_{\text{Laval}} = -7\text{mm}$ befindet sich die gesamte Waage im Bereich eines linearen Druckabfalls, der durch die Ausgleichsbohrungen kompensiert werden kann. Eine Änderung des Zustandes ist bei $x_{\text{Laval}} = 3\text{mm}$ festzustellen, wo sich bereits der hintere Teil der Waage ($x^* > 100\text{mm}$, Bild 5.26) im Gebiet eines starken Druckanstiegs befindet. Das Wandschubspannungsmaximum wird erreicht, wenn sich der gesamte Schwimmer vollständig im Bereich des starken Druckanstiegs befindet, während die Ausgleichsbohrungen teilweise im Bereich eines Druckabfalls und eines Druckanstiegs sind.

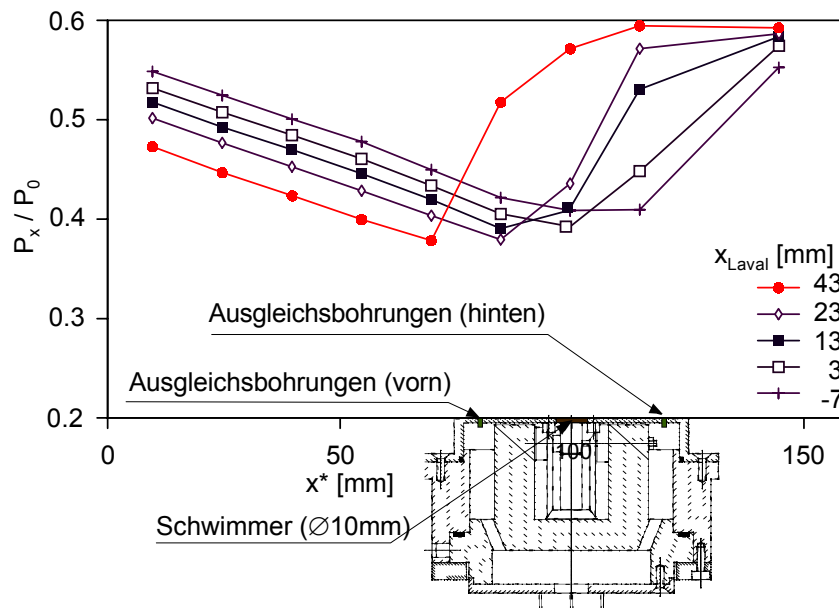


Bild 5.29: Druckverteilung über der Wandschubspannungswaage

Im Inneren der Waage kann es somit nicht zu einem hinreichenden Druckausgleich kommen, so daß die entstehende Kraft bzw. Auslenkung am Schwimmer zu einer Verfälschung der Meßwerte führt. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes wurden Wandschubspannungswerte der Waage für den Fall mit und ohne Ausgleichsbohrungen aufgenommen. Hierfür wurden die Druckausgleichsbohrungen verschlossen und die Ergebnisse dieser Vergleichsmessung in Bild 5.30 über x_{Laval} aufgetragen. Im Überschallbereich befindet sich $\tau_{w,Waage-o.AB}$ (ohne Ausgleichsbohrungen) mit $\Delta\tau_w \approx 7\%$ deutlich oberhalb von $\tau_{w,Waage-m.AB}$ (mit Ausgleichsbohrungen). Dies widerspricht den in Kap.5.1 erhaltenen Ergebnissen für den Strömungsfall mit starkem Druckabfall. Hinter dem Stoß findet bei der Waage ohne Ausgleichsbohrungen der zu erwartende Wandschubspannungsabfall aufgrund der Verzögerung der Strömung statt. Es kommt allerdings nicht zu einem starken Abfall des Spannungssignals bzw. zu einer Vorzeichenumkehr im Bereich von $8 < x_{Laval} [mm] < 13$.

Der in Kap.5.1 gezeigte Anstieg von $\tau_{w,Waage-o.AB}$ (Bild 5.4) in einer Strömung mit positiven Druckgradienten kann in Bild 5.30 für $0mm < x_{Laval}$ bestätigt werden. Eine Berücksichtigung dieses Sachverhaltes bei der Korrektur der Meßwerte $\tau_{w,Waage-o.AB}$ führte jedoch zu keiner zufriedenstellenden Übereinstimmung mit der CPM3–(Triple–) Sonde (Bild 5.31). Für weitere Betrachtung der indirekten Meßmethoden mußte daher die Waage als Referenzverfahren ausgeschlossen werden. In Bild 5.32 sind in vergleichender Weise die Ergebnisse aller hier untersuchten indirekten Wandschubspannungsmeßverfahren zur CPM3–(Triple–) Sonde dargestellt. Vor dem Stoß ($x_{Laval} < 0mm$) zeigen der Oberflächendraht und der Piezowandschubspannungssensor eine relativ gute Übereinstimmung zu dem Referenzverfahren (CPM3) mit geringen Abweichungen von $\Delta\tau_w = \pm 5\%$. Eine Beschleunigung der Strömung hat, wie bereits in Kap.5.3 gezeigt, kaum Auswirkungen auf die Meßergebnisse dieser Sensoren. Unter Anwendung der Standardkalibrationen und Berücksichtigung der sich bei hohen Machzahlen verändernden Stoffgrößen konnte ein zufriedenstellendes Ergebnis erzielt werden.

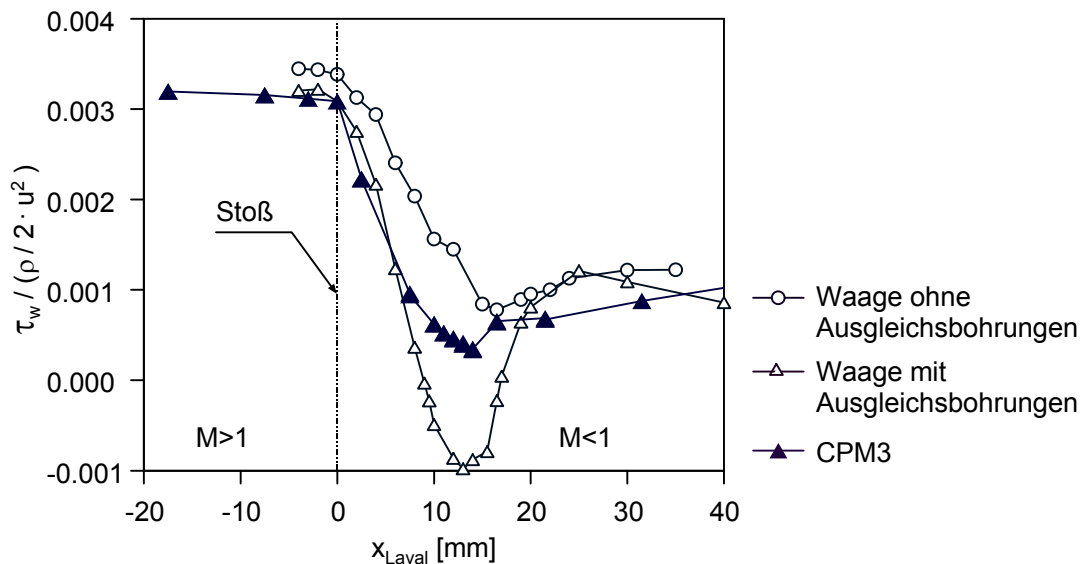


Bild 5.30: Vergleich von $\tau_{w, \text{Waage-o.AB}}$, $\tau_{w, \text{Waage-m.AB}}$ und $\tau_{w, \text{CPM3}}$ im Stoßbereich

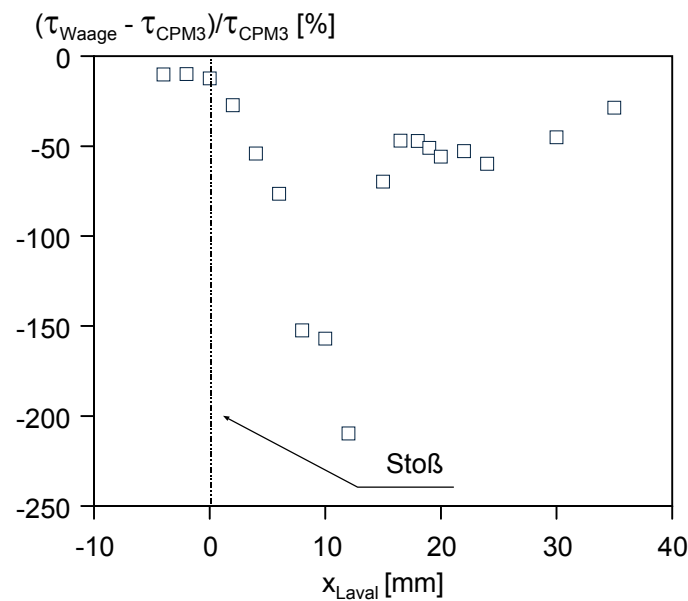


Bild 5.31: Prozentuale Abweichung von $\tau_{w, \text{Waage-o.AB}}$ zu $\tau_{w, \text{CPM3}}$

Im Expansionsbereich finden sich ebenfalls maximale Werte für $\tau_{w, \text{HF}}$, die sich jedoch deutlich unterhalb von $\tau_{w, \text{CPM3}}$ befinden. Ursache hierfür ist der starke Druckabfall (Kap.5.3) sowie die starke Temperaturerhöhung aufgrund von Dissipation, was zu einer geringeren Heizspannung und damit zu geringeren Wandschubspannungswerten führt. Im Kompressionsbereich ($x_{\text{Laval}} > 0 \text{ mm}$) kommt es zu einer starken Verringerung der Differenzdrücke bzw. von $\tau_{w, \text{ow}}$ und $\tau_{w, \text{Piez}}$.

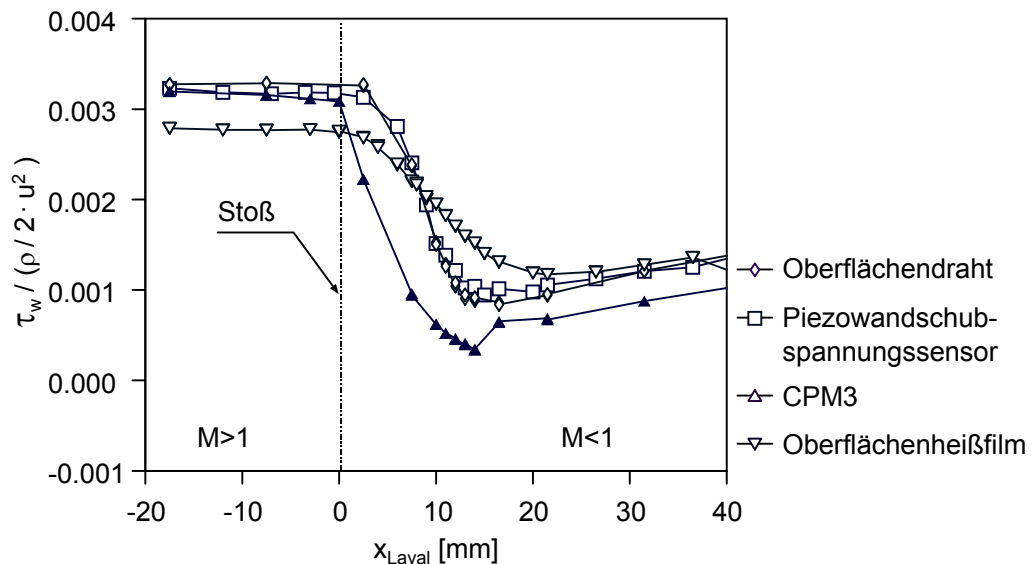


Bild 5.32: Wandschubspannungsverteilung der indirekten Meßverfahren im Stoßbereich

Auch beim Oberflächenheißfilm stellt sich ein für Stöße typisches Absinken der Heizleistung und damit der Wandschubspannung ein, das sich über einen Bereich von $0 < x_{\text{Laval}} \text{ [mm]} < 18$ erstreckt. Hier befinden sich die τ_w -Werte des Piezowandschubspannungssensors und des Oberflächendrahtes mit einem $\Delta\tau_{w\text{max}} \approx 200\%$ deutlich über $\tau_{w,\text{CPM3}}$ (Bild 5.33 und 5.34). Betrachtet man wiederum den Verlauf der gemessenen Geschwindigkeitsprofile (Bild 5.27), so ist für $x_{\text{Laval}} = 3 \text{ mm}$ der Übergang von Druckabfall und Druckanstieg zu erkennen, was die starke Belastung der Grenzschicht verdeutlicht. Der Außenbereich des Profils tendiert bereits zu höheren u^+ -Werten bei gleichbleibendem dimensionslosen Wandabstand y^+ .

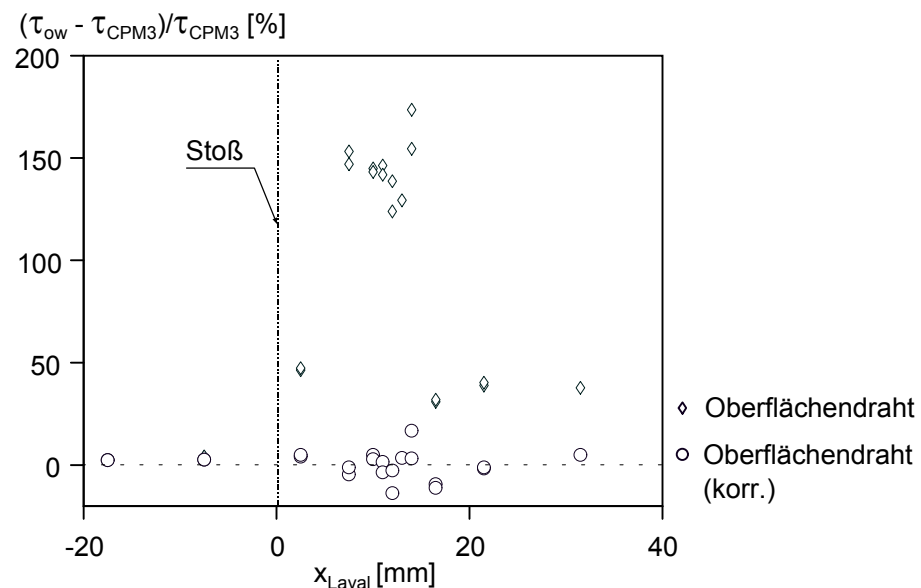


Bild 5.33: Prozentuale Abweichungen von $\tau_{w,\text{ow}}$ und $\tau_{w,\text{ow-korr}}$ zu $\tau_{w,\text{CPM3}}$ im Stoßbereich

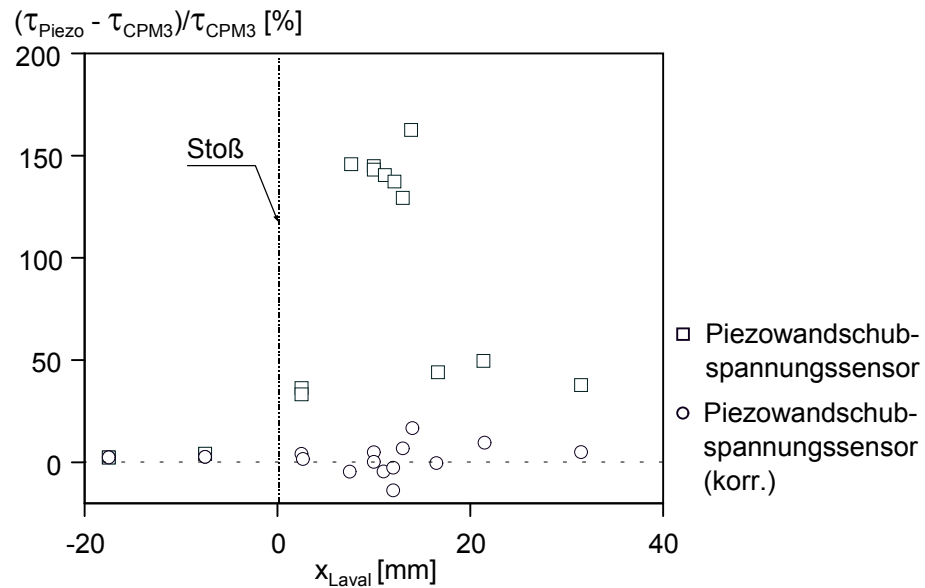


Bild 5.34: Prozentuale Abweichungen von $\tau_{w,piezo}$ und $\tau_{w,piezo-korr}$ zu $\tau_{w,CPM3}$ im Stoßbereich

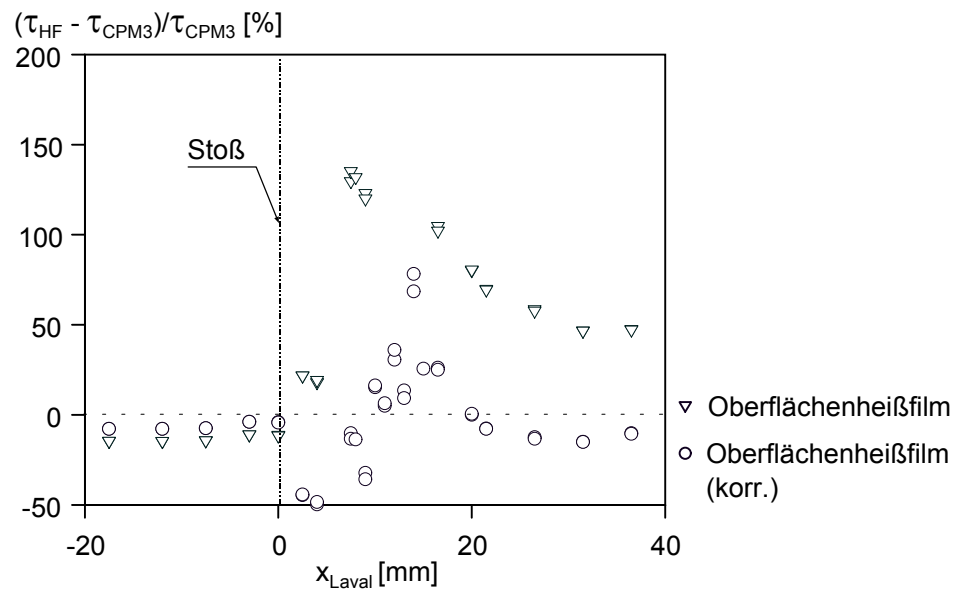


Bild 5.35: Prozentuale Abweichungen von $\tau_{w,HF}$ und $\tau_{w,HF-korr}$ zu $\tau_{w,CPM3}$ im Stoßbereich

Die Grenzschicht wird durch den Stoß stark belastet; es kommt zu einem Anstieg des Strömungstemperatur und -dichte. Erst im weiteren Verlauf, für $x_{Laval} > 8\text{mm}$, ist eine Übereinstimmung von Theorie (Gl. 3.26) und gemessener Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht zu finden. Um die im Stoß auftretenden Strömungsphänomene bei der Auswertung der Meßergebnisse zu berücksichtigen, wurde die in Kap.5.3 ausgearbeiteten Druckgradientenkorrektur (Gl. 5.1) für den Oberflächendraht und den Piezowandschubspannungssensor berücksichtigt. Die Anwendung der Druckgradientenkorrektur auf die Standardkalibrationen erweist sich im Bereich unmittelbar hinter dem Stoß als äußerst schwierig, da der Einfluß der

Nicht-Gleichgewichtsgrenzschicht zum tragen kommt. Unter Berücksichtigung des sich ändernden Druckgradienten bei der Korrektur der einzelnen Meßpunkte konnte für den Oberflächendraht und für den Piezowandschubspannungssensor bei $0 < x_{Laval} [mm] < 18$ ein $\Delta\tau_{w,ow} \approx \pm 10\%$ bzw. $\Delta\tau_{w,piez} \approx \pm 10\%$ erzielt werden (Bild 5.33/5.34). Im Fall des Oberflächenheißfilms ergab die Korrektur lediglich ein $\Delta\tau_{w,hf} \approx \pm 50\%$, was als nicht zufriedenstellendes Ergebnis angesehen werden kann (Bild 5.35). Mit der Druckgradientenkorrektur für den Oberflächenheißfilm (Gl. 5.2) läßt sich folglich die Veränderung des Temperaturprofils im stark belasteten Bereich direkt hinter dem Stoß nicht vollständig wiedergeben. Die Anwendung der Druckgradientenkorrekturen besitzt für den Bereich von $0 < x_{Laval} [mm] < 18$ keine Gültigkeit aufgrund der starken Druckgradienten. Erst weiter stromab für $x_{Laval} > 18mm$ ist eine gute Übereinstimmung aller indirekten Wandschubspannungsmeßverfahren festzustellen, da in diesem Bereich die in Kap.5.3 aufgeführten Korrekturen aufgrund der geringeren Druckgradienten ihre Gültigkeit besitzen.

Abschließend kann festgestellt werden, daß der Piezowandschubspannungssensor und der Oberflächendraht generell in stoßbehafteten Strömungen mit geringer Grenzschichtdicke im Stoßbereich aufgrund der geringen Bauhöhe als geeignete und einfach anzuwendende Meßverfahren angesehen werden können. Im Gegensatz dazu ist bei der CPM3–(Triple–) Sonde, die im Expansionsbereich einen sich zusätzlich ausbildenden Stoße hervorruft, eine nachträgliche Druckverlustrechnung notwendig.

5.3 Anwendung an einem transsonischen Profilmodell

Neben den Untersuchungen an einer ebenen Wand erfolgten weiterführende Wandschubspannungsmessungen an einem transsonischen Profilmodell (Bild 4.17). Dafür befand sich auf der Oberseite des LV2-Profilmodells ein Oberflächenheißfilm-Array, in Profiltiefenrichtung angeordnete Oberflächendrähite (kombiniert mit Druckbohrungen) sowie eine positionierbare CPM3-(Triple-) Sonde. Die Wandreibungswaage und der Piezowandschubspannungssensor konnten aus bautechnischen Gründen nicht in das Profil integriert werden, somit mußte auf die Ergebnisse dieser Meßtechniken verzichtet werden.

Während der gesamten Untersuchungen befand sich das LV2-Profil in der adaptiven Meßstrecke (Bild 4.16) unter einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$. Die Variation der Anströmmachzahl erfolgte in einem Bereich von $0.3 < M_\infty < 0.65$ ($0.35 < M_{x/c=0.695} < 0.99$), wobei die Anpassung der Umströmung des Profilmodells über die adaptiven Wände erfolgte. Bild 5.36 zeigt die Druckverteilung für den Fall einer fixierten Transition unter Variation der Anströmmachzahl. Zu erkennen ist ein starker, relativ konstanter Druckabfall auf der Profiloberseite, der sich mit zunehmender Machzahl vergrößert und aus der Verdrängungswirkung der Wandgrenzschicht des Windkanals resultiert. Die auf der Oberseite vorliegenden Druckgradienten sind vergleichbar mit dem in Kap.4.3 untersuchten Bereich.

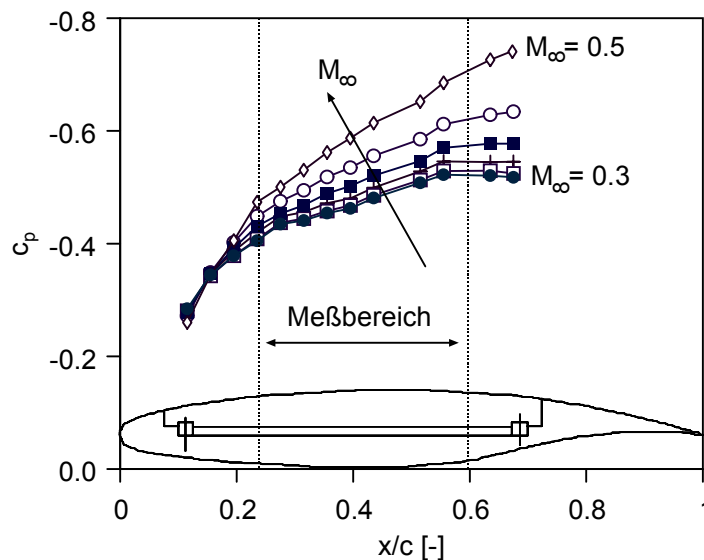


Bild 5.36: c_p -Verteilung über dem LV2-Profilmodell bei fixierter Transition

Zunächst erfolgte die Kalibration der Oberflächenheißfilme und der Oberflächendrähite in einer turbulenten Grenzschicht bei Anströmmachzahlen von $0.3 < M_\infty < 0.65$. Die Fixierung der Transitionslage wurde mit Hilfe eines Turbulenzdrahtes ($d = 0.2\text{mm}$, $l = 150\text{mm}$), der sich an der Position $x/c = 0.05$ befand, erzwungen. Die für die Kalibration notwendigen τ_w -Referenzwerte wurden mit einer positionierbaren CPM3-(Triple-) Sonde ermittelt (Bild 4.18).

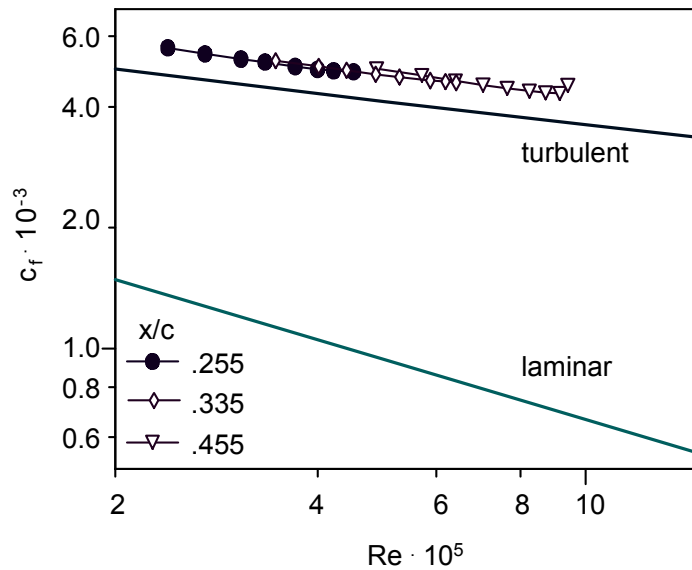


Bild 5.37: c_f - Re -Diagramm der CPM3-Messung am LV2-Profilmodell bei fixierter Transition

Die Aufnahme der Meßwerte richtete sich dabei nach den Positionen der auf der Profiloberseite angebrachten statischen Druckbohrungen. Aufgrund der zu erwartenden Grenzschichtdicken wurden für die CPM3-(Triple-) Sonde Prestonrohre mit Durchmessern von $d_p = 0,4/0,5/0,6$ mm verwendet. Da die Aufnahme der Prestonrohrdrücke trotz geringer Sonden-durchmesser im vorderen Profilbereich aufgrund der sehr geringen Grenzschichtdicke nicht möglich war, erfolgte keine Erfassung der Wandreibungsverteilung im Bereich der vorderen Druckbohrungen ($x/c < 0,25$). Die Ergebnisse der CPM3-Messungen bei fixierter Transition können dem Bild 5.37 entnommen werden, in dem zusätzlich Vergleichswerte aus der Theorie der ebenen Platte von

BLASIUS (laminar)
$$c_{f,L} = \frac{0,664}{\sqrt{Re}}$$

und

SCHULTZ-GRUNOW (turbulent)
$$c_{f,T} = \frac{0,37}{\log Re^{2,584}}$$

aufgetragen sind. Beispielhaft sind die Meßergebnisse für drei x/c -Positionen zu sehen, die analog zur Theorie von SCHULTZ-GRUNOW in dieser Darstellung einen linearen Verlauf aufweisen. Dies resultiert aus dem relativ linearen Druckverlauf auf der Profiloberseite. Der Versatz der Meßwerte zur Theorie der ebenen Platte für turbulente Grenzschichten ergibt sich infolge der beschleunigten Strömung bzw. der negativen Druckgradienten auf der Profiloberseite. Für die Kalibration der Oberflächenheißfilme wurden die Sensoren gleichzeitig betrieben, was eine zeitgleiche Aufnahme der Wandschubspannung in Profiltiefe ermöglicht. Zusätzlich mußte der notwendige Mindestabstand zwischen den einzelnen Heißfilmen eingehalten werden, der im ungünstigen Fall (HASELBACH [52]) zu thermischen Interferenzen der Sen-

soren untereinander führt. Die Ergebnisse der Kalibration von vier Oberflächenheißfilmen des Arrays sind in Bild 5.38 dargestellt, wobei im Hinblick auf die Referenzwerte für τ_w auf die Ergebnisse der CPM3-Messungen zurückgegriffen wurde. Die ermittelten Kalibrationsfunktionen aller vier Oberflächenheißfilmsensoren ermöglichen eine Zuordnung von Heißfilmsignal und Wandschubspannung (Bild 5.38), wobei eine annähernd identische Steigungen der Kalibrationskurven zu erkennen ist. Diese läßt auf eine gute Qualität der Sensoren schließen.

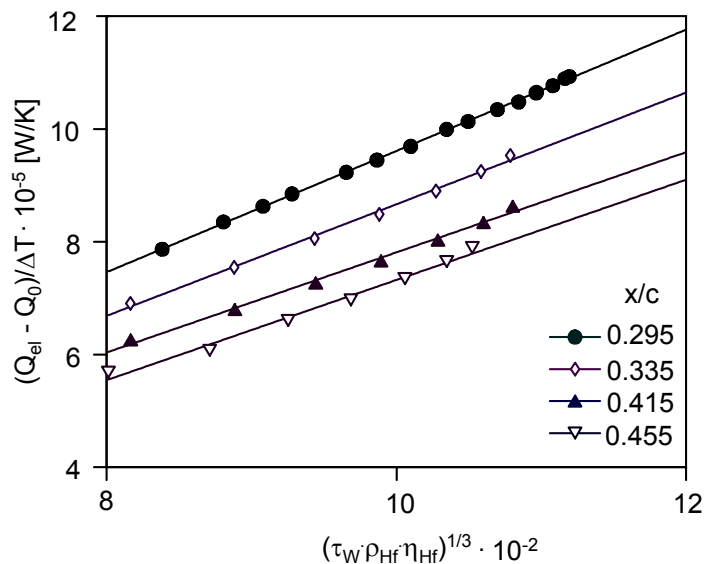


Bild 5.38: Kalibration des Oberflächenheißfilm-Arrays bei fixierter Transition, $0.3 < M_\infty < 0.65$

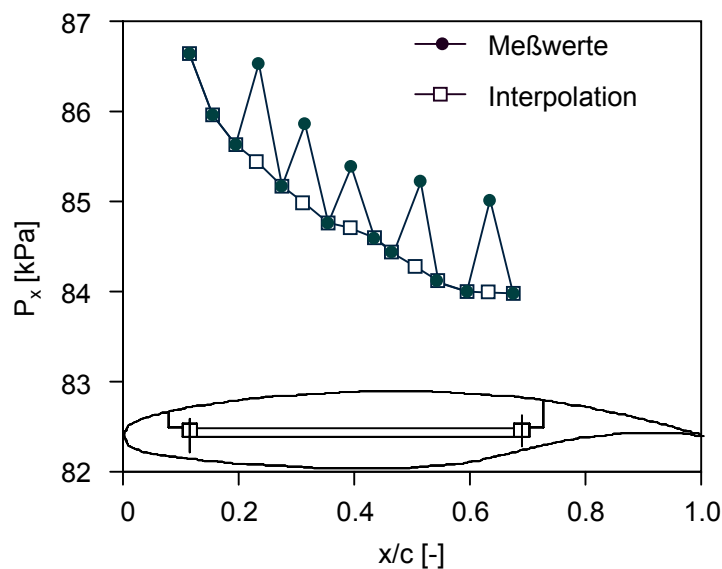


Bild 5.39: Vergleich von $P_{x,Mess}$ und der Interpolationswerte bei fixierter Transition, $M_\infty = 0.4$

Für die Anwendung der Oberflächendrähte, die wie die Oberflächenheißfilme eine Ermittlung der Wandschubspannung in Profiltiefe ermöglichen, war die Positionierung stark von der Lage der statischen Druckbohrungen abhängig. Die Oberflächendrähte befanden sich daher in versetzter Anordnung jeweils hinter einer Druckbohrung (Bild 4.17). Um nun den für die Ermittlung der Wandschubspannung notwendige Differenzdruck zu erhalten, mußten die jeweils fehlenden statischen Druckwerte über eine Interpolation ermittelt werden (WEISER ET AL. [40]). Bild 5.39 zeigt einen solchen Verlauf der Druckverteilung mit und ohne Interpolation für den Fall einer fixierten Transition bei $M_\infty = 0.4$, die in Übereinstimmung stehen. Betrachtet man die daraus resultierenden Differenzdrücke auf dem Profil, zeigen diese für turbulente Strömungen typische τ_w -Werte. Das Ergebnis der Kalibration der fünf Oberflächendrähte ist in Bild 5.40 zu sehen, wobei ähnlich wie bei den Oberflächenheißfilmen die Meßwerte gut von den jeweiligen Kalibrationsfunktionen wiedergegeben werden. Die sich abzeichnenden unterschiedlichen Steigungen der Kalibrationsgeraden können mit fertigungstechnischen Ungenauigkeiten bei der Applikation der Oberflächendrähte in Zusammenhang gebracht werden. Parallel zu den Wandschubspannungsmessungen erfolgte die Aufnahme von Geschwindigkeitsprofilen mit Hilfe einer Hitzdrahtsonde (Bild 4.11), die in Bild 5.41 für die turbulente Strömung an der Position $x/c = 0.255$ aufgetragen sind. Im vorderen Profilbereich läßt sich mit einem $\delta = 2.5\text{mm}$ eine sehr geringe Grenzschichtdicke erkennen, was die weiteren Wandschubspannungsmessungen mit der CPM3–(Triple–) Sonde -wie bereits erwähnt- stark einschränkte. Die dimensionslosen Grenzschichtprofile (mit $u_{\tau, \text{CPM3}}$) sind im Vergleich zur Theorie von VAN DRIEST (Gl. 3.26) in Bild 5.42 aufgetragen. Die Verläufe der gemessenen Geschwindigkeitsprofile zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem Wandgesetz. In einem sich anschließenden Versuchsfall sollten die Sensoren bei freier Transition untersucht werden. Die Ergebnisse der Wandschubspannungsmessungen am LV2-Profil bei freier Transition für Anströmungsmachzahlen von $0.3 < M_\infty < 0.65$ sind für die CPM3–(Triple–) Sonde in Bild 5.43 zu finden, in dem der Reibungsbeiwert c_f über der Reynoldszahl $Re = u_\infty \cdot x / \nu$ aufgetragen ist.

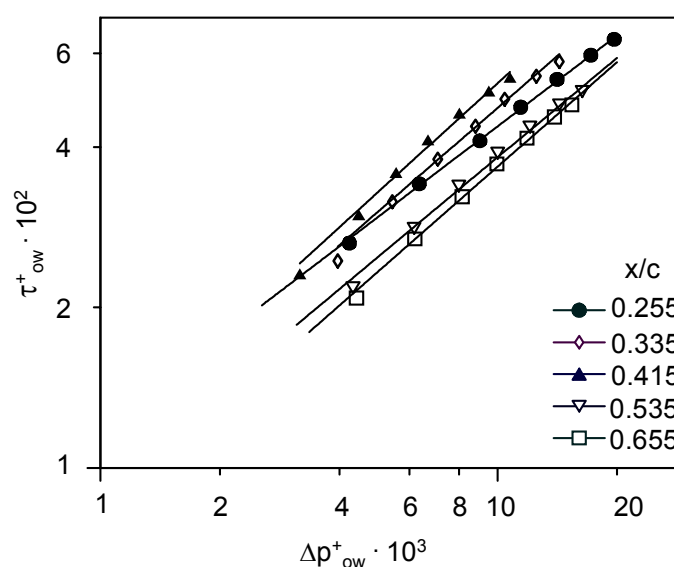


Bild 5.40: Kalibration des Oberflächendraht-Arrays bei fixierter Transition, $0.3 < M_\infty < 0.65$

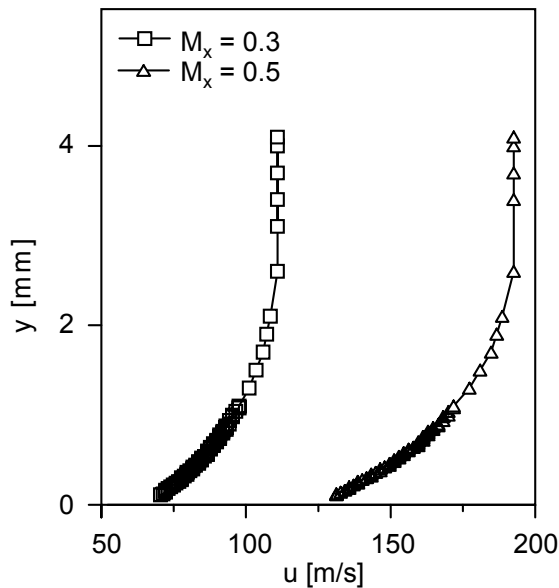


Bild 5.41: Geschwindigkeitsprofile bei fixierter Transition ($x/c=0.255$)

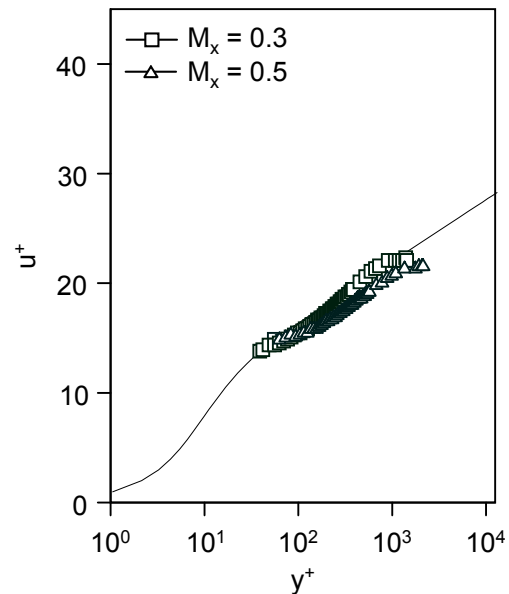


Bild 5.42: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile bei fixierter Transition ($x/c=0.255$)

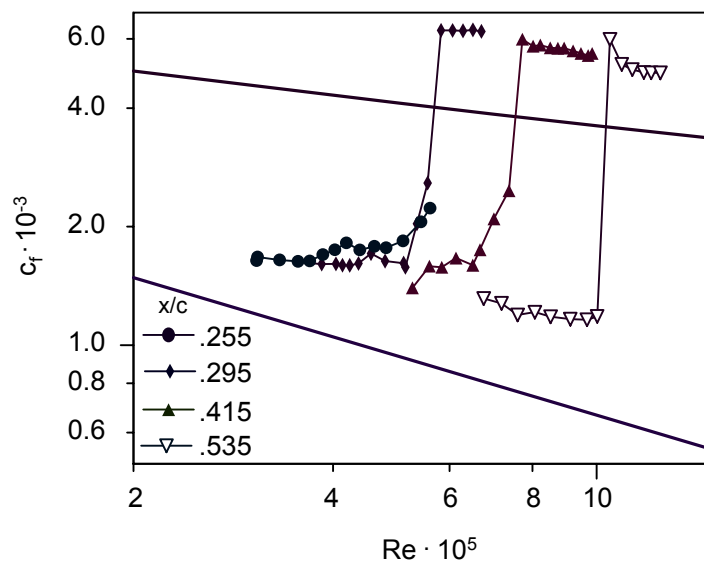


Bild 5.43: c_f - Re -Diagramm der CPM3-Messung bei freier Transition

Charakteristisch ist wiederum die Parallelverschiebung der Wandschubspannungsverläufe im laminaren und turbulenten Strömungsbereich zu höheren c_f -Werten, verursacht durch die Beschleunigung der Grenzschicht auf der Profiloberseite. Bei der Berechnung der Wandschubspannung mit der Computational Preston Tube Method (CPM3) wurde, aufgrund des Wechsels zwischen laminarer zur turbulenten Strömung, auf die Variation des κ -Wertes zurückgegriffen (Kap.4.1.5). Der Transitionsbereich ist bei einigen der hier aufgetragenen Verläufe von geringer Größe, d.h. der Sprung vom laminaren zum turbulenten Strömungszustand wird

vom CPM3-Verfahren relativ abrupt wiedergegeben. Dies läßt auf ein kleines Transitionsgebiet schließen. Vergleicht man nun die parallel dazu aufgenommenen Ergebnisse der Oberflächenheißfilme (Bild 5.44), ist auch hier ein ähnlicher Verlauf der c_f -Werte wiederzufinden. Wie beim CPM3-Verfahren wird auch von den Oberflächenheißfilmsensoren ein kurzes Transitionsgebiet wiedergegeben. Im Gegensatz zu den Ergebnissen des CPM3-Verfahrens findet der Umschlag beim Oberflächenheißfilm bereits bei geringeren Reynoldszahlen statt. Ihre Ursache resultiert aus der Rauigkeit der Sensoren die damit ein Einzelelement darstellen und zu einem frühzeitigen Umschlag führen.

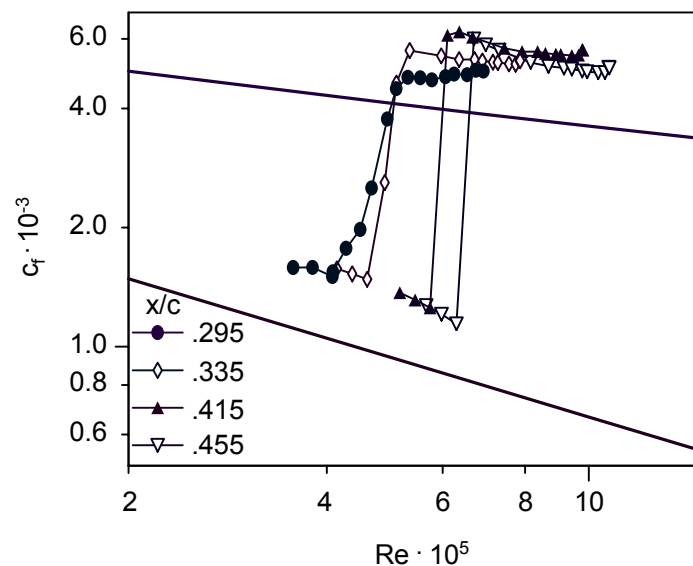


Bild 5.44: c_f -Re-Diagramm des Oberflächenheißfilm-Arrays bei freier Transition

Für einen direkten Vergleich sind die Ergebnisse von CPM3 und Oberflächenheißfilm-Array bei einer Anströmmachzahl von $M_\infty = 0.45$ über die Profilkordinaten in Strömungsrichtung aufgetragen (Bild 5.45). Die CPM3-Messung erfolgte dabei direkt auf dem Array. Die Verläufe der Ergebnisse beider Meßverfahren zeigen eine gute Übereinstimmung, besonders im laminaren und turbulenten Grenzschichtbereich. Die Abweichungen der Ergebnisse liegen bei $\Delta\tau_w = \pm 5\text{-}8\%$ und können hier als noch zufriedenstellend angesehen werden. Größere Abweichungen sind lediglich im Bereich der Transition zu erkennen, was auf den frühzeitigen Umschlag und der zeitlichen Intermittenz der Transition zurückzuführen ist. Dies kann über die gemittelten Druck-, bzw. Spannungswerte der Sonden nicht eindeutig erfaßt werden.

Bild 5.46 zeigt den Druckverlauf auf der Profiloberseite mit Oberflächendrähnen für den Fall transitorischer Strömung mit und ohne Interpolation der Druckwerte. Betrachtet man die Differenzdrücke an den Positionen der Oberflächendrähnen, ist eine deutlich Erhöhung der Drücke im hinteren Teil des Profils ($x/c > 0.5$) zu erkennen, die den turbulenten Strömungsbereich markieren. Im Gegensatz dazu finden sich für $x/c < 0.5$ geringere Druckwerte wieder, die damit die laminare Strömung kennzeichnen. Somit kann bereits über die Differenzdrücke an

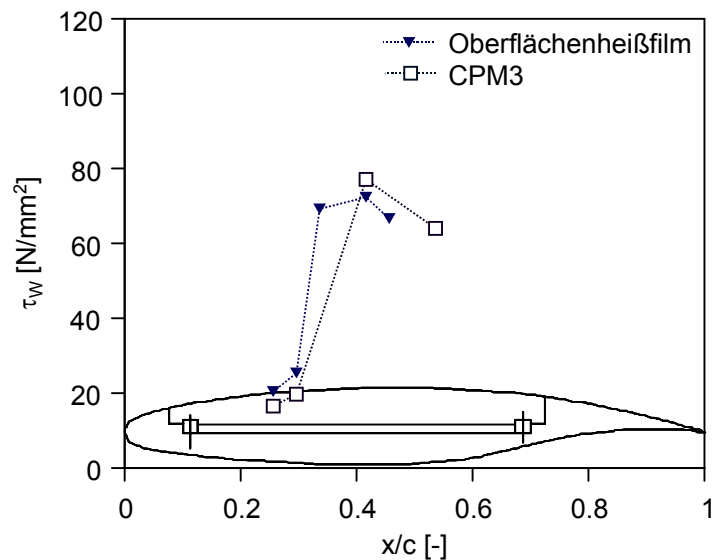


Bild 5.45: Wandschubspannungsverteilung von Oberflächenheißfilm und CPM3 bei freier Transition, $M_\infty = 0.45$

den Oberflächendrähnen erste Aussage über den Grenzschichtzustand getroffen werden. Die entsprechenden Ergebnisse der Wandschubspannungsmessung mit den Oberflächendrähnen sind für die transitionale Strömung in Bild 5.47 zu finden.

Im Gegensatz zu den Messungen mit dem Oberflächenheißfilm-Array ist bei den Oberflächendrähnen ein langer laminarer Bereich mit geringen Wandschubspannungswerten zu erkennen. Hier kann lediglich an den Positionen $x/c = 0.335$ und 0.415 das für die Transition typische Anwachsen der Wandreibung festgestellt werden. Im Gegensatz zu den Oberflächenheißfilmen findet bei den Oberflächendrähnen der Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung in einem etwas breiteren Reynoldszahlbereich statt, was z.T. auch von den parallel dazu durchgeführten CPM3-Messungen bestätigt werden konnte.

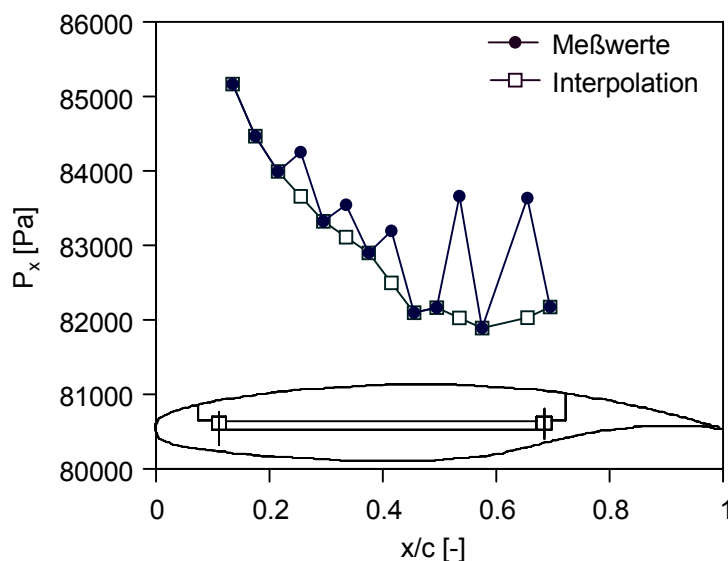


Bild 5.46: Vergleich von $P_{x,Mess}$ und der Interpolationswerte bei freier Transition

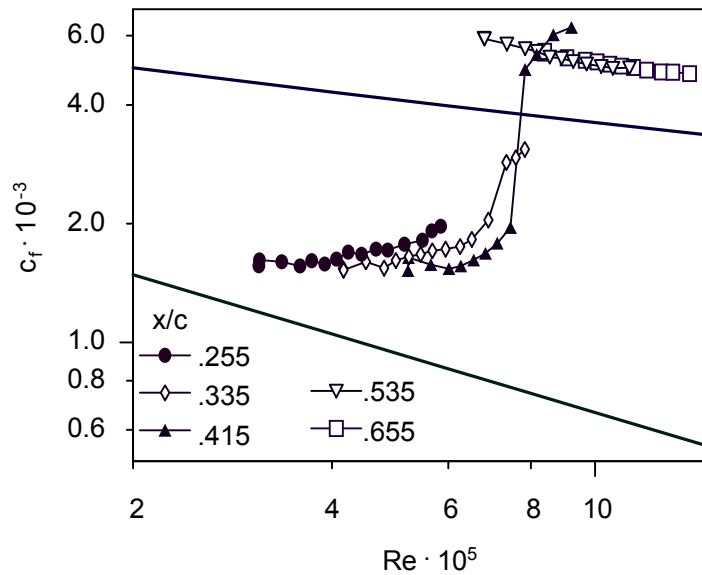


Bild 5.47: c_f – Re -Diagramm der Oberflächendröhte bei freier Transition

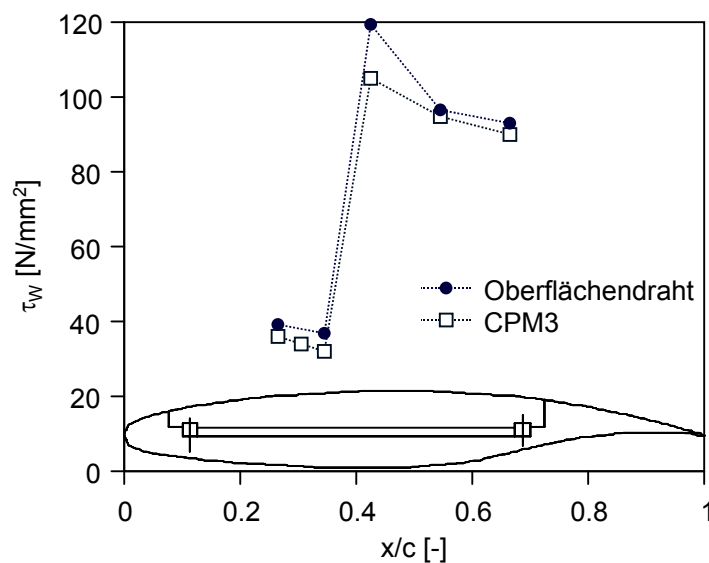


Bild 5.48: Wandschubspannungsverteilung der Oberflächenheißfilme und der CPM3-(Triple-) Sonde bei fixierter Transition, $M_\infty = 0.5$

Eine Gegenüberstellung der Ergebnisse des CPM3-Verfahrens und des Oberflächendrahtes, aufgetragen über die Profilkkoordinaten, sind in Bild 5.48 für $M_\infty = 0.5$ zu sehen.

Der Strömungsumschlag wird von beiden Verfahren zwar an der gleichen x/c -Position wiedergegeben, im Bereich der Transition zeigen die Werte, wie bereits beim Oberflächenheißfilm, Abweichungen. Für den rein laminaren und turbulenten Strömungsbereich liegen die Ergebnisse beider Verfahren mit $\Delta\tau_w \approx \pm 6\%$ in guter Übereinstimmung. Die Staffelung der Oberflächendröhte ist stark von dem Abstand der statischen Druckbohrungen sowie deren

Position in Spannweitenrichtung abhängig. Eine direkte Anordnung hintereinander sollte dabei vermieden werden, da es bei einer dichten Anordnung und im Fall freier Transition zu einem frühzeitigen Strömungsumschlag kommen kann. Besonders in Grenzschichten geringer Dicke stellt der Oberflächendraht eine den Umschlag begünstigende Einzelrauigkeit dar. In Bild 5.49 sind die mit den Hitzdraht aufgenommenen Geschwindigkeitsprofile an der Position $x/c = 0.375$ zu sehen. Die dimensionsbehafteten Profile verdeutlichen die bereits erwähnte geringe Grenzschichtdicke im vorderen Bereich des Profils, was die Bestimmung der Wand Schubspannung an der Profilvorderkante stark erschwerte.

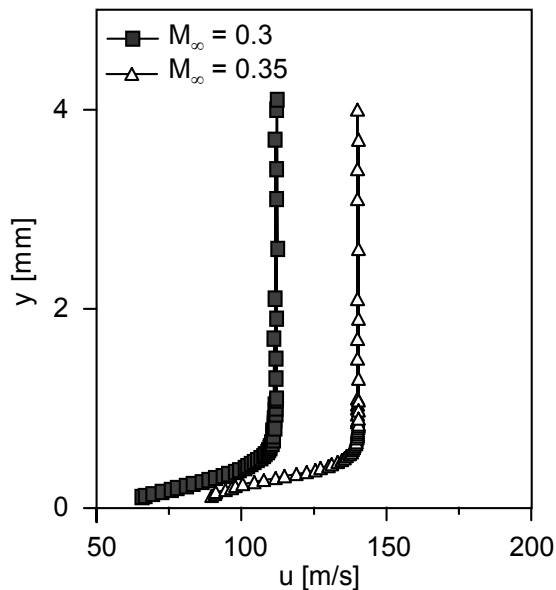


Bild 5.49: Dimensionsbehaftete Geschwindigkeitsprofile bei $x/c = 0.375$ (freie Transition)

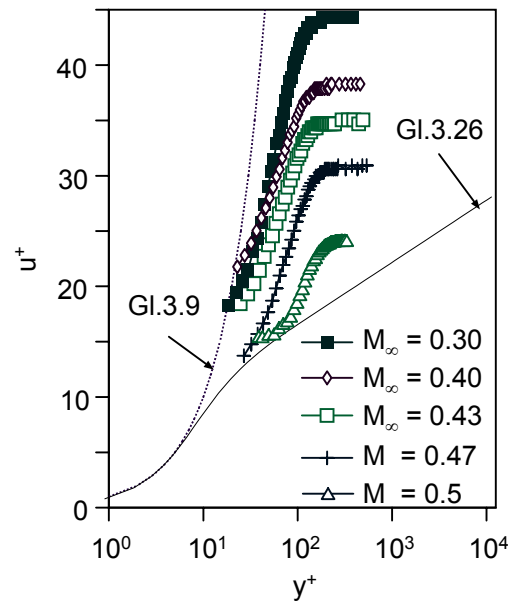


Bild 5.50: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile bei $x/c = 0.375$ (freie Transition)

Die Berechnung der Ähnlichkeitsparameter erfolgte wiederum über die Ergebnisse des CPM3-Verfahrens. Zu erkennen ist die über einen weiten Machzahlbereich vorherrschende laminare Strömung. Da der Anwendungsbereich des Hitzdrahtes auf eine Anströmmachzahl von $M = 0.5$ begrenzt war, finden sich mit Ausnahme der letzten beiden Profile lediglich laminare Geschwindigkeitsprofile in Bild 5.50 wieder. Diese zeigen aufgrund des Druckabfalls erst mit Zunahme des dimensionslosen Wandabstandes y^+ ein Anwachsen der Geschwindigkeit u^+ .

Abschließend kann festgestellt werden, daß mit den in den Hauptuntersuchungen erzielten Ergebnissen eine Anwendung aller indirekten Meßverfahren in transsonischen Flügelprofilströmungen eine lokale und auch linienhafte Bestimmung der Wandschubspannung unter Einhaltung einer Genauigkeit von $\Delta\tau_w \approx \pm 6\%$ möglich ist. Im Hinblick auf die linienhafte Wandschubspannungsbestimmung ist für die Anwendung des Oberflächendrahtes zwar eine Mindestgrenzschichtdicke von ca. $\delta_u \approx 0.5$ mm einzuhalten, der experimentelle Aufbau am Profil verlangt jedoch nur das Vorhandensein statischer Druckbohrungen, die auf den meisten Versuchsträgern bereits vorgesehen sind.

6. Zusammenfassung

Zur Verbesserung der Wirtschaftlichkeit von Verkehrsflugzeugen nimmt die Widerstandsreduktion wegen ihrer direkten Auswirkung auf den Kraftstoffverbrauch und das Flugzeuggewicht eine herausragende Stellung ein. Um die Widerstandsreduktion im Freiflug aber auch im Windkanal verifizieren zu können, ist eine genaue Bestimmung der Wandschubspannung an solchen Flugzeugen von großer Bedeutung. Darüber hinaus ist ihre Kenntnis auch für numerische Strömungsberechnungen erforderlich. Daher wird die Bereitstellung verlässlicher Meßverfahren notwendig und sind Aussagen über die Meßgenauigkeit sowie das mögliche Einsatzspektrum bestehender Wandschubspannungsmessverfahren von Interesse. Dies setzt jedoch Untersuchungen voraus, die eine Beurteilung dieser Verfahren ermöglichen.

In diesem Zusammenhang wurden in der vorliegenden Arbeit vergleichende Untersuchungen zum Einfluß von Druckgradienten und Verdichtungsstößen auf die Messung der Wandschubspannung in transsonischen Strömungen durchgeführt. Dies erfolgte mit Hilfe unterschiedlicher indirekter sowie einem direkten Wandschubspannungsmessverfahren. Bei den für diese Untersuchungen ausgewählten Meßverfahren handelte es sich um eine Wandschubspannungswaage (Referenzinstrument) als direktes Meßverfahren. Als indirekte Verfahren sind der Oberflächenheißfilmsensor, der Oberflächendraht, die CPM3-(Triple-) Sonde sowie ein am ILR entwickelter Piezowandschubspannungssensor, der wie der Oberflächendraht auf einer Differenzdruckmessung basiert zu nennen. Darüber hinaus wurden ausgewählte Wandschubspannungsmessverfahren in Array-Anordnung für ein Transsonikprofil untersucht. Zusätzlich zu den Wandschubspannungsmessungen erfolgt die Aufnahme der jeweiligen Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht mit einer traversierbaren Fischmaulsonde sowie einer Hitzdrahtsonde. Die experimentellen Grundlagenuntersuchungen wurden im Transschallkanal des ILR der TU Berlin in einer eigens für diesen Zweck konzipierten Grenzschichtmeßstrecke durchgeführt, die Messungen am transsonischen Profilmodell (LV2) erfolgten in einer adaptiven Meßstrecke.

Vorversuche zu den Grundlagenuntersuchungen mit der Wandschubspannungswaage zeigten neben einer nicht zu vernachlässigenden Abhängigkeit zwischen dem gemessenen Spannungssignal der Waage und der Umgebungstemperatur, daß bei Strömungen mit Druckgradienten im Waagengehäuse Druckausgleichsbohrungen vorgesehen werden müssen. Weiterhin wurden Funktionstests mit dem Piezowandschubspannungssensor durchgeführt, die eine Übereinstimmung mit den Werten des Oberflächendrahtes zeigen.

Die mit der Wandschubspannungswaage als Referenzverfahren durchgeführte Kalibrationsmessung bestätigte die Übertragbarkeit der aus dem reinen Unterschall stammenden Kalibrationsfunktionen der indirekten Wandschubspannungsmessverfahren auf transsonische Strömungen, wenn die Temperaturabhängigkeit der Stoffgrößen (Dichte, Viskosität) berücksichtigt wird. Im Fall einer Strömung mit Druckgradienten zeigten sich im Vergleich zum Referenzverfahren stark abweichende Ergebnisse für den Piezowandschubspannungssensor und den Oberflächendraht ($\Delta\tau_w \approx +17\%$) sowie für den Oberflächenheißfilm ($\Delta\tau_w \approx \pm 10\%$). Die

Genauigkeit des Referenzverfahrens wurde hierbei mit Hilfe der aus dem erweiterten Wandgesetz von SZABLEWSKI folgenden Geschwindigkeitsprofile sowie der Meßwerte bestätigt. Über eine bereits bestehende, für den hier untersuchten Strömungsfall angepaßte, Korrektur der Kalibrationsfunktion des Oberflächenheißfilms sowie über einen neu formulierten Ansatz für die Kalibrationsfunktion des Oberflächendrahtes bzw. Piezowandschubspannungssensors ließ sich die zu fordernde Genauigkeit aller Meßergebnisse zur Referenz von $\Delta\tau_w \approx \pm 5\%$ erzielen.

Um die Auswirkungen eines Verdichtungsstoßes mit stoßinduzierter Ablösung besser interpretieren zu können, wurde dieser Strömungszustand differenziert betrachtet: In einer ersten Messung erfolgte bei konstanter Machzahl die Aufnahme der Wandschubspannungsverteilung in einem Rückströmungsgebiet hinter einem Störkeil. Der Ablösebereich wurde dabei von allen hier verwendeten Meßverfahren qualitativ gut wiedergegeben. Trotz Anwendung der Druckgradientenkorrekturen konnten die Abweichungen zwischen den indirekten Meßverfahren und dem Referenzverfahren im Rückströmungsgebiet nicht unter $\Delta\tau_w \approx \pm 15\%$ gebracht werden. Die in der Zielsetzung der Arbeit geforderte Genauigkeit von $\Delta\tau_w \approx \pm 5\%$ wurde somit nicht erreicht.

Der Wandschubspannungsverlauf, der sich in einer halben Lavaldüse beim Übergang vom Über- zum Unterschall in einer Strömung mit einem senkrechten Verdichtungsstoß ergibt, wurde ebenfalls von allen untersuchten Meßverfahren qualitativ gut wiedergegeben. Während sich im Expansionsbereich vor der CPM3-(Triple-) Sonde ein zusätzlicher Stoß ausbildete, der bei der Auswertung gesondert berücksichtigt werden mußte, führten mechanische Zusatzkräfte im Innern des Waagengehäuses, hervorgerufen durch die sprunghafte Druckänderung direkt hinter dem Stoß, zu einer Beeinflussung der Meßwerte. Die im Gehäuse vorgesehenen Druckausgleichsbohrungen verstärkten dieses Problem. Damit schied für diesen Untersuchungsfall die Wandschubspannungswaage als Referenzverfahren aus. Damit mußte auf die CPM3-(Triple-) Sonde zurückgegriffen werden. Im Expansions- sowie Kompressionsbereich führte die Anwendung der Druckgradientenkorrektur zu einer Übereinstimmung aller indirekten Meßverfahren mit dem CMP3-Referenzverfahren bei einer Abweichung von $\Delta\tau_w \approx \pm 8\%$. Lediglich unmittelbar hinter dem Verdichtungsstoß, in einem Bereich sich stark verändernder Strömungsgrößen (Temperatur, Dichte, Viskosität) und einem extrem starken Druckanstieg, war eine sichere quantitative Ermittlung der Wandschubspannung mit allen hier verwendeten Meßverfahren nicht möglich.

Abschließende Messungen an einem transsonischen Profilmodell bei $M_{\infty, \max} = 0.66$ haben gezeigt, daß mit Hilfe von in Profiltiefe angeordneten Oberflächendrahten sowie Oberflächenheißfilmen eine linienhafte Erfassung der Wandschubspannungsverteilung bei einer Genauigkeit von $\Delta\tau_w \approx \pm 5 - 8\%$ möglich ist. Im Falle der Messung mit Oberflächenheißfilmen ist eine Anordnung hintereinander generell möglich, führt aber aufgrund der Einzelrauigkeit hervorgerufen durch die Sensoren selbst zu einer Stromaufverlagerung der Transition. Dieses Problem läßt sich für das Oberflächendraht-Array infolge der versetzten Anordnung der Druckbohrungen bzw. der Drähte selbst begrenzen. Diese Versetzung führt jedoch zu einem größeren Meßbereich in Spannweitenrichtung. Mit der hier erstmals untersuchten Hinterein-

anderanordnung der Oberflächendrähte ist eine Festlegung einzelner Strömungsbereiche (laminar/ turbulent/ transitional) bereits über die gemessene Druckinformation möglich und führt damit zu einer schnellen qualitativen Analyse des Grenzschichtzustandes.

Mit Ausnahme des kritischen Bereiches direkt hinter einem Stoß erweisen sich aus den hier gegenübergestellten Wandschubspannungsmeßtechniken der Oberflächendraht sowie der Piezowandschubspannungssensor als relativ unkomplizierte, genaue Meßverfahren. Diese führen besonders im Bereich hoher Machzahlen zu keiner zusätzlichen Beeinflussung der Strömung wie im Fall der CPM3-(Triple-) Sonde. Ferner existiert kein direkter Einfluß der Temperatur auf die Meßgenauigkeit und mit einer Korrekturfunktion läßt sich der Einfluß eines Druckgradienten zufriedenstellend beschreiben.

7. Literatur

- [1] K.G. Winter: "An outline of the techniques available for the measurement of skin friction in turbulent boundary layers"; Progress in Aerospace Sciences, Vol.18, pp.1-57, (1977)
- [2] T.J. Hanratty, J.A. Campbell: "Measurement of wall shear stress", Fluid Mechanics Measurements - R.Goldstein, Springer Verlag, pp.559 – 613, (1983)
- [3] W. Nitsche, C. Haberland, R. Thünker: "Comparative investigation on friction drag measuring techniques in experimental aerodynamics"; Proc. 14th ICAS Congress, Vol.1, pp.391-403, (1984)
- [4] J.H. Haritonidis: "The measurement of wall shear stress"; Adv. In Fluid Mech. Meas., Springer Verlag, pp.229-261, (1989)
- [5] F. Schultz-Grunow: "Neues Reibungswiderstandsgesetz für glatte Platten"; Luftfahrtforschung, Nr.17, pp.239 – 246, (1940)
- [6] D.W. Bechert, G. Hoppe, W.-E. Reif: "On drag reduction of the shark skin", AIAA-Paper 85-0546, (1985)
- [7] T.B. Lynn, D.W. Bechert, D.A. Gerich: "Direct drag measurements in a turbulent flat-plate boundary layer with turbulence manipulators"; Exp. In Fluids, Vol.19, pp.405-416, (1995)
- [8] L. Gaudet: "Properties of riblets at supersonic speed"; App. Sc. Research 46, pp.245 – 254, (1989)
- [9] K.C. Brown, P.N. Joubert: "The measurement of skin friction in turbulent boundary layers with adverse pressure gradients"; J. Fluid Mech., Vol. 35, part 4, pp.737-757, (1969)
- [10] V.D. Nguyen, J. Dickinson, J. Lemay, D. Provencal, Y. Jean, Y. Chalifour: "The determination of turbulent skin friction behind flat plate turbulence manipulators using servo-controlled balances"; ICAS-84-2.4.2, (1984)
- [11] D. Frei, H. Thomann: "Direct measurements of skin friction in a turbulent boundary layer with a strong adverse pressure gradient"; J.Fluid Mech, Vol. 101, part 1, pp.79-95, (1980)
- [12] R.C. McArthur: "Transducer for direct measurement of skin friction in the hypersonic shock tunnel"; CAL Report 129, (1963)
- [13] L.C. Squire, A.M. Savill: "Experimental results on airfoil manipulators at high subsonic speeds"; Exp. in Fluids 21, pp. 275-285, (1996)

- [14] L. Tanner: "A skin friction meter, using the viscosity balance principle, suitable for use with flat or curved metal surface"; *Journal Phys.* E10, pp.278 – 284, (1976)
- [15] G.G. Mateer, D.J. Monson: "Skin friction measurements and calculations on a lifting airfoil"; *AIAA Journal*, Vol. 34, No.2, pp. 231-236, (1996)
- [16] H.A. Siller, R.J. Perkins, G. Janke: "Image analysis of oil film interferometry - a method of measuring wall shear stress"; *App. Sci. Research* 49, pp.261-270, (1992)
- [17] S. Jovic, D. Driver: "Reynolds number effect on the skin friction in separated flows behind a backward facing step"; *Exp. in Fluids*, Vol.18, No.6, pp.464-467, (1995)
- [18] D.J. Monson: "A nonintrusive laser interferometer method for measurement of skin friction"; *Exp. In Fluids* 1, pp.15, (1983)
- [19] F. Feyzi: "Geschwindigkeits- und Schubspannungsmessungen in freien und wandgebundenen Scherströmungen"; *Diss. RWTH Aachen*, (1991)
- [20] K.S. Kim, G. Settles: "Skin friction measurements by laser interferometry in swept shock/boundary layer interactions"; *AIAA Journal*, Vol.28, No.1, (1990)
- [21] J. Seto, H. Hornung: "Two-directional skin friction measurement utilising a compact internally mounted thin liquid film skin friction meter"; *AIAA 93-0180*, (1993)
- [22] D.M. Driver: "Application of oil film interferometry skin friction to large wind tunnels"; *AGARD Conference Proceeding CP-201*, Paper No.25, (1997)
- [23] T.J. Garisson, G.S. Settles: "Laser interferometer skin-friction measurements of crossing shock wave /turbulent boundary layer interaction"; *AIAA J.* Vol.32, No.6, pp.1234 – 1240, (1994)
- [24] J.K. Widemann, J.L. Brown, J.B.Miles, O.Özcan: "Skin friction measurements in three-dimensional shock-wave/boundary-layer interaction"; *AIAA Journal*, Vol.33, No.5, (1995)
- [25] E. Schüle, S. Koch, H. Rosemann: "Skin friction measurement and transition detection techniques for the Ludwig-tubes at DLR"; *AGARD 23-1*, (1997)
- [26] T.J. Garisson, M. Ackerman: "Development of a global interferometer skin-friction meter"; *AIAA Journal*, Vol. 36, No.1, pp.62 – 68, (1998)
- [27] J.H. Preston: "The determination of the turbulent skin friction by means of Pitot tubes"; *J. of Royal Aeronautical Society*, No.58, pp.109-121, (1954)

- [28] T.D. Reed, A. Abu-Mostafa, F.W. Steinle: "Correlation of Preston tube data with laminar skin friction"; AIAA 82-0591, (1982)
- [29] D.R. Smith, A.J. Smits: "A study of the effects of curvature and compression on the behaviour of a supersonic turbulent boundary layer"; Exp. In Fluids, Vol. 18, pp.363-369, (1995)
- [30] P.J. Finley, L. Gaudet: "The Preston tube in adiabatic compressible flow"; Exp. in Fluids, Vol. 19, pp.133-141, (1995)
- [31] A. Bertelrud: "Total head/static measurements of skin friction and surface pressure"; AIAA Journal, Vol.15, No.3, pp.436-438, (1977)
- [32] A. Bertelrud: "Local skin friction and static pressure on a swept wing in flight"; AIAA80-0423, (1980)
- [33] L.P. Yip, P.M.H.W. Vuygen, J.D. Hardin: "In-flight surface-flow measurement on a subsonic transport high-lift flap system"; ICAS-92-3.7.3, (1992)
- [34] S.M. Klausmeyer, J.C. Lin: "An experimental investigation of skin friction on an multi-element airfoil"; AIAA 94-1870, (1994)
- [35] W. Nitsche, R. Thünker, C. Haberland: "A computational Preston tube method"; Turbulent Shear Flows 4, Springer Verlag, pp.261-276, (1985)
- [36] L.Jørgensen, W.Nitsche: "Transition control on a transonic laminar airfoil with suction panel"; ICAS 96 – 2.2.3, (1996)
- [37] W. Nitsche, J. Szodruch: "Laminar flow instrumentation for wind-tunnel and flight experiments"; Journal of Aircraft, Vol. 30, pp.192 – 200, (1993)
- [38] W. Nitsche, J. Suttan, F. Haselbach, D. Sturzebecher: "Surface force measurement with high spatial and temporal resolution by means of liquid crystal foils, piezo foils and surface hot-film arrays"; AGARD-CP 601, (1997)
- [39] B. Ewald, F. Durst, E. Krause, W. Nitsche: "In-flight measuring techniques for laminar flow wing development"; ZFW 17, pp.294-310, (1991)
- [40] N. Weiser, P. Mirow, W. Nitsche: "Statische und dynamische Meßverfahren zur Transitionsbestimmung an Laminarprofilen"; DGLR Jahrbuch Bd.1, S.427 – 437, (1989)
- [41] N.I. Konstantinov, G.L. Dragnysh: "The measurement of friction stress on a surface"; engl. Translation, DSIR RTS 1499, (1960)

- [42] I. Rechenberg: "Messungen der turbulenten Wandschubspannung"; Zeitschrift für Flugwissenschaften, Vol. 11, pp.429-438, (1963)
- [43] H.H. Fernholz, G. Janke, M. Schober, P.M. Wagner, D. Warnack: "New developments and applications of skin-friction measuring techniques"; Meas. Sci. Tech. 7, pp.1396-1409, (1996)
- [44] J.D. Vagt, H. Fernholz: "Use of surface fences to measure wall shear stress in three-dimensional boundary layers"; Aeronautical Quarterly, pp.87 – 91, (1972)
- [45] N. Pontikos, P. Bradshaw: "Miniature pressure probe of measuring the surface-shear-stress vector in turbulent flow"; Aeronautical Quarterly, Vol.32, pp.43 – 47, (1981)
- [46] A.W. Fiore, N.E. Scagg: "Calibration of a boundary-layer fence-technique for surface shear stress measurements in a compressible flow field"; AIAA-82-0590, (1982)
- [47] N. Weiser, W. Nitsche, F. Renken: "Wall shear stress determination by means of obstacle wires"; Proc. of 8th Symposium of Turb. Shear Flows, pp. 4-5-1 – 4-5-6, (1991)
- [48] A. Fage, V.M. Falkner: "On the relation between heat transfer and surface friction for laminar flow"; ARC, R. & M., No. 1408, (1931)
- [49] H. Ludwig, W. Tillmann: "Untersuchungen über Wandschubspannungen in turbulenten Reibungsschichten"; Ing. Arch. Vol.17, pp.288-299, (1949)
- [50] B.J. Bellhouse, D.L. Schultz: "Determination of mean and dynamic skin friction, separation and transition in low-speed flow with a thin-film heated element"; J.Fluid Mech. (24) 2, pp.379-400, (1966)
- [51] F. Haselbach, W. Nitsche: "Calibration of single-surface hot-films and in-line hot-film arrays in laminar or turbulent flows"; Meas. Sci. Tech. 7, pp.1428-1438, (1996)
- [52] F. Haselbach: "Thermalhaushalt und Kalibration von Oberflächenheißfilmen und Heißfilmarrays"; VDI Verlag, Reihe 7, Nr. 326, (1997)
- [53] E. Gartenberg, M.A. Scott, S.D. Martinson: "Transition detection with deposited hot films in cryogenic tunnels"; AIAA Journal, Vol.34, No. 11, pp.2434 – 2436, (1995)
- [54] H.U. Meier, H.P. Kreplin: "Experimental investigations of the transition and separation phenomena on a body of revolution"; Proc. of the 2nd Symposium on Turbulent Shear Flows, pp.15.1 – 15.7, (1979)

- [55] C.B. Johnson, D.L. Carraway: "A transition detection study at Mach 1.5, 2.0 and 2.5 using a micro-thin hot-film system"; Proc. of ICIASF, pp.82-94, (1989)
- [56] J. Cousteix, D. Arnal, B. Aupoix, C. Gleyzes: "Recent studies on transition and turbulence at Onera-Cert"; AIAA91-0332, (1991)
- [57] H.-P. Kreplin, G. Höhler: "Application of the surface hot film technique to laminar flow investigations"; DGLR-Bericht 92-01-017, First European Forum on Laminar Flow Technology, (1992)
- [58] M. Kornberger: "Multisensor-Heißfilmtechnik zur Transitionserkennung im Windkanal- und Freiflugversuch"; Diss. RWTH Aachen, Verlag Shaker, (1992)
- [59] M. Swoboda: "Zum Einfluß der Stoß-Grenzschicht-Interferenz auf transsonische Profilströmungen"; VDI Verlag, Reihe 7, Nr.230, (1993)
- [60] S.M. Mangalam, G.R. Saram, T.R. Moes: "In-flight shock detection using hot-film sensors and constant voltage anemometer system"; A98-31541, (1998)
- [61] N. Kasagi, R.J. Moffat, M. Hirata: "Liquid crystals"; Handbook of Flow Visualisation, Hemisphere, New York, Chap. 8, pp.105-124, (1989)
- [62] B.J. Gall, B.J. Holmes: "Liquid crystals for high altitude in-flight boundary layer flow visualisation"; AIAA Paper 86-2592, (1986)
- [63] D.C. Reda, J. Mutatore: "Measurement of surface shear stress vectors using liquid crystal coating"; AIAA J. Vol.32, No.8, pp. 1576 – 1582, (1994)
- [64] Q.H. Hoang, N. Toy, E. Savory: "Liquid crystals for surface shear stress measurements"; Proc. Symposium on flow visualisation Sept. 11-14, pp.552-557, (1995)
- [65] R. Mayer, R.A.W. M.Henkes, J.L. van Ingen: "Wall shear stress measurement with IR-thermography"; Proc. RTO/AGARD/FDP 81st Symposium on 'Advanced aerodynamic measurement technology', Sept. 22-25, (1997)
- [66] M. Dianat, I.P. Castro: "Measurements in separating boundary layers"; ICAS-86-1.7.2, (1986)
- [67] M. Jischa: "Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch"; Vieweg Verlag, (1982)
- [68] E.R. van Driest: "On turbulent flow near a wall"; J. Aerospace Science 23, pp.1007 – 1036, (1956)

- [69] W. Szablewski: "Turbulente Grenzschichten in Ablösenähe"; Zeitschrift für angewandte Math. Mechanik 49, S.215 – 225, (1969)
- [70] J. Rotta: "Über den Einfluß der MACHschen Zahl und des Wärmeübergangs auf das Wandgesetz turbulenter Strömung"; ZFW 7, Heft9, S.264 – 274, (1959)
- [71] H.W. Liepmann, G.T. Skinner: "Shearing-stress measurements by use of a heated element"; NACA TM3268, (1954)
- [72] G.L. Brown: "Theory and application of heated films for skin friction measurement"; Proc. of the Heat Transfer and Fluid - Mech. Inst. Stanford Univ. Press, pp.361-381, (1967)
- [73] N. Curle: "The laminar boundary layer equations", Oxford University Press, (1962)
- [74] O. Burkhardt, U. Dinata, C. Warsop, W. Nitsche: "New developments in surface flow sensor technology within the framework of Aeromems"; CEAS/DragNet Notes of Numerical Fluid Mechanics, Vieweg Verlag, (2000)
- [75] O. Burkhardt, U. Dinata, W. Nitsche: "Surface fence with an integrated, piezo resistive pressure sensor for measurements of static and dynamic wall shear stresses"; Proc. STAB, Vieweg Verlag (2000)
- [76] W.P. Joeng, S.H. Kang: "Measurement of transitional boundary-layer on a flat plate using a computational Preston tube method"; Exp. in Fluids 20, pp.29 – 37 (1995)
- [77] F. Motallebi: "Mean flow study of two-dimensional subsonic turbulent boundary layers"; AIAA Journal, Vol. 32, No.11, pp.2153 – 2161, (1994)
- [78] W. Nitsche: "Strömungsmeßtechnik"; Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1994
- [79] U. Ganzer: "On the use of adaptive walls for transonic wind tunnel"; AGRAD CP-335, (1982)
- [80] P.G. Huang, P. Bradshaw: "Law of the wall for turbulent flows in pressure gradients"; AIAA Journal, Vol.33, No.4, pp.624 – 632 (1995)
- [81] H.H. Fernholz, P.J. Finley: "A critical commentary on mean flow data for two-dimensional compressible turbulent boundary layers"; AGARD-AG-253, (1980)
- [82] W. Nitsche: "Aero-Thermodynamik II (Theoretische Methoden) ", Skript SS1997
- [83] L. Crocco: "Transformation of the compressible turbulent boundary layer in the heat exchange" , AIAA Journal, Vol.1, pp.2723 – 2731, (1963)

-
- [84] D.M. Bushell: "Aircraft Drag Reduction", AGARD R-786-3, (1992)
- [85] M. Baumann, W. Nitsche: "Investigation of active control of Tollmien-Schlichting waves on a wing", *Transitional Boundary Layers in Aeronautics* 46, pp.89 – 98, (1996)
- [86] D.W. Bechert, M. Bruse, W. Hage, J.G.T. van der Heoven, G. Hoppe: "Experiments on drag reducing surfaces and their optimisation with an adjustable geometry", *Journal of Fluid Mechanics*, No.336, pp.59 – 87, (1997)
- [87] D.W. Bechert, M. Bruse, W. Hage: "Experiments with three-dimensional riblets as an idealised model of shark skin", *Exp. in Fluids*, (2001)

Abbildungsverzeichnis

Bild 1	: Widerstandsaufteilung eines typischen Verkehrsflugzeuges im Reiseflug (AGARD-R-786).....	9
Bild 3.1	: Grenzschichtähnlichkeitsgesetze.....	23
Bild 3.2	: Wandgesetz nach SZABLEWSKI für eine turbulente Grenzschicht mit positiven Druckgradienten.....	25
Bild 3.3a:	Theoretische Geschwindigkeitsverteilung (a) und Temperaturverteilung (b) unter Einfluß der Wandschubspannungsmachzahl bei verschwindenden Wärmeromparameter.....	29
Bild 3.3b:	Theoretische Geschwindigkeitsverteilung (a) und Temperaturverteilung (b) unter Einfluß der Wärmestromparameter bei verschwindender Wandschubspannungsmachzahl.....	29
Bild 4.1	: Kalibration der Wandschubspannungswaage.....	38
Bild 4.2	: Aufbau und Brückenschaltung eines Oberflächenheißfilms.....	39
Bild 4.3	: Anordnung des Oberflächendrahtes auf dem Stopfen.....	41
Bild 4.4	: Prinzipieller Aufbau des Piezowandschubspannungssensors.....	42
Bild 4.5	: Verdrängungsfaktor in Abhängigkeit vom dimensionslosen Sondendurchmesser.....	44
Bild 4.6	: Iterationsschritte des CPM3-Verfahrens (Einzeliteration).....	44
Bild 4.7	: Endprofil für drei Prestonrohrgeschwindigkeiten $u_{p,i}$	44
Bild 4.8	: Aufbau einer CPM3-(Triple-) Sonde.....	44
Bild 4.9	: Aufbau der Gesamtdrucksonde.....	46
Bild 4.10:	Hitzdrahtkalibration in einer transsonischen Strömung.....	47
Bild 4.11:	Transschallkanal des ILR.....	48
Bild 4.12:	Neue Grenzschichtmeßstrecke.....	48
Bild 4.13:	Meßeinsatz für Sensorteller.....	48
Bild 4.14:	Meßeinsatz mit statischen Druckbohrungen.....	48
Bild 4.15:	Sensorteller.....	49
Bild 4.16:	Adaptive Meßstrecke mit Einbauten.....	50
Bild 4.17:	LV2-Profilmodell.....	50
Bild 4.18:	Einseitige Lavalldüse in der neuen Grenzschichtmeßstrecke.....	51
Bild 4.19:	Meßperipherie.....	52
Bild 5.1	: Wandschubspannungsverteilung quer zur Anströmung.....	55
Bild 5.2	: Geschwindigkeitsgrenzschichtprofile bei $x_{\text{Kanal}} = 30\text{mm} / 560\text{mm}$	56
Bild 5.3	: Waagenspannung in Abhängigkeit von der Temperatur.....	57
Bild 5.4	: Einfluß von Druckanstieg auf $\tau_{w, \text{Waage}}$	59
Bild 5.5	: Einfluß von Druckabfall auf $\tau_{w, \text{Waage}}$	59
Bild 5.6	: Prozentuale Abweichung von Δp_{piez} zu Δp_{ow} unter Berücksichtigung der maximal auftretenden Meßfehler des Sensorchips.....	60
Bild 5.7	: Vergleich von $\Delta \tau_{w, \text{piez}}$ unter Berücksichtigung der maximal auftretenden Fehler.....	60
Bild 5.8	: Vergleich von Δp_{piez} bei aufsteigender und abfallender Machzahlvariation.....	61
Bild 5.9	: Vergleich von Δp_{piez} für zeitlich unterschiedliche Meßkampagnen.....	61

Bild 5.10: Abweichungen von $\tau_{w,Waage}$ und $\tau_{w,CPM3}$	62
Bild 5.11: Vergleich der gemessenen und theoretischen Geschwindigkeitsprofile.....	63
Bild 5.12: Kalibration des Oberflächendrahtes.....	64
Bild 5.13: Kalibration des Piezowanschubspannungssensors.....	64
Bild 5.14: Kalibration des Oberflächenheißfilms.....	64
Bild 5.15: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile bei Druckanstieg im Vergleich zur Theorie.....	66
Bild 5.16: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile bei Druckabfall im Vergleich zur Theorie.....	66
Bild 5.17: Ergebnisse der Wandschubspannungsmessung bei Druckanstieg.....	66
Bild 5.18: Korrigierte Ergebnisse der Wandschubspannungsmessung bei Druckanstieg....	68
Bild 5.19: Korrekturfunktion des Oberflächenheißfilms bei Druckanstieg.....	68
Bild 5.20: Ergebnisse der Wandschubspannungsmessung bei Druckabfall.....	69
Bild 5.21: Druckverteilung hinter dem Störkeil bei $M_\infty = 0.5$	70
Bild 5.22: Wandschubspannungsverteilung im Ablösebereich	71
Bild 5.23: Prozentuale Abweichungen der Wandschubspannungsbeiwerte aller Meßverfahren im Rückströmungsgebiet.....	72
Bild 5.24: Prozentuale Abweichungen der korrigierten Wandschubspannungsbeiwerte aller Meßverfahren im Rückströmungsgebiet.....	73
Bild 5.25: Schlierenaufnahme des Verdichtungsstoßes in der neuen Grenzschichtmeßstrecke bei $M_\infty = 1.2$	75
Bild 5.26: Druckverteilung über dem Meßeinsatz mit statischen Druckbohrungen.....	76
Bild 5.27: Vergleich der c_f -Verläufe von Wandschubspannungswaage und CPM3–(Triple–) Sonde; dimensionslose Grenzschichtprofile im Stoßbereich.....	77
Bild 5.28: Prozentuale Abweichung von $\tau_{w,Waage-m.AB}$ zu $\tau_{w,CPM3}$	78
Bild 5.29: Druckverteilung über der Wandschubspannungswaage.....	79
Bild 5.30: Vergleich von $\tau_{w,Waage-o.AB}$, $\tau_{w,Waage-m.AB}$ und $\tau_{w,CPM3}$ im Stoßbereich.....	80
Bild 5.31: Prozentuale Abweichung von $\tau_{w,Waage-o.AB}$ zu $\tau_{w,CPM3}$	80
Bild 5.32: Wandschubspannungsverteilung der indirekten Meßverfahren im Stoßbereich.....	81
Bild 5.33: Prozentuale Abweichungen von $\tau_{w,ow}$ und $\tau_{w,ow-korr}$ zu $\tau_{w,CPM3}$ im Stoßbereich.....	81
Bild 5.34: Prozentuale Abweichungen von $\tau_{w,piezo}$ und $\tau_{w,piezo-korr}$ zu $\tau_{w,CPM3}$ im Stoßbereich.....	82
Bild 5.35: Prozentuale Abweichungen von $\tau_{w,HF}$ und $\tau_{w,HF-korr}$ zu $\tau_{w,CPM3}$ im Stoßbereich.....	82
Bild 5.36: c_p -Verteilung über dem LV2-Profilmodell bei fixierter Transition.....	84
Bild 5.37: c_f -Re-Diagramm der CPM3-Messung am LV2-Profilmodell bei fixierter Transition.....	85
Bild 5.38: Kalibration des Oberflächenheißfilm-Arrays bei fixierter Transition.....	86
Bild 5.39: Vergleich von $P_{x,Mess}$ und der Interpolationswerte bei fixierter Transition.....	86
Bild 5.40: Kalibration des Oberflächendraht-Arrays bei fixierter Transition.....	87
Bild 5.41: Geschwindigkeitsprofile bei fixierter Transition.....	88
Bild 5.42: Dimensionslose Geschwindigkeitprofile bei fixierter Transition.....	88

Bild 5.43: c_f -Re-Diagramm der CPM3-Messung bei freier Transition.....	88
Bild 5.44: c_f -Re-Diagramm des Oberflächenheißfilm-Arrays bei freier Transition.....	89
Bild 5.45: Wandschubspannungsverteilung von Oberflächenheißfilm und CPM3 bei freier Transition.....	90
Bild 5.46: Vergleich von $P_{x,Mess}$ und der Interpolationswerte bei freier Transition.....	90
Bild 5.47: c_f – Re-Diagramm der Oberflächendröhte bei freier Transition.....	91
Bild 5.48: Wandschubspannungsverteilung der Oberflächenheißfilme und der CPM3-(Triple-) Sonde bei fixierter Transition.....	91
Bild 5.49: Dimensionsbehaftete Geschwindigkeitsprofile bei $x/c = 0.375$	92
Bild 5.50: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile bei $x/c = 0.375$	92

Tabellenverzeichnis

Tabelle I : Charakteristik verschiedener Wandschubspannungsmeßverfahren.....	15
Tabelle II : Berechnung der Verdrängungsfaktoren nach NITSCHKE ET AL. [3] und JOENG & KANG [76].....	43
Tabelle III: Variation der Druckgradienten.....	58

Lebenslauf

Zur Person	BOSE, Shibani Geb. am 12. Februar 1967 in Berlin, Deutschland	
Schulbildung	08 / 1973 – 07 / 1979 08 / 1979 – 12 / 1985 Dezember 1985	Goethepark-Grundschule Lessing-Gymnasium Allgemeine Hochschulreife (Abitur)
Studium	10 / 1986 – 07 / 1994	Studium der Luft- und Raumfahrttechnik an der TU Berlin Schwerpunkt: Flugzeugbau
	Diplomarbeit:	<i>„Untersuchungen zum laminar-turbulenten Strömungsumschlag an einem Laminar-Handschuh“</i>
	02 / 1993 – 07 / 1993	Studium an der Technischen Universität Delft, Delft – Niederlande
Berufstätigkeit	09 / 1994 – 08 / 1999	Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Luft- und Raumfahrt der Technischen Universität Berlin, Berlin – Deutschland
	01 / 2000 – 04 / 2000	Spezialistin Produktentwicklung bei der Lido GmbH Lufthansa Aeronautical Services, Frankfurt – Deutschland;
	06 / 2000 – 09 / 2001	Gastwissenschaftlerin am Institut für Strömungswissenschaften der Tohoku Universität, Sendai – Japan;

Berlin, im November 2002

