Deutsches Zentrum
für Luft-
und Raumfahrt e.V.

Institut für Strömungsmechanik Göttingen
Abteilung Windkanäle Köln-Porz

Bericht IB - 39113 – 2000A15

Verfasser T. M. Gawehn / A. Henckels / R. Neubacher

Titel

Untersuchung der Außenverdichtung des RAM-Triebwerkeinlaufs von ELAC

FE Programm u. Nr. : R-WR-461

Auftraggeber : DFG Sonderforschungsbereich 253, Teilprojekt B2

Kostenträger : 3 461 103

Zugänglichkeitsstufe : ■ I öffentlich zugänglich | II int. unbeschränkt ext. beschränkt | III int. beschränkt ext. beschränkt | IV vs

Verteiler:
1x SK-LTK
6x SK-WK KP
1x DLR, Prof. W. Koschel
1x RWTH Aachen
3x Reserve

Umfang des Berichts:
69 Seiten incl.
6 Tabellen
59 Bildern
40 Literaturstellen

Ort, Abteilung, Datum

Köln, WK-KP, 30.10.2000

Institutsdirektor	Abteilungsleiter	Bearbeiter
Prof. Dr. G. E. A. Meier	H. Esch	T. M. Gawehn
		Dr. A. Henckels
		R. Neubacher

Bemerkung

Der vorliegende Bericht geht aus der Diplomarbeit „Untersuchung eines RAM-Triebwerkeinlaufs im Hyperschallwindkanal H2K des DLR“ hervor, die Herr Thomas Gawehn innerhalb der Abteilung Windkanäle des DLR in Köln-Porz für das Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen, Betriebsverhalten der Strahlantriebe der RWTH Aachen anfertigte. Die Arbeiten erfolgten im Rahmen des beim DLR durchgeführten Teilprojekts „Experimentelle Optimierung eines Hyperschall-Einlaufs“ des DFG-Sonderforschungsbereichs 253 unter der Leitung von Herrn Dr.-Ing. A. Henckels.

Die Autoren bedanken sich bei Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. W. Koschel für die Übernahme der wissenschaftlichen Betreuung sowie bei Herrn Dipl.-Ing. H. Esch für die Möglichkeit der Durchführung der Diplomarbeit in seiner Abteilung.

Besonders hervor zu heben ist die technische Unterstützung von Herrn Dipl.-Ing. P. Herzog, Herrn M. Janke und der übrigen Mannschaft des Windkanals. Für die Korrektur und Bearbeitung des Berichts sei Frau Adams gedankt.

Zusammenfassung

Die Arbeiten des Aachener DFG-Sonderforschungsbereichs SFB 253 „Grundlagen des Entwurfs von Raumflugzeugen“ zielen u.a. auf die Auslegung eines luftatmenden Kombinations-Triebwerkes für die TSTO-Unterstufe ELAC ab. Die DLR-Abteilung Windkanäle Köln unterstützt diese Aktivitäten mit dem Teilprojekt „Experimentelle Optimierung eines Hyperschall-Einlaufs“, in welchem Empfehlungen zur Auslegung des Einlaufs im Bereich der Außenverdichtung erarbeitet werden. Die vorliegende Arbeit stellt hierzu die Ergebnisse einer Messkampagne im Hyperschallkanal H2K an einem Windkanalmodell bei Mach 6 vor, wobei Trigger-Elemente hinter der Modellvorderkante den Grenzschichtzustand beeinflussen. Im Vordergrund des Interesses stehen viskose Strömungseffekte sowie die Transitionslagen und Wärmelasten auf den Rampen, die mittels Infrarot-Thermographie ermittelt werden. Es wird festgestellt, dass die turbulente Grenzschicht vor der dritten Rampe ablöst, wobei allerdings bereits geringste Änderungen z.B. des Anstellwinkels zum Verschwinden der Ablöseblase führen. Dahinter, auf der dritten Rampe, verursacht die wieder anliegende Grenzschicht hohe Wärmelasten. Die Strömungsumlenkung sollte daher entweder verringert werden und/oder mittels Implementierung einer Grenzschichtabsaugung eine Reduzierung der thermischen Lasten angestrebt werden. Ein Vergleich der erhaltenen experimentellen Ergebnisse mit anderweitig durchgeführten numerischen Simulationen zeigt, dass die Lage der Stöße und die Dicke der Grenzschicht gut übereinstimmen.

Schlagwörter: Luftatmende Antriebe für Hyperschallkonfigurationen, Infrarot-Thermographie, ELAC, Einlauf, Wärmelast

Übersicht

Die Arbeiten des Aachener DFG-Sonderforschungsbereichs SFB 253 „Grundlagen des Entwurfs von Raumflugzeugen“ zielen u.a. auf die Auslegung eines luftatmenden Kombinations-Triebwerkes für die TSTO-Unterstufe ELAC ab. Die DLR-Abteilung Windkanäle Köln unterstützt diese Aktivitäten mit dem Teilprojekt „Experimentelle Optimierung eines Hyperschall-Einlaufs“, in welchem Empfehlungen zur Auslegung des Einlaufs im Bereich der Außenverdichtung erarbeitet werden. Die vorliegende Arbeit stellt hierzu die Ergebnisse einer Messkampagne im Hyperschallkanal H2K an einem Windkanalmodell bei Mach 6 vor, wobei Trigger-Elemente hinter der Modellvorderkante den Grenzschichtzustand beeinflussen. Im Vordergrund des Interesses stehen viskose Strömungseffekte sowie die Transitionslagen und Wärmelasten auf den Rampen, die mittels Infrarot-Thermographie ermittelt werden. Es wird festgestellt, dass die turbulente Grenzschicht vor der dritten Rampe ablöst, wobei allerdings bereits geringste Änderungen z.B. des Anstellwinkels zum Verschwinden der Ablöseblase führen. Dahinter, auf der dritten Rampe, verursacht die wieder anliegende Grenzschicht hohe Wärmelasten. Die Strömungsumlenkung sollte daher entweder verringert werden und/oder mittels Implementierung einer Grenzschichtabsaugung eine Reduzierung der thermischen Lasten angestrebt werden. Ein Vergleich der erhaltenen experimentellen Ergebnisse mit anderweitig durchgeführten numerischen Simulationen zeigt, dass die Lage der Stöße und die Dicke der Grenzschicht gut übereinstimmen.

Inhaltsverzeichnis

1. Bezeichnungen

a	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
c_W	[J/(kg · K)]	spezifische Wärmekapazität
c_f		örtlicher Reibungsbeiwert
c_p	[J/(kg · K)]	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
e	[m²/s²]	innere Energie
k	[mm]	Höhe des Triggerelementes
L	[m]	Lauflänge bis zur Strömungsumlenkung
Ma		Machzahl $Ma = \frac{u_\infty}{a}$
Ma_{mittel}		mittlere Machzahl
Ma_d		Machzahl stromab des Verdichtungsstoßes (downstream) nach Heiser [14]
Ma_u		Machzahl stromauf des Verdichtungsstoßes (upstream) nach Heiser [14]
p	[N/m²]	Druck
Pr		Prandtlzahl
$\dot{q}$	[W/m²]	Wärmestrom
Re		Reynoldszahl $Re = \frac{\rho \cdot u \cdot l}{\eta}$
St		Stantonzahl $St = \frac{\dot{q}_{konv}}{\rho_\infty \cdot u_\infty \cdot c_p \cdot (T_R - T_w)}$
t	[s]	Zeit
T	[K]	Temperatur
u	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung
X, x	[mm], [m]	Koordinate in Hauptströmungsrichtung
Y, y	[mm], [m]	Koordinate senkrecht zur Hauptströmungsrichtung und senkrecht zur Modelloberfläche
Z, z	[mm], [m]	Koordinate senkrecht zur Hauptströmungsrichtung, in Modellebene
α	[°]	Schiebewinkel
β	[°]	Umlenkwinkel (der Strömung)
δ	[°]	maximal zulässiger Umlenkwinkel
ε		Emissionskoeffizient

η	[kg/(m · s)]	dynamische Viskosität
κ		Isentropenexponent (für Luft: $\kappa = 1{,}4$)
λ	[W/(m · K)]	Wärmeleitfähigkeit
ρ	[kg/m^3]	Dichte
σ_B	[W/(m^2 · K^4)]	Stefan-Boltzmann-Konstante ($\sigma_B = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ W/(m^2 · K^4))

Indizes

∞	Anströmzustand
0	Ruhezustand
A	Anfangszustand
aw	adiabate Wand
E	auf Einheitslänge $l = 1$ m bezogen
e	Zustand am Grenzschichtrand
i	Zeitpunkt
j	Anzahl der Glättungsprozesse
k	gebildet mit der Höhe *k* des Triggerelementes
konv	Konvektiv
L	auf die Modelllänge bezogen
mittel	Mittelwert
R	recovery
t	Pitot(-druck)
u	Umgebung
w	Wand
x	Hauptströmungsrichtung

2. Einleitung

2.1 Thematische Einführung

Derzeit werden die Transporte zur internationalen Raumstation ISS mittels senkrecht startender Trägersysteme durchgeführt. Diese Raketensysteme, welche den für die Verbrennung benötigten Oxidator mit sich führen müssen, sind nicht wiederverwendbar. Hieraus resultieren für relativ kleine Nutzlasten hohe Transportkosten. Es stellt sich die Forderung, Lasten wirtschaftlicher z.B. mit wiederverwendbaren Trägersystemen in den Erdumlauf zu befördern.

Frühe Überlegungen hierzu erstreckten sich u.a. auf zweistufige TSTO-Konfigurationen (**T**wo-**S**tage-**T**o-**O**rbit-Konfigurationen) mit luftatmenden Triebwerken. Eine horizontal startende Unterstufe beschleunigt eine kleinere Oberstufe auf mehrfache Schallgeschwindigkeit. Nach erfolgter Stufentrennung in einer Höhe von ca. 30 km kehrt die Unterstufe zur Erde zurück, während die raketengetriebene Oberstufe den Erdorbit erreicht. Die Ober- als auch Unterstufe sind nach einer horizontalen Landung vollständig wiederverwendbar.

In Deutschland wurde die Entwicklung solcher TSTO-Konzepte bis Mitte der 90er Jahre im Rahmen des nationalen „BMFT-Förderkonzepts Hyperschalltechnologie" verfolgt, bevor sich nach Einstellung dieses Programms weitere nationale Arbeiten in drei DFG-Sonderforschungsbereiche in Aachen, Stuttgart und München konzentrierte. So zielen derzeitige Aktivitäten des Aachener Sonderforschungsbereichs (SFB 253 „Grundlagen des Entwurfs von Raumflugzeugen") auf die Auslegung der in **Bild 1** gezeigten TSTO-Unterstufenkonfiguration ELAC (**El**liptical **A**erodynamic **C**onfiguration) sowie der Oberstufe EOS (**E**LAC **O**rbital **S**tage) ab.

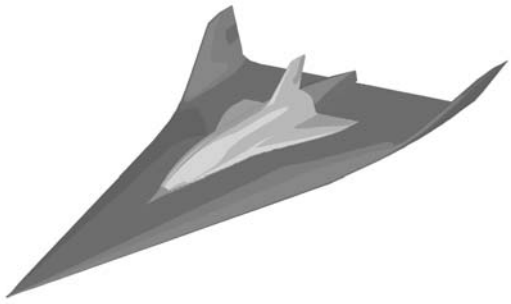


Bild 1. TSTO-Leitkonfiguration des Aachener Sonderforschungsbereichs 253 mit ELAC-Unterstufe und EOS-Oberstufe.

Ein Schwerpunkt der Arbeiten im SFB 253 ist die Auslegung eines Antriebs für die Unterstufe, bestehend aus sechs parallelen, luftatmenden Kombinations-Triebwerken. Diese Triebwerke sollen in koaxialer Anordnung je aus einem Turbotriebwerk für den Flug bei niedrigen Machzahlen und einem Staustrahltriebwerk (RAM-Jet) für Fluggeschwindigkeiten von ca. Mach 3 bis 7 bestehen. Die Leistungsfähigkeit dieser Triebwerke wird dabei u.a. durch die aerodynamische Güte der Luft-Einläufe entscheidend beeinflusst, so dass deren Auslegung ein hohes Maß an Aufwand erfordert.

2.2 Überschalleinlauf

Der Einlauf hat die Aufgabe, über die gesamte Flugbahn den von der Brennkammer benötigten Luftmassenstrom bereitzustellen. Hierzu erfolgt zunächst eine Außenverdichtung der Luft durch ein System von drei Kompressions-Rampen. Diese verzögern die Strömung bei Erhöhung des statischen Druckes über mehrere schräge Verdichtungsstöße (**Bild 2**). Hinter der Haubenlippe schließt sich ein Bereich der Einlauf-Innenverdichtung an, in welchem die Strömung schließlich den von der Brennkammer geforderten Druck bzw. eine entsprechende Unterschall-Geschwindigkeit erreicht.

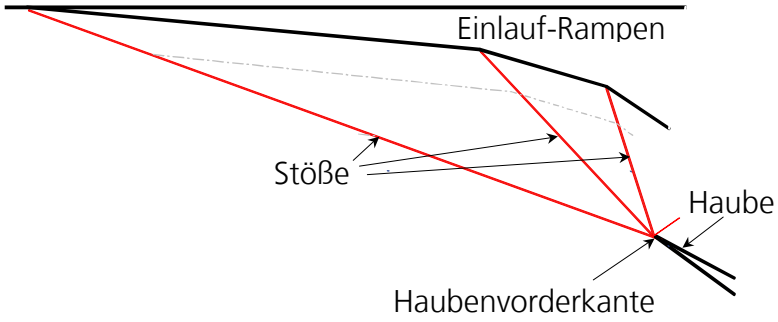


Bild 2. Schematische Darstellung der Strömung im Bereich der Außenverdichtung des ELAC-Einlaufs (Auslegungsfall).

Zur Anpassung an verschiedene Flugbereiche sind die Rampenwinkel des ELAC-Einlaufs verstellbar, so dass durch die Verdichtung über die Stöße ein optimaler Druckrückgewinn bei gefordertem Massendurchsatz garantiert wird. Auf Grund konstruktiver Beschränkungen sind jedoch nur vier Kombinationen von Rampenwinkeln über den gesamten Flugbereich vorgesehen. Aufwendigere Verstellmöglichkeiten der sehr heißen Rampenflächen würden das Strukturgewicht erheblich erhöhen und sollten vermieden werden.

Die mittels eindimensionaler gasdynamischer Beziehungen festgelegten Rampenwinkel berücksichtigen die sich ausbildende Grenzschicht, d.h. viskose Effekte zunächst nicht. Auf Grund der sich ab der ersten Einlauframpe ausbildenden Grenzschicht[1] trifft z.B. der erste Stoß nicht exakt auf die Haubenvorderkante (siehe Bild 2), sondern läuft mit der Folge einer Verringerung des Einlaufmassenstroms vor der Haube vorbei.

Im Weiteren interagieren die Verdichtungsstöße an den Rampen und innerhalb des Einlaufs mit den Grenzschichten an den Wänden. So können sich Grenzschichtablösungen ausbilden, welche dann die Lage der Stoßwinkel verändern, mit der Folge einer Änderung des Zustands der der Brennkammer zugeführten Strömung. Zu dieser Problematik existiert umfangreiche Literatur:

Einen Überblick über Stoß/Stoß- sowie Stoß/Grenzschicht-Interaktionen im Über- und Hyperschall gibt z.B. Délery [7,8]. Kriterien, an Hand derer die Wahrscheinlichkeit einer Grenzschichtablösung in Abhängigkeit von den Anströmbedingungen abgeschätzt werden kann, geben unter anderem Needham [29] und Heiser [14]. Weitere Arbeiten zeigen darüber hinaus die Auswirkungen von Stoß/Stoß- bzw. Stoß/Grenzschicht-Wechselwirkungen auf thermische Lasten (vgl. u.a. Henckels [16] und Kreins [22]).

[1] Es ist davon auszugehen, dass die Rumpfgrenzschicht vor dem Einlauf in einem Diverter abgeführt wird.

Thermische Lasten fanden, genau wie andere viskose Effekte, bei der ersten Einlaufauslegung keine Berücksichtigung. Neben einer sehr hohen Wärmelast im Bereich der Einlauflippe sind hohe thermische Lasten auch auf den Einlaufwänden zu erwarten, sodass hier Isolierungen bzw. Kühlungen der Rampen vorzusehen sind. In diesem Zusammenhang ist auch die Lage der Grenzschichttransition auf den Rampen bedeutsam, denn die Art der sich dort ausbildenden Stoß/Grenzschichtinteraktion und damit die Wärmelast hängt wesentlich von der Art des Grenzschichtzustands ab.

2.3 Ziele der Arbeit

Im Rahmen eines für den SFB 253 bearbeiteten Teilprojekts wurden vom DLR bis 1998 Windkanalexperimente zur Beeinflussung der am Einlauf durch Stoß/Grenzschicht-Interaktion hervorgerufenen Ablösungen durchgeführt. Ziel war die Reduzierung von Stoßverlusten durch eine optimale Auslegung einer Grenzschichtabsaugung. Mittels Messungen konnte die günstigste Geometrie sowie die bestmögliche Positionierung der Absaugung gefunden werden, bei der mit minimalem Absaugmassenstrom eine deutliche Reduktion der Wärmelasten sowohl hinter der Stoß/Grenzschichtinteraktion als auch direkt am Absaugspalt zu erreichen war (vgl. Schulte [36,37]).

Weiterführende Arbeiten des DLR im Teilprojekt „Reibungseffekte in Hyperschall-Einläufen“ (vgl. Triesch [39], Krohn [23,24,25]) zielen derzeit auf die Bereitstellung von Auslegungsparametern für Hyperschall-Einläufe hin, welche über einen größeren Machzahlbereich betrieben und entsprechend angepasst werden müssen. Insbesondere soll jetzt der zur Anpassung des ELAC-Einlaufs an verschiedene Flugbereiche optimale Winkelbereich der Rampen heraus gearbeitet werden, wobei Wärmelasten und viskose Effekte auf den Rampen Berücksichtigung finden.

In Kooperation mit dem SFB 253 ist auch vorgesehen, die für die Auslegung des Kühlsystems benötigten Wärmelasten auf den Rampen sowie die für die Auslegung eines „Bypass“-Kanals zur Abführung von Grenzschicht nötigen Absaugmassenströme zur Verfügung zu stellen. Für ein weiteres Teilprojekt, welches sich insbesondere mit der Innenverdichtung beschäftigt, sollen zu verschiedenen Flugzuständen optimierte Anströmbedingungen des Innendiffusors erarbeitet werden. Der Austausch experimenteller Daten mit einem numerisch orientierten Teilprojekt dient später der Validierung von Simulationsrechnungen, welche die physikalische Interpretation durchgeführter Messungen verbessern soll.

Die vorliegende Arbeit ist Teil der oben aufgeführten Aktivitäten. Windkanalexperimente sollen hier Erkenntnisse liefern, die dann auf den ELAC-Einlauf übertragen, Empfehlungen zu einer veränderten Auslegung im Bereich der Außenverdichtung unter Berücksichtigung viskoser Strömungseffekte geben. Ein maßstäbliches Modell des ELAC-Einlaufs wurde erstellt, an dem die Wärmelasten sowie die Transitionslagen auf den Rampen mittels Infrarot-Thermographie (IR-Thermographie) vermessen werden. Zusätzlich soll die Qualität der Abströmung mittels Pitotdruckmessungen überprüft werden.

In den nachfolgenden Kapiteln 3 und 4 werden zunächst die genutzte experimentelle Technik, d.h. der Windkanal H2K, das Windkanalmodell und die Messtechnik sowie insbesondere die IR-Thermographie vorgestellt. Anschließend wird auf den Versuchsplan und die Schwierigkeiten bei der Durchführung der Versuche eingegangen (Kapitel 5). Die Kapitel 6 bis 9 stellen die gewonnenen Ergebnisse vor. Integriert in diese Kapitel sind Interpre-

tationen mit Hinblick auf die aerodynamischen Erkenntnisse. Das Kapitel 10 beinhaltet einen Vergleich der experimentell gewonnenen Ergebnisse mit durchgeführten numerischen Rechnungen. Abschließend gibt die Zusammenfassung (Kapitel 11) einen Überblick über die gewonnenen Erkenntnisse bezüglich der aerodynamischen Einlaufgestaltung.

3. Versuchstechnik

3.1 Windkanal und Strömungsqualität

Die experimentellen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit werden im Hyperschallwindkanal H2K des DLR in Köln durchgeführt. Dieser intermittierende Windkanal arbeitet nach dem „Blow-Down"-Prinzip und ist für Strömungsgeschwindigkeiten bis Mach 11,2 ausgelegt. Die verschiedenen Machzahlen werden über unterschiedliche konturierte Laval-düsen verwirklicht. Es sind Versuchszeiten von bis zu 40 Sekunden möglich.

In **Bild 3** ist der Aufbau des Hyperschallwindkanals H2K schematisch dargestellt. Die getrocknete Druckluft, mit einem Druck von bis zu 45 bar, strömt aus dem Druckspeicher über die Luftzufuhr zunächst in eine elektrische Heizanlage mit einer Leistung von maximal 5 MW. Das Aufheizen der Luft ist erforderlich, um Sauerstoffkondensation bei der anschließenden Expansion in der Düse zu vermeiden. Innerhalb der Messkammer werden die zu untersuchenden Modelle im Freistrahl der Düse angeordnet. Die Strömung gelangt schließlich in einen Diffusor und nach Rückkühlung in einen Behälter niedrigeren Druckniveaus.

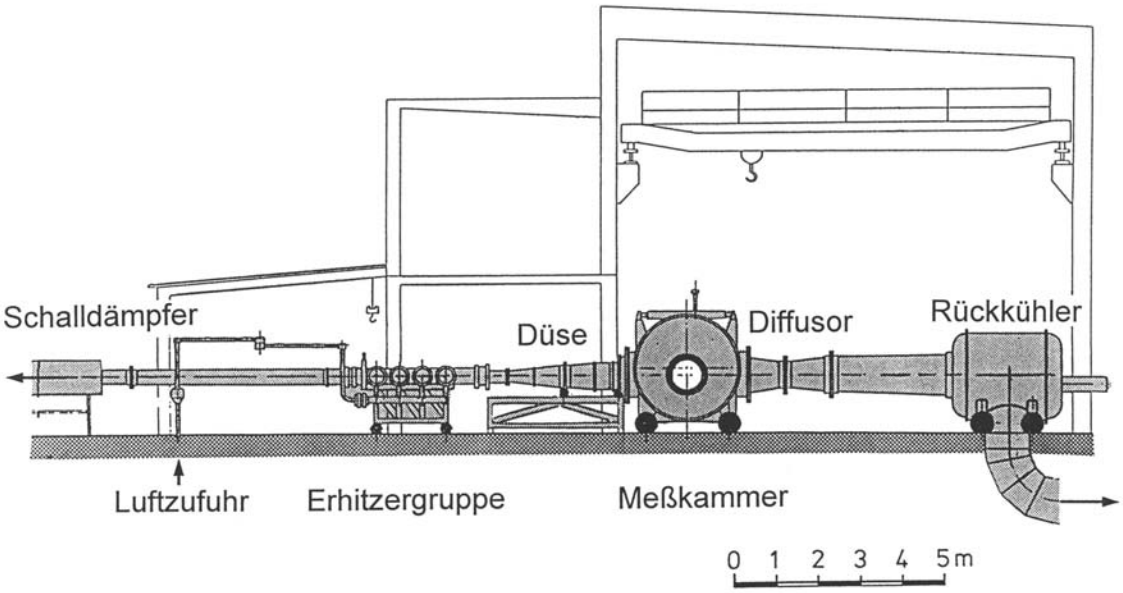


Bild 3. Komponenten des Hyperschallwindkanals H2K.

Der Betriebsbereich des Windkanals wird in **Bild 4** gezeigt. Aufgetragen sind der Ruhedruck, der Massendurchsatz und die elektrische Leistung des Kanals in Abhängigkeit der Machzahl bzw. der Reynoldszahl. Demnach lassen sich Einheits-Reynoldszahlen bis ca. $20 \cdot 10^6$ m^{-1} über die Ruhegrößen Totaldruck p_0 und Totaltemperatur T_0 einstellen.

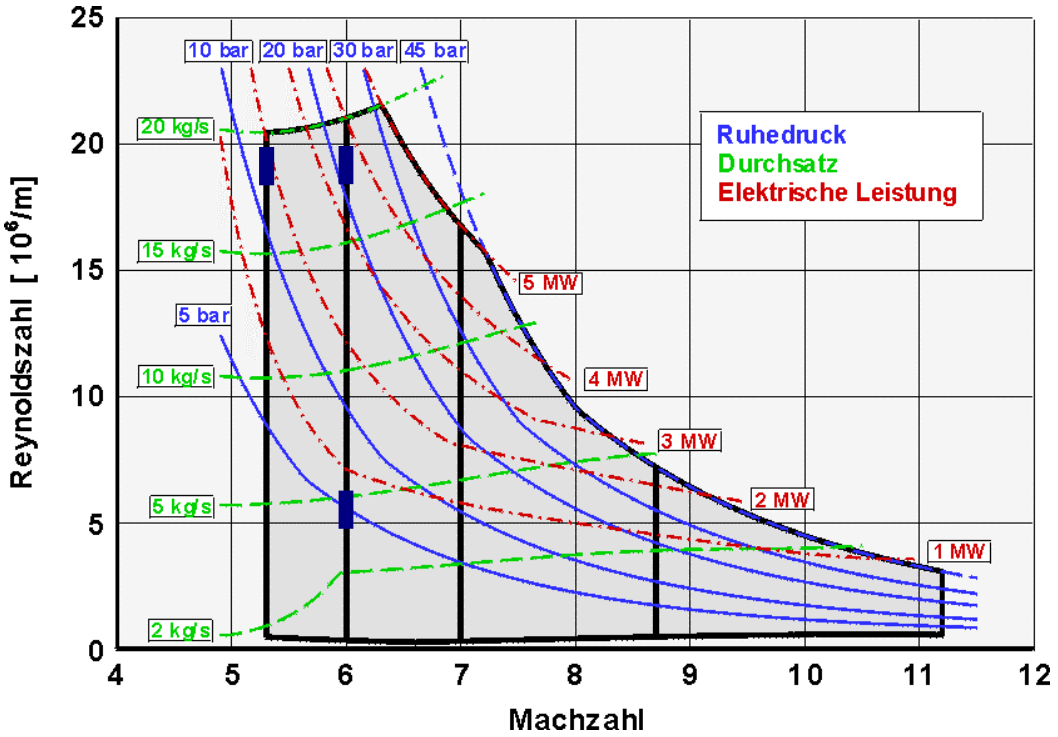


Bild 4. Betriebsbereich des Hyperschallwindkanals H2K.

Für einen Vergleich der Messergebnisse mit denen numerischer Simulationen sowie zur exakten Auswertung der Messungen ist es erforderlich, die Qualität der erzeugten Windkanalströmung zu kennen. Aus diesem Grunde sind die Düsen des H2K mittels einer Mehrfach-Pitotdrucksonde von Niezgodka und Herzog [31] vermessen worden. Beispielhaft ist in **Bild 5** die Abweichung der Geschwindigkeit über dem Düsenquerschnitt für die Düse mit der Auslegungsmachzahl 6,0 dargestellt. Die Standardabweichung der Strömungsgeschwindigkeit von der mittleren Machzahl $Ma_{mittel} = 6{,}078$ liegt, trotz erwarteter Fokussierungseffekte in der radialsymmetrischen Düse, unter 0,5%.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente werden, in Abstimmung mit dem später vorgestellten Versuchsplan, die Düsen mit den Auslegungsmachzahlen 6,0 und 5,3 bei einem Austrittsdurchmesser von 600 mm ausgewählt. Die in Bild 4 eingezeichneten schwarzen senkrechten Balken kennzeichnen die hierzu eingestellten Konditionen.

Während der Versuche lässt sich das Modell über eine Winkelverstellvorrichtung im Kanal schwenken und somit auf definierte Winkel relativ zur Anströmung bringen. Das Modell ist dabei durch mehrere Fenster in der Messkammer optisch zugänglich. Ein gleichzeitiger Einsatz von Schlierenoptik und IR-Thermographie ist möglich.

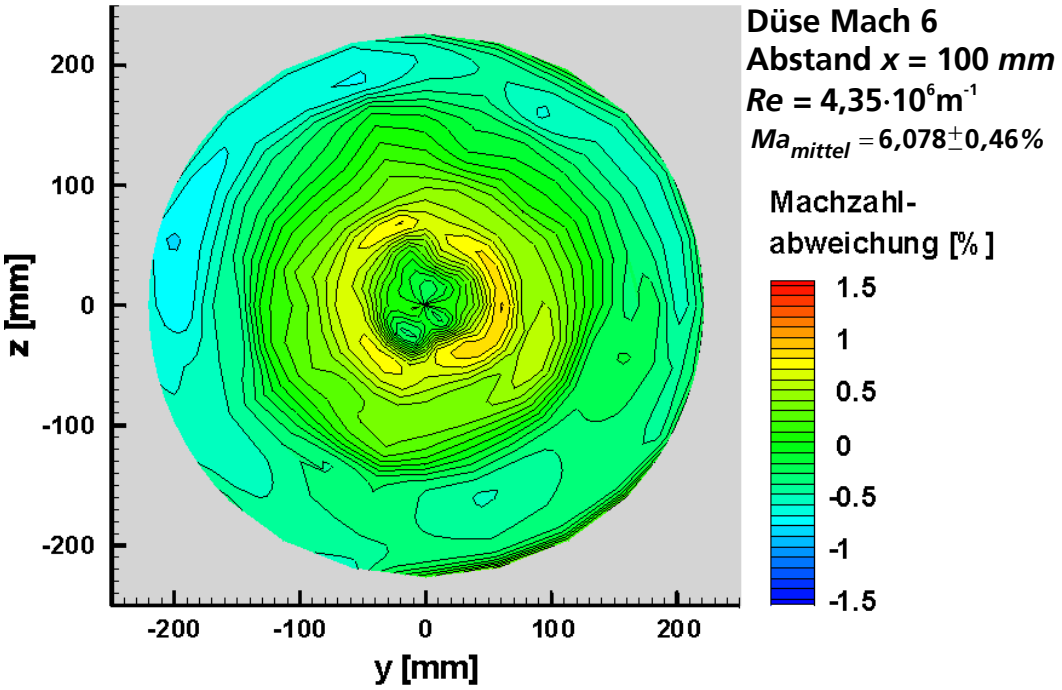


Bild 5. Machzahlabweichung im Austrittsquerschnitt der Düse Mach 6.

3.2 Einlaufmodell

Im Rahmen der laufenden Arbeiten des Sonderforschungsbereichs 253 legte Neubacher [30] ein Windkanalmodell zur Optimierung von Einläufen aus, welches sich durch große Variabilität bezüglich der realisierbaren Einlaufgeometrien auszeichnet. Dieses Modell dient hier als Basis für das Windkanalmodell, mit dem die Versuche durchgeführt werden. Die Besonderheiten dieses Einlaufmodells werden im Folgenden angesprochen:

- Das Modell weist entsprechend des Originaleinlaufs Seitenwände auf, die verhindern, dass Massenstrom seitlich aus der Grenzschicht heraus abfließt. Zur Untersuchung des Einflusses der Seitenwände auf die Einlaufströmung kann das Modell sowohl mit als auch ohne Seitenwände montiert werden. Zur optischen Zugänglichkeit der Rampen von der Seite sind die Seitenwände mit Fenstern versehen.
- Die Einlaufhaube ist kurz hinter der Einlauflippe derart abgeschnitten, dass der Haubenstoß durch den verbleibenden Keil erzeugt wird. Dies garantiert die optische Zugänglichkeit des hinteren Rampenbereichs von oben. Position und Neigung dieses Keils werden mittels eines Langlochs in den Modellseitenwänden angepasst.
- Der Rahmen des Modells sowie die thermisch hoch belasteten Vorderkanten der Rampen bestehen aus VA-Stahl. Möglichst große Bereiche der Rampenoberflächen sind aus Teflon gefertigt, damit für die Auswertung der Wärmeströme eine halbunendlich ausgedehnte, gering wärmeleitende Wand angenommen werden kann. Alle Modelloberflächen sind zur Verringerung optischer Reflexionen, sowohl im sichtbaren als auch im infraroten Wellenlängenbereich, matt schwarz lackiert. Aus Vorversuchen war der Emissionskoeffizient des Lacks für den Infrarot-Bereich zu $\varepsilon = 0{,}95$ bestimmt worden.

- Ein auswechselbarer Aufsatz ermöglicht es, sowohl einen 2-Rampen- als auch einen 3-Rampeneinlauf bei fest vorgegebenen Rampenwinkeln zu untersuchen. Mittels einer integrierten Verfahrvorrichtung für diesen Aufsatz (**Bild 6**) kann über die Länge der ersten Rampe während eines Versuchs der Kreuzungspunkt des ersten und zweiten Rampenstoßes variiert werden.
- Der Winkel der ersten Rampe wird über den Anstellwinkel des Modells verändert. Hierbei könnten unterschiedliche Störungen aus dem Heckbereich Einfluss auf die stromauf liegende Grenzschicht nehmen. Der Rampenaufsatz läuft daher in einer abgerundeten Kontur aus. Bei einer Anstellwinkeländerung wandert so die Ablöselinie der Grenzschicht entlang dieser kreisförmigen Kontur. Für unterschiedliche Anstellwinkel stellen sich nahezu identische Abströmbedingungen ein.

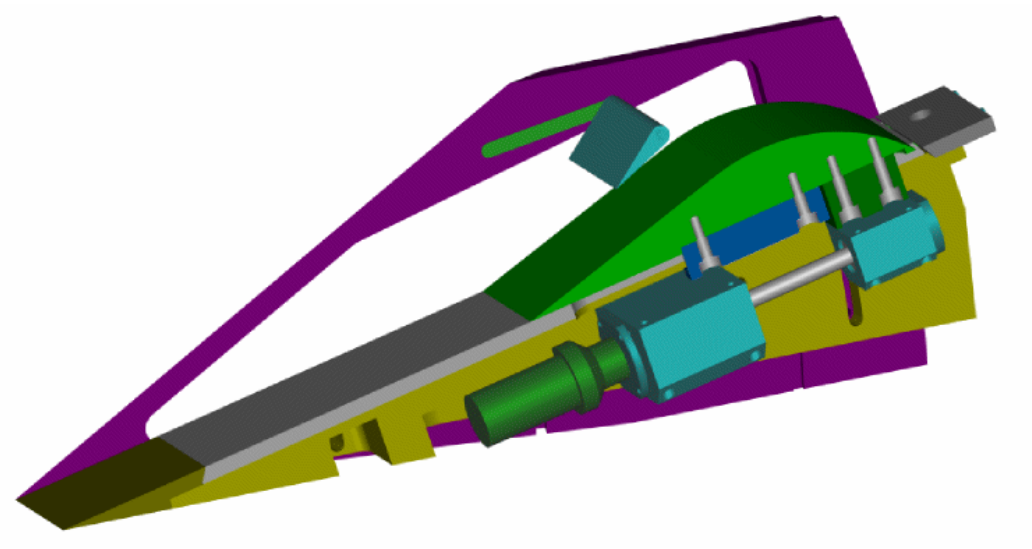


Bild 6. Einlauf-Basismodell mit verschiebbarem Rampenaufsatz [30].

Für die vorgesehenen Versuche muss der oben angesprochene Rampenaufsatz eine Geometrie aufweisen, die identisch derjenigen des ELAC-Einlaufs ist. Hierbei ist zu beachten, dass der ELAC-Einlauf zur Anpassung an die unterschiedlichen Flugbereiche vier Kombinationen von Rampenwinkeln aufweist (**Tabelle 1**). Da im Hyperschallflug über $Ma = 5{,}5$ keine Verstellung mehr erfolgt, wurden die dafür gültigen Rampenwinkel der erstellten Aufsatzgeometrie zu Grunde gelegt.

Flug-machzahl	1. Rampen-winkel	2. Rampen-winkel	3. Rampen-winkel
0,4	0,0	0,0	0,0
1,5	0,0	0,0	5,0
3,8	11,0	22,0	34,5
5,5	11,0	22,0	38,0
7,5	11,0	22,0	38,0

Tabelle 1. Rampenwinkel des ELAC-Einlaufs in Abhängigkeit der Flugmachzahl.

Bild 7 zeigt das so entstandene Modell vor der Aufbringung der schwarzen Lackierung. Der gewählte Maßstab 1:22 in Strömungsrichtung kann für die Breite des Modells aus konstruktiven Gründen nicht beibehalten werden. Bei einem inneren Abstand der Seitenwände von 120 mm ergibt sich hier ein Maßstab von 1:18.

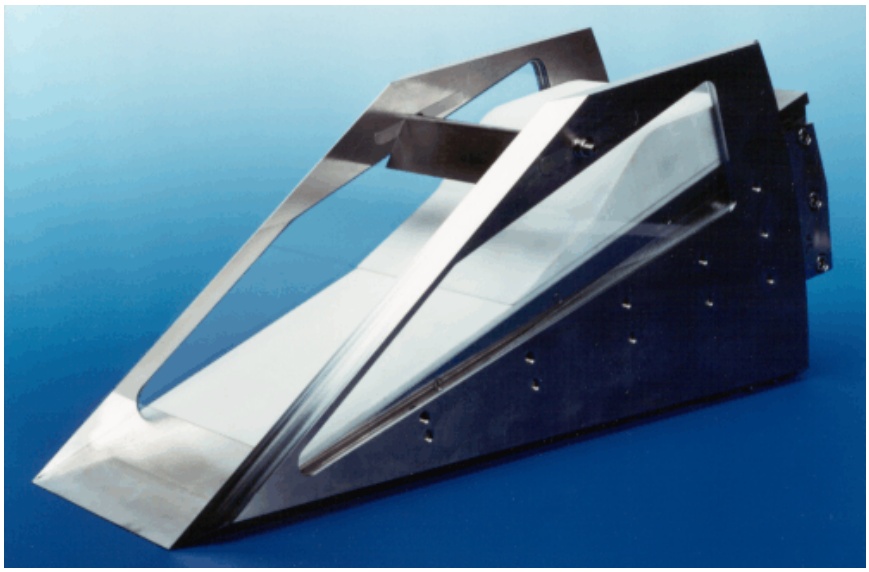


Bild 7. ELAC-Einlaufmodell.

Bild 8 zeigt die Position des in der Messkammer des H2K hinter der Düse montierten und jetzt lackierten Modells. Nach Entfernen der vorderen Seitenwand des Modells sind die drei Teflonrampen deutlich zu erkennen. Die Ausrichtung erfolgt so, dass sich das Modell zwischen den kreisrunden schlierenoptischen Fenstern der Messkammer befindet. Details zur Schlierenoptik werden im nachfolgenden Kapitel Standardmessverfahren gegeben.

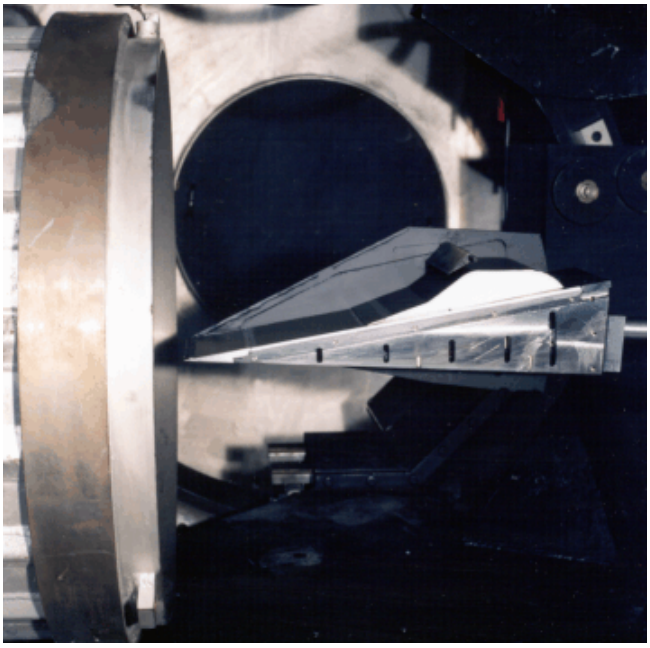


Bild 8. Modell, montiert in der Messstrecke des H2K.

3.3 Standardmessverfahren

Bei der Durchführung der Experimente wurden folgende Standardmessverfahren eingesetzt, wobei die IR-Thermographie nicht als Standardmessverfahren angesehen wird. Auf Grund des aufwendigen Auswerteverfahrens wird dieser Diagnostik ein eigenes Kapitel gewidmet.

- Schlierenoptische Messverfahren zur Visualisierung der Stoßlagen.
- Ölfilmaufnahmen zur Bewertung von 3D-Effekten sowie zur Bestimmung von Ablöse- und Transitionslagen. In der transitionellen Grenzschicht bilden sich Längswirbel aus, die im Ölbild als Längsstreifen erkennbar sind. An Hand dieser Streifen kann auf die Lage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlages geschlossen werden.
- Pitot-Druckmessungen zur Bestimmung des Druckrückgewinns und der Strömungsdistorsion.

Im folgenden werden diese Messverfahren erläutert und diejenigen Punkte herausgestellt, die für deren Einsatz im Rahmen der durchgeführten Versuche von Bedeutung sind.

Schlierenoptik

Das schlierenoptische Messverfahren beruht auf dem Zusammenhang zwischen den in einer Strömung auftretenden Dichtegradienten und der daraus folgenden Änderung im Brechungsindex des Strömungsmediums. Das durch die Messkammer geleitete Licht wird in Abhängigkeit lokaler Dichtegradienten im Strömungsfeld (wie z.B. an Verdichtungsstößen oder in der Grenzschicht) zum dichteren Medium hin abgelenkt. Durch eine Blende (Schlierenkante) erfolgt, in Abhängigkeit von der Auslenkung des Lichtbündels, eine Veränderung der Lichtintensität in der Abbildung.

Bei den im Windkanal H2K erzeugten Hyperschallströmungen sind die Dichten und Dichtegradienten im Strömungsfeld gering, so dass zu deren Sichtbarmachung eine Schlierenoptik in Koinzidenzanordnung eingesetzt werden muss. Hierbei wird nicht-paralleles Licht durch die Messstrecke geleitet, an einem konkaven Spiegel reflektiert und zur Empfindlichkeitssteigerung durch die Messstrecke zurückgeführt (**Bild 9**). Dadurch, dass Lichtquellenbild und Schlierenkante in der Praxis nicht in einen Punkt fallen, ist jedoch die Bildschärfe im Vergleich zu herkömmlichen Schlierenanordnungen etwas geringer. Gegenüber der üblichen Schlierenanordnung weist diese Anordnung jedoch eine wesentlich höhere Empfindlichkeit auf.

Die Schlierenaufnahme liefert ein über die Tiefe gemitteltes Bild des dreidimensionalen Strömungsfeldes. Der Einfluss der an den Modellseiten vorliegenden Strömung ist jedoch aufgrund der dem gegenüber großen Tiefe des Modells vernachlässigbar. Zur Auswertung der Schlierenbilder erfolgt eine Aufnahme mittels Video- und Fototechnik.

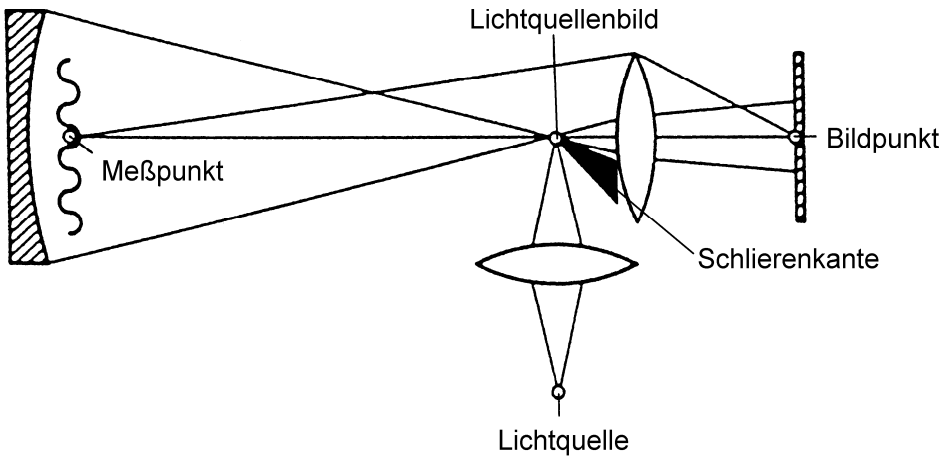


Bild 9. Aufbau der Schlierenoptik in Koinzidenzanordnung.

Ölfilmtechnik

Unmittelbar vor Versuchsbeginn wird eine Emulsion aus Siliconölen unterschiedlicher Viskositäten, versetzt mit einem gelben fluoreszierenden Titandioxidpulver, gleichmäßig auf der Modelloberfläche aufgetragen. Die während des Versuchs auftretenden unterschiedlichen Scherkräfte (Wandschubspannungen) an der Oberfläche führen dazu, dass sich der Emulsionsfilm auf der Oberfläche so verteilt, dass die Struktur der Strömung dort sichtbar wird.

Mittels einer Videokamera wird die Veränderung des Ölfilms während des Versuchs verfolgt. Nach dem Versuch wird das Modell mit UV-Licht beleuchtet, wobei mit einer großformatigen Kamera Fotos gemacht werden. Bei der Interpretation der Ölfilmbilder ist zu berücksichtigen, dass der Ölfilm während und nach dem Versuch Schwerkrafteinflüssen unterliegt. Ein Vergleich dieser Aufnahmen mit den digitalisierten Bildern während des Versuchs zeigt, ob das Zusammenbrechen der Strömung beim Abschalten des Kanals oder spätere Schwerkrafteinflüsse das Ölbild noch verändert haben.

Die Abhängigkeit zwischen Reibungsbeiwert und Stantonzahl

$$\frac{St}{c_f} = f\left(Ma_\infty, Pr, \kappa, \frac{T_W}{T_0}\right) \tag{1}$$

wird als Reynolds-Analogie bezeichnet [3]. Da während des Versuchs die Parameter der Funktion f (bis auf eine geringe Variation von $\frac{T_W}{T_0}$) konstant sind, ermöglicht diese Analogie einen Vergleich zwischen den Strukturen im Ölbild, die den Reibungsbeiwert c_f qualitativ wiedergeben und den thermographisch gemessenen Verteilungen des Wärmeübergangs in Form der Stantonzahl St. Die Reynolds-Analogie gilt jedoch nicht in Singularitäten wie z.B. Staupunkten.

Besonders wichtig ist die Tatsache, dass die Ölfilmtechnik nur der Visualisierung der Strömung in der unmittelbaren Nähe der Modelloberfläche dient. Nur unter Zuhilfenahme weiterer Messtechniken, wie z.B. der Pitotdruckmessung, sind Rückschlüsse auf den Aufbau des dreidimensionalen Strömungsfeldes möglich.

Pitotdruckmessung

Eingesetzt wird hier ein Pitotdruckmessrechen mit 15 Röhrchen mit einem Innendurchmesser von 0,6 mm. Diese sind über der Gesamtbreite von 98 mm in gleichmäßigem Abstand von 6,8 mm verteilt. Silikonschläuche verbinden die Röhrchen mit einem PSI-Mehrfach-Druckmessmodul. Diese Differenzdruckaufnehmer verfügen über einen Messbereich von 45 PSID (3,1 bar) und erzeugen eine Messspannung von maximal 5 V.

In Überschallströmungen steht vor dem Pitot-Röhrchen ein senkrechter Stoß. Da sowohl Bereiche mit Überschall- als auch Unterschallgeschwindigkeit im Einlauf vorliegen, deren Grenzen unbekannt sind, kann der Druckverlust über diesen Stoß bei der Auswertung nicht berücksichtigt werden. Anders als im Unterschall ist somit nicht von den gemessenen Drücken auf die Geschwindigkeit im Strömungsfeld zu schließen.

Eine zusätzliche Bestimmung der Totaltemperatur wäre für die Ermittlung der Strömungsgeschwindigkeit erforderlich. Im Rahmen dieser Arbeit wird jedoch auf eine solche Messung verzichtet, da eine Auftragung der auf den Ruhedruck p_0 normierten Pitotdrücke bereits den Vergleich mit den Ergebnissen numerischer Rechnungen zulässt. Auch kann damit eine Aussage über die Abströmqualität des Einlaufs erfolgen.

4. Infrarot-Thermographie

Jeder Punkt einer Körperoberfläche, dessen Temperatur über dem absoluten Nullpunkt liegt, emittiert eine elektromagnetische Strahlung im infraroten Wellenlängenbereich. In der IR-Thermographie wird dies dazu benutzt, die Oberflächentemperaturen auf einem Körper zu bestimmen (EBS Thermography [9]). Gegenüber anderen Messverfahren zur Bestimmung von Oberflächentemperaturen weist die IR-Thermographie entscheidende Vorteile auf:

- Die Messungen beeinflussen das zu vermessende Strömungsfeld nicht, weil das Verfahren berührungsfrei arbeitet.
- Gegenüber der Messung mit einer einzelnen Sonde misst die IR-Thermographie die Temperatur gleichzeitig auf einem Bereich der Körperoberfläche (Thermal-Mapping).

4.1 Kamerasystem

Eingesetzt wird das IR-Kamerasystem AVIO TVS-8000 der Firma NIPPON AVIONICS (**Bild 10**). Die Kamera ist mit einem „Focal Plane Array“ (FPA) aus Indium-Antimonid-Detektoren (InSb) ausgestattet, deren empfindlicher Wellenlängenbereich sich von 3–4,7 μm erstreckt. Indium-Antimonid verfügt über eine sehr hohe „Quanteneffektivität“. Der Nachteil ist demgegenüber die nichtlineare Kennlinie, welche sich zeitabhängig verändert, das heißt die Detektoren unterliegen einem Alterungsprozess.

Bild 10. Kamerasystem AVIO TVS–8000.

Das Array weist 120 (vertikale) x 160 (horizontale) Elemente auf und wird mittels eines Stirling-Kühlers gekühlt. Die Auflösung dieses Systems ist mit 2 mrad räumlich höher als die von „Single-Detector-Systemen", bei welchem das Kamerabild sequenziell entsteht. Die Brennweite der IR-Kamera wird durch auswechselbare Objektive an die jeweiligen Erfordernisse angepasst.

Der Messbereich dieses IR-Kamerasystems ist in drei Unterbereiche unterteilt: Der erste Bereich erstreckt sich von –40 bis 80°C, der zweite von 30 bis 160°C und der dritte von 115 bis 312°C. Die minimale auflösbare Temperaturdifferenz beträgt 0,025°C. Zur Aufzeichnung der Messdaten verfügt die IR-Kamera über einen Real-Time-Recorder mit RAM-Speicher für 512 Bilder bei bis zu 50 Bildern pro Sekunde.

In **Bild 11** ist die Anordnung des Infrarot-Kamerasystems am Hyperschallwindkanal H2K dargestellt. Das Kameraobjektiv (Brennweite 25 bzw. 50 mm) befindet sich unmittelbar hinter einem Fenster aus Calcium-Fluorid auf der Oberseite des Kanals. Im Bereich der Infrarot-Strahlung liegt die Transmission bei ca. 98%. Die Messgenauigkeit des IR-Kamerasystems für den verwendeten Einsatzbereich wurde von Gerst [10] mit Hilfe von Referenz-Wärmequellen überprüft.

Weitere Angaben zum verwendeten Kamerasystem gibt GoRaTec [11]. Die dort gemachten Angaben bezüglich der räumlichen Auflösung konnten u.a. von Schell [34] bestätigt werden.

Es ist bekannt, dass Fehler bei der Temperaturbestimmung nicht diffus strahlender Oberflächen aufgrund der winkelabhängigen Eigenschaften der Emission auftreten. Da die Kamera im vorliegenden Fall auf die Einlauframpen unter unterschiedlichen Sichtwinkeln bis 40° blickt, ist dieser Einfluss auf die gemessene Temperatur von besonderem Interesse.

Frühere Arbeiten von Müller [28] zeigen auf, dass bis zu einem Sichtwinkel von 45° der Einfluss dieses Sichtwinkels auf die gemessene Temperatur noch unter einem Prozent liegt. Dort finden sich auch zusätzliche Angaben über den Einfluss der Kanalbedingungen auf die Genauigkeit der Temperaturmessung.

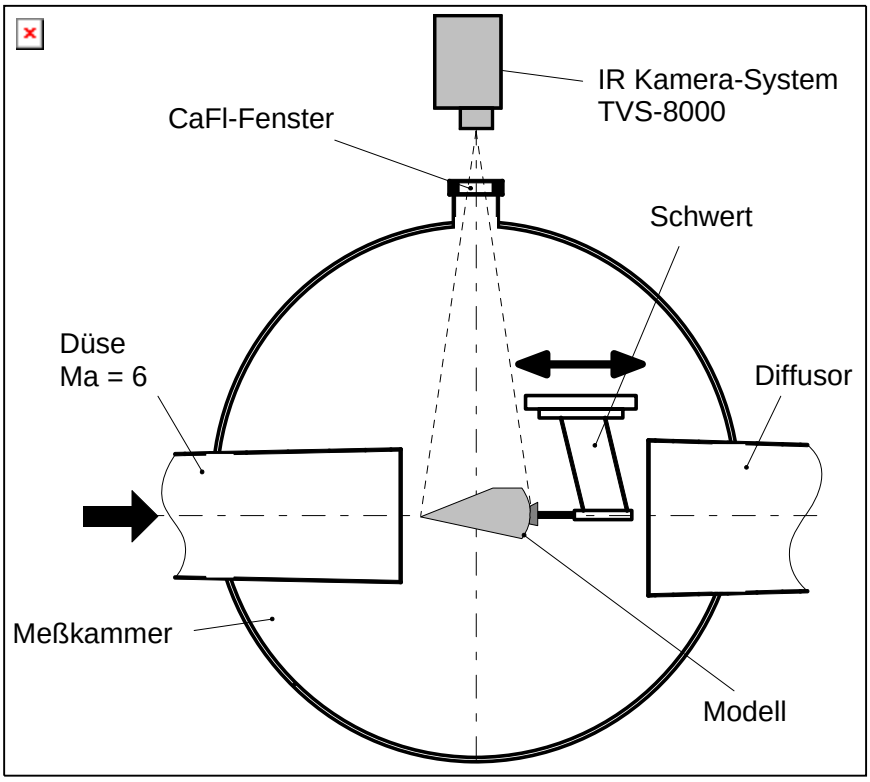


Bild 11. Messkammer H2K mit Kamera und Modell.

4.2 Bildaufbereitung

Hat die Quanteneffektivität einzelner Detektoren stark abgenommen, ist das erzeugte elektrische Signal zu schwach, um als Temperaturinformation ausgegeben zu werden. In diesem Fall spricht man von einem „Detektorausfall". Gemeinhin werden Ausfälle von bis zu 5% der Detektoren bezogen auf das gesamte Kamerafeld noch akzeptiert.

Ein „Zwei-Punkt-Temperaturabgleich" ist in regelmäßigen Abständen zur Korrektur der durch Detektorausfälle auftretenden schwarzen Bildelemente (Pixel) möglich. An den entsprechenden Stellen werden die Werte des unmittelbar links daneben liegenden Pixels eingesetzt, so dass wieder ein homogenes Bild entsteht. Beim Ausfall gleich mehrerer nebeneinander liegender Pixel ergibt sich jedoch eine horizontale Verzerrung der aufgenommenen Konturen. Insbesondere scharfe Kanten werden verwischt.

Anhand des Vergleiches 15 unterschiedlicher IR-Aufnahmen wurde die „Wahrscheinlichkeit" für den Ausfall eines Pixels wie folgt ermittelt: Stimmt die Temperatur mit dem Wert des benachbarten Pixels überein, wird diesem als Ausfallwahrscheinlichkeit der Wert „1" zugeordnet. In allen anderen Fällen erhält er den Wert „0". Der anschließend über die Anzahl der IR-Aufnahmen gebildete Mittelwert ist als „Ausfallwahrscheinlichkeit" im nachfolgenden Diagramm dargestellt (**Bild 12**).

Es zeigt sich, dass 348 Pixel eine Ausfallwahrscheinlichkeit von 100% haben, d.h. dass diese Pixel in allen untersuchten Bildern „immer" den selben Wert wie der linke Nachbar aufweisen. Bezogen auf das gesamte Kamerasichtfeld von 19.200 Detektoren entspricht dies einem Anteil von unter 2%.

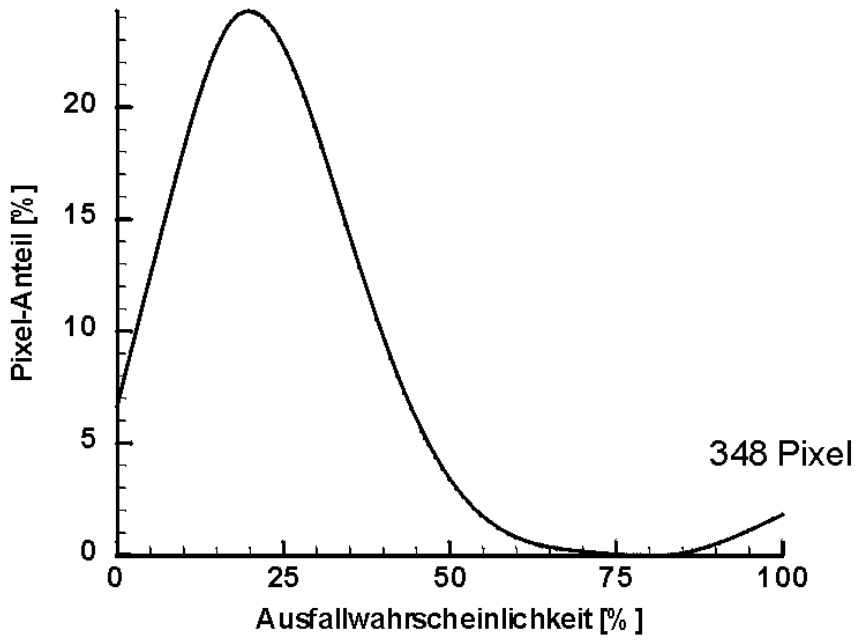


Bild 12. Anteil der defekten Pixel in Abhängigkeit von ihrer Ausfallwahrscheinlichkeit.

Die Verteilung dieser „Schwarzen Flecken" auf das gesamte Kamerasichtfeld ist in **Bild 13** dargestellt. Hier ist der innere Bildbereich mit Ausfällen deutlich über 10% sehr stark betroffen. Somit sind geeignetere Verfahren zur Korrektur der ausgefallenen Pixel erforderlich, als jeweils den links daneben liegenden Wert einzusetzen. Das im Rahmen dieser Diplomarbeit gewählte Verfahren wird im Folgenden vorgestellt.

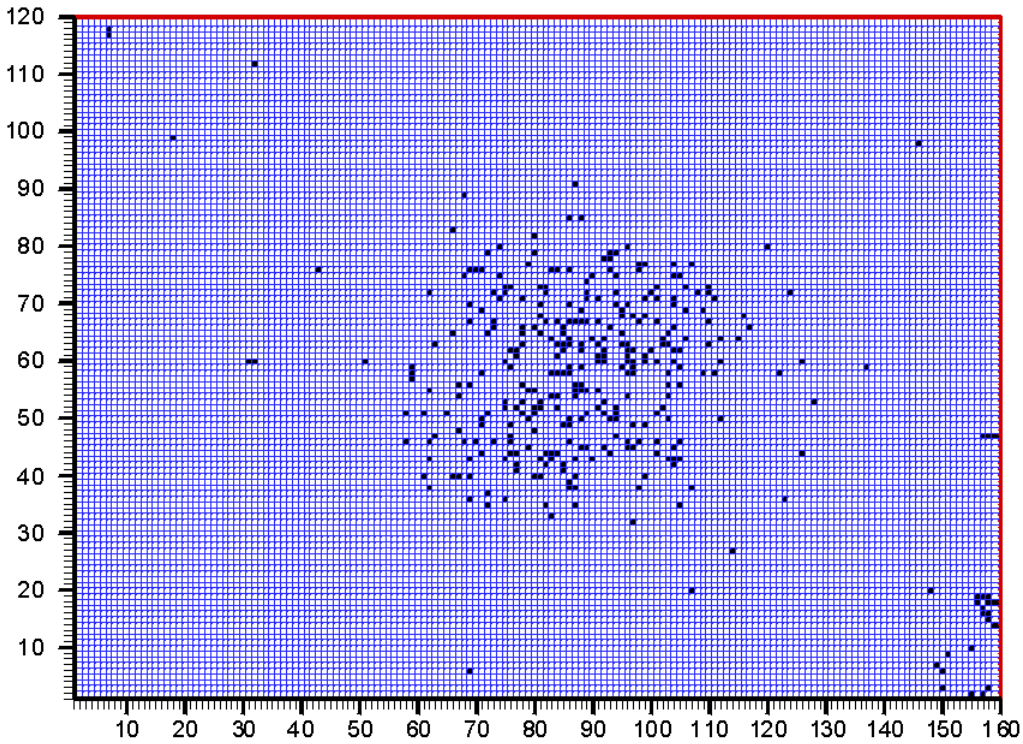
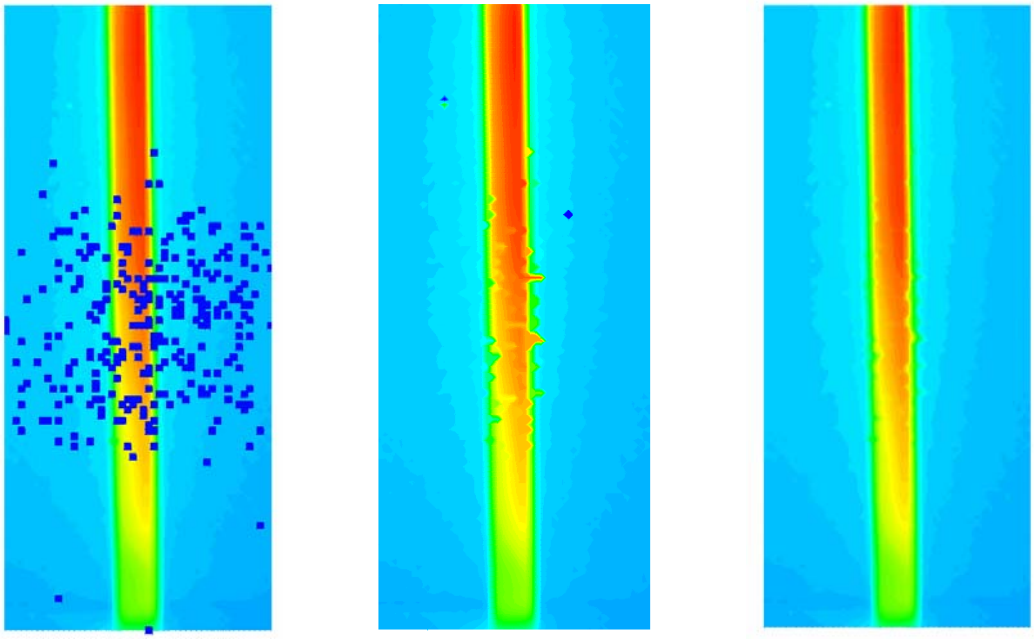


Bild 13. Lage der ausgefallenen Pixel im Kamerasichtfeld.

In einer Datei werden zunächst die Koordinaten der ausgefallenen Pixel festgehalten. An diesen Stellen wird dann der Temperaturwert mit Hilfe eines Fourier-Filters aus den Werten der umliegenden Pixel ermittelt. In den so aufgearbeiteten Bildern sind scharfe Kanten deutlicher zu erkennen, wie das Beispiel eines erwärmten Bleistifts verdeutlicht (**Bild 14**).



Lage der ausgefallenen Pixel | Korrektur durch die Kamera | Korrektur mittels Fourier-Filter

Bild 14. Korrektur des Bildes eines erwärmten Bleistifts.

4.3 Berechnung des Wärmeübergangs

Bild 15 zeigt den beispielhaft an einem Punkt auf der Modelloberfläche gemessenen zeitlichen Verlauf der Temperatur (T_W). Die Temperaturen wurden im ersten Messbereich (–40-80°C) und zweiten Messbereich (30-160°C) der Kamera aufgenommen.

Zu erkennen ist, dass das Messsignal aufgrund der immer auftretenden Hintergrundstrahlung „Rauschen" aufweist. Weiterhin sind im Temperaturverlauf Bereiche zu identifizieren, in denen das Messsignal den Temperaturbereich verlässt. Aufgrund des Rauschens kommt es hier bei Oberflächentemperaturen von über 80°C zu einer Überschreitung des ersten Messbereichs, wobei das Kamerasystem den Temperaturwert auf 10.000°C setzt. Erst nach Umschalten in den höheren Messbereich werden wieder lückenlos Temperaturen gemessen.

Derartig verrauschte und lückenhafte Temperaturverläufe können für eine numerische Berechnung der Wärmelasten nicht heran gezogen werden. Vielmehr ist es erforderlich, die Temperaturverläufe numerisch sinnvoll zu ergänzen und durch mehrfache Anwendung der Beziehung

$$T_{i,j+1} = \frac{1}{4} \cdot \left[T_{i-1,j} + 2 \cdot T_{i,j} + T_{i+1,j} \right] \tag{2}$$

i = Index für den Zeitpunkt
j = Anzahl der Glättungsprozesse

zu glätten.

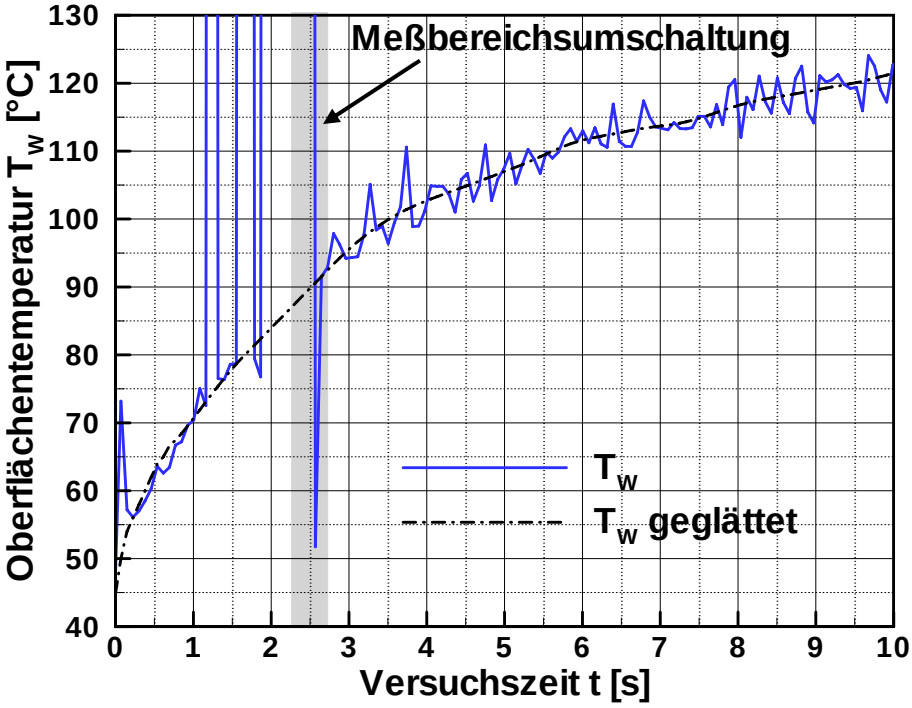


Bild 15. Aufgezeichneter und nachbereiteter Temperaturverlauf.

Anhand dieser nachbereiteten Verläufe der Oberflächentemperaturen sollen im folgenden die Wärmelasten bestimmt werden. Zum Einsatz kommt ein Verfahren nach Henckels und Esser [15]. Dabei wird die Wärmeleitungsgleichung mittels eines Differenzenverfahrens gelöst, dem folgende Annahmen zu Grunde liegen:

- Die Dichte ρ_W, die spezifische Wärmekapazität c_W und der Wärmeleitkoeffizient λ_W von Teflon sind über den betrachteten Temperaturbereich stark von der Temperatur abhängig. Diese Abhängigkeit der Stoffwerte wird mittels linearer Approximationen, unter Kenntnis der Stoffwerte bei Raumtemperatur berücksichtigt.
- Aufgrund der Materialeigenschaften von Teflon kann davon ausgegangen werden, dass die Wärmeleitung quer zur Oberfläche für die Auswertung der vorliegenden Versuche vernachlässigt werden kann.
- Der Randbedingung im Inneren liegt die Annahme einer halbunendlichen Wand zu Grunde.

Für ein Volumenelement der Modellwand ergibt sich die Änderung der inneren Energie e als Differenz der ein- und austretenden Wärmeströme (siehe z.B. Grigull [12]):

$$\rho_W \frac{\partial e}{\partial t} = \nabla(\lambda_W \nabla T) \quad \text{mit} \quad \frac{\partial e}{\partial t} = c_W \frac{\partial T}{\partial t} \ . \tag{3}$$

Unter Vernachlässigung der Wärmeleitung quer zur Modelloberfläche kann daraus die eindimensionale nichtlineare Wärmeleitungsgleichung

$$\rho_W c_W \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_W \frac{\partial T}{\partial y}\right) \tag{4}$$

abgeleitet werden.

Bei der Lösung der Differentialgleichung (4) unter den o.g. Annahmen dienen die während des Experimentes mit der Infrarot-Kamera auf der Modelloberfläche gemessenen Temperaturwerte als Randbedingung an der Wandoberseite. Nach Vorliegen der Temperaturprofile innerhalb der Wand kann zu jedem Zeitpunkt der Wärmestrom unmittelbar unter der Oberfläche der Wand mit Hilfe des Fourier'schen Gesetzes

$$\dot{q}_W = -\lambda_W \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_W \tag{5}$$

bestimmt werden.

Die Bilanz der Wärmeströme an einem beliebigen Ort auf der Modelloberfläche liefert mit dem Wärmestrom in die Wand $\dot{q}_W$ und unter Berücksichtigung der Wärmestrahlung $\dot{q}_{Rad}$ den konvektiven Wärmestrom $\dot{q}_{Konv}$ nach **Bild 16**:

$$\dot{q}_{Konv} = \dot{q}_W + \dot{q}_{Rad} \ . \tag{6}$$

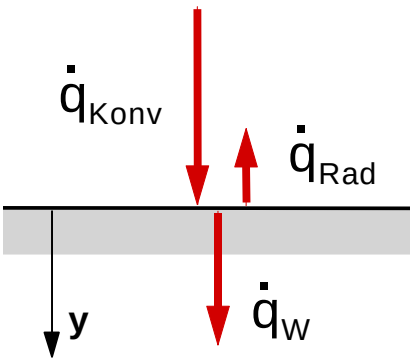


Bild 16. Wärmströme an der Modelloberfläche.

Der Strahlungsaustausch zwischen einem Ort der Modelloberfläche und der Messkammeroberfläche lässt sich ausgehend vom Stefan-Boltzmann-Gesetz unter Berücksichtigung des Strahlungsaustausches zwischen sich umschließenden Körpern näherungsweise[2] formulieren:

[2] Die Beziehung (7) gilt für den Fall, dass die Oberfläche des Modells gegenüber der Oberfläche der Messkammer verschwindet.

$$\dot{q}_{Rad} = \varepsilon\sigma_B\left(T_W^4 - T_U^4\right) \ . \tag{7}$$

Dabei ist T_W die lokale Oberflächentemperatur und T_U die homogene Temperatur der Messkammerwand, mit der der Strahlungsaustausch erfolgt.

Zur Darstellung der Wärmelasten auf der Modelloberfläche wird der konvektive Wärmestrom $\dot{q}_{Konv}$ auf die Bedingungen der freien Anströmung bezogen, d.h. die dimensionslose Stantonzahl lautet

$$St = \frac{\dot{q}_{Konv}}{\rho_\infty u_\infty c_p\left(T_R - T_W\right)} \ . \tag{8}$$

Mit diesem Berechnungsverfahren ist es jetzt möglich, auch zeitlich veränderliche Wärmelasten zu erfassen. Henckels und Esser [15] haben mittels einer Testrechnung für konstante Materialeigenschaften der Wand untersucht, wie eine plötzlich aufgebrachte Wärmelast wiedergegeben wird. Hierzu führten sie folgende vier Schritte durch:

1. *Annahme eines Wärmestromverlaufs*

   Ein zunächst konstanter Wärmestrom $\dot{q}_W$ von 10 kW ändert sich nach 5 Sekunden sprunghaft um den Wert $\dot{q}_W^*$ auf 5 kW. Der gewählte Verlauf stellt damit ungünstige Anforderungen an das zeitliche Folgeverhalten des numerischen Auswerteverfahrens. Abgesehen vom Start des Windkanals (Strömungsaufbau) sind derart sprunghafte Wärmelaständerungen auf dem Modell in der Regel nicht zu erwarten.

2. *Analytische Berechnung der Temperaturverläufe*

   Eine analytische Lösung der Wärmeleitungsgleichung nach dem Superpositionsprinzip liefert für die halbunendliche Wand und für diesen Wärmestromverlauf den Temperaturverlauf (**Bild 17**) an der Oberfläche für Zeiten kleiner als 5 Sekunden zu

$$T_{W(t)} = T_A + 2 \cdot \dot{q}_W \cdot \sqrt{\frac{t}{\pi \cdot c \cdot \rho \cdot \lambda}} \ , \tag{9}$$

   und für Zeiten größer als 5 Sekunden zu

$$T_{W(t)} = T_A + 2 \cdot \sqrt{\frac{1}{\pi \cdot c \cdot \rho \cdot \lambda}} \cdot \left[\dot{q}_W \cdot \sqrt{t} + (\dot{q}_W^* - \dot{q}_W) \cdot \sqrt{t - 5s}\right] . \tag{10}$$

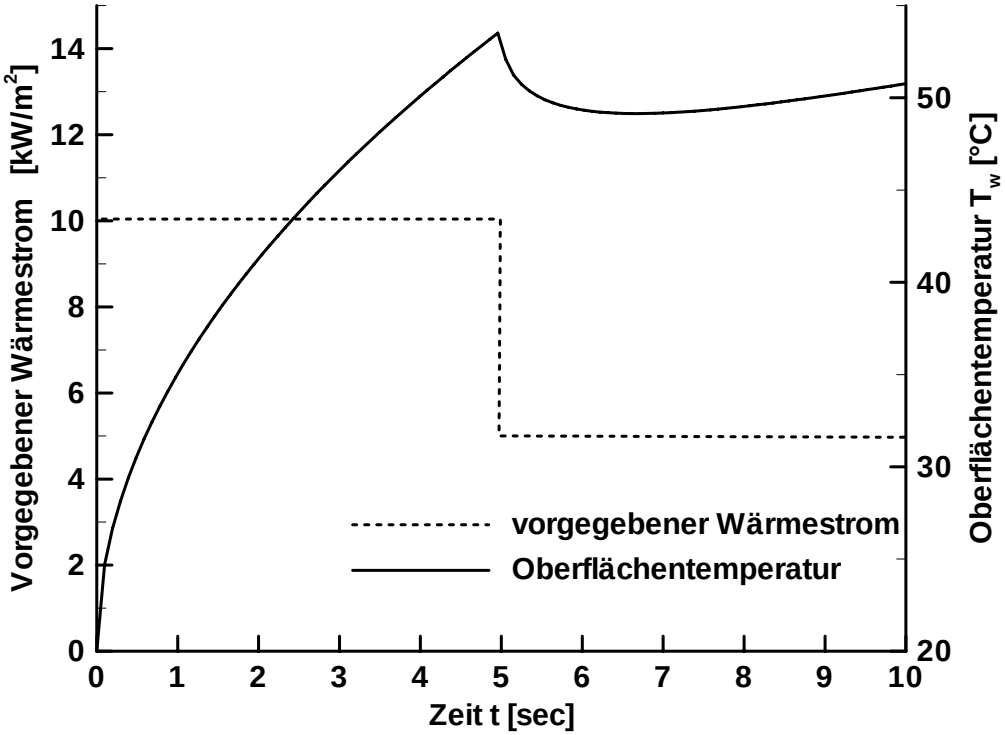


Bild 17. Vorgegebener Wärmestrom und daraus analytisch bestimmte Oberflächentemperatur.

3. *Auswertung dieser Temperaturverläufe mittels des vorgestellten Berechnungsverfahrens*

   Statt der mittels IR-Kamera gemessenen Temperaturen an der Oberfläche wurden die analytisch bestimmten Temperaturverläufe diskretisiert ($\Delta t = 97{,}2$ ms) und numerisch ausgewertet. Hierbei wurde angenommen, dass keine Wärmestrahlung ($\varepsilon = 0$) auftritt, so dass der Wandwärmestrom $\dot{q}_W$ dem konvektiven Wärmestrom $\dot{q}_{Konv}$ entspricht.

4. *Vergleich des vorgegebenen Wärmestromverlaufs mit dem berechneten*

   In **Bild 18** ist der vorgegebene Wärmestrom dem numerisch berechneten Wärmestrom gegenüber gestellt. Die vorgegebene Wärmelast wird nach einer Überschwingzeit von unter 0,5 Sekunden wiedergegeben. Dies zeigt, dass bei einer vergleichsweise kleinen Zeitkonstante eine plötzlich aufgebrachte Wärmelast mittels dieses Berechnungsverfahrens wiedergegeben wird.

Gegenüber herkömmlichen Verfahren [6] ist es daher nicht mehr erforderlich, definierte Anfangsbedingungen, d.h. einen möglichst plötzlichen Strömungsaufbau zur Erzeugung einer sprungförmigen Wärmelast im Windkanal zu realisieren. Konstruktiver Aufwand für schnell öffnende Kanalventile oder absprengbare Schutzeinrichtungen um das Modell erübrigen sich!

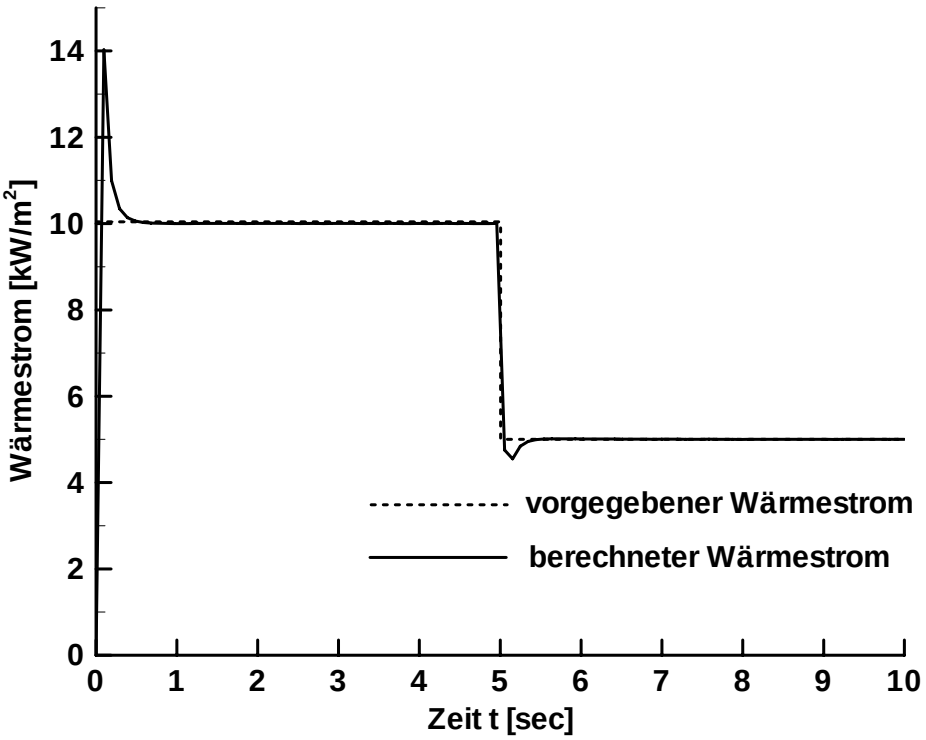


Bild 18. Vergleich zwischen dem Verlauf eines vorgegebenen Wärmestroms und dem durch das hier eingesetzte Verfahren berechneten.

4.4 Beispiel einer Auswertung

Im Folgenden soll eine Auswertung der Wärmelasten auf den Einlauframpen vorgestellt werden. Hierzu wurde mit der IR-Kamera alle 78,125 ms ein Bild abgespeichert. In **Bild 19** ist der zeitliche Temperaturverlauf nach Glättung für einen Punkt auf der ersten Rampe dargestellt (schwarze Kurve).

Der daraus berechnete konvektive Wärmestrom (rote Kurve) und die Stantonzahl (blaue Kurve) zeigen bereits nach etwa 2 Sekunden nur noch geringe Änderungen. Trotz Glättung des Temperaturverlaufs weist der errechnete Wärmestrom immer noch Rauschen auf, da seine Berechnung durch Lösung der Wärmeleitungsgleichung (4) einen stark differenzierenden Charakter hat.

In **Bild 20** ist abschließend der auf den gesamten Rampen gemessenen Temperaturverteilung (oben) die berechnete Stantonzahl (unten) gegenüber gestellt. Eine Auswertung kann jedoch nur auf den Bereichen des Modells erfolgen, welche eine Teflon-Oberfläche mit den hier zu Grunde gelegten Wärmeleitungseigenschaften aufweisen. Deutlich wird die Ähnlichkeit in den Strukturen von Temperatur- und Wärmeflussverteilung. Der eingezeichnete Punkt kennzeichnet den Ort, an dem die oben dargestellten zeitlichen Verläufe ermittelt worden sind.

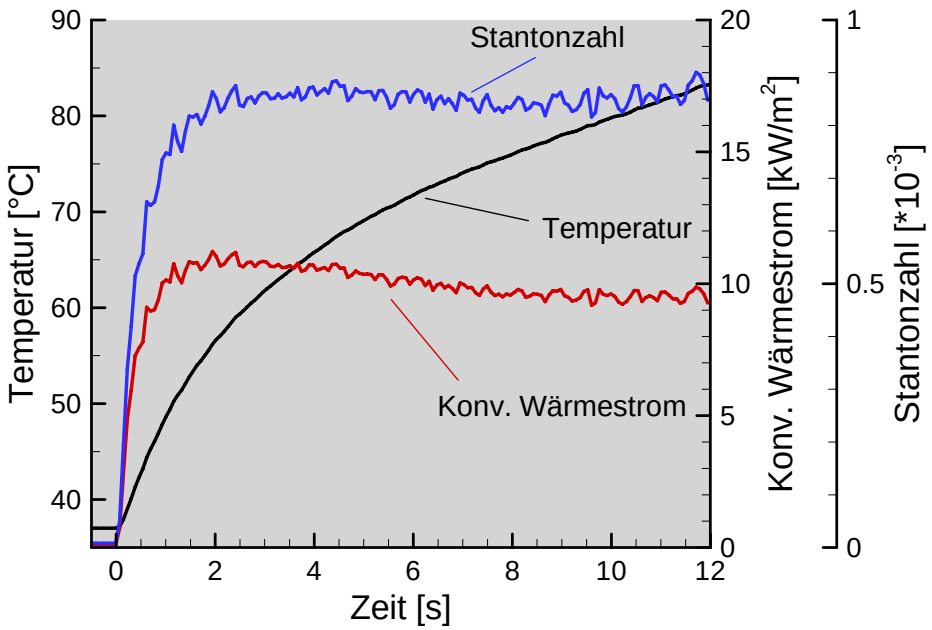


Bild 19. **Zeitliche Verläufe der gemessenen Temperatur, des berechneten Wärmestroms und der resultierenden Stantonzahl (*Ma* = 6, Re_L = 7,5 · 10^6, getriggert[3]).**

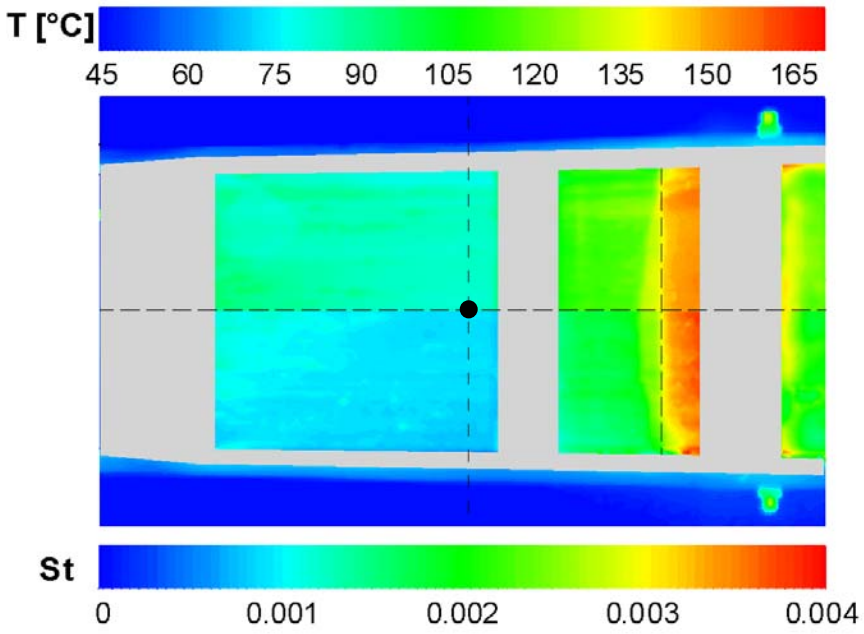


Bild 20. **Vergleich von Temperatur- und Wärmeflussverteilung auf der Einlauframpe (*Ma* = 6, Re_L = 7,5 · 10^6, getriggert).**

[3] Die Methode der Triggerung wird in Kapitel 6.2 erläutert.

5. Versuchsplanung und Durchführung

Ziel dieses Kapitels ist es, die Fragestellungen, welche mittels Windkanalexperiment geklärt werden sollen, herauszustellen und darauf aufbauend den Ablaufplan für die Versuche abzuleiten. Hierbei sind bezüglich der Auswahl der Messtechnik und der Reihenfolge der Versuche eine Vielzahl technischer Gegebenheiten zu berücksichtigen. Abschließend soll in diesem Kapitel auf technische Probleme bei der Durchführung der Windkanalversuche eingegangen werden.

5.1 Ziele und Fragestellungen

Die Auslegung der Geometrie des ELAC-Einlaufs erfolgte anhand von Stoßbeziehungen, d.h. ohne Berücksichtigung der Viskosität (siehe Kapitel 2.2). Es stellt sich die Frage, inwiefern auftretende viskose Effekte wie Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung, mögliche Grenzschichtablösung und laminar/turbulenter Grenzschichtumschlag die Einlaufströmung beeinflussen. Die aufgezeigten Effekte sind im wesentlichen von der Reynoldszahl abhängig, so dass daher Versuche bei zwei Einheits-Reynoldszahlen vorzusehen sind.

Darüber hinaus stellt sich die Frage, ob die viskosen Effekte durch die Innenverdichtung beeinflusst werden. Es ist nämlich denkbar, dass ein Informationsfluss durch den Unterschallbereich der Grenzschicht stromauf in den Bereich der Außenverdichtung erfolgen könnte und dort z.B. auftretende Grenzschichtablösung und Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen beeinflusst. Deshalb sind Untersuchungen des Einlaufmodells mit und ohne Einlauflippe geplant.

Schließlich soll in Versuchen ohne Einlaufwände die Wirkung eines seitlich möglichen Masseabflusses auf die Einlaufströmung betrachtet werden, der den Druckrückgewinn sowie die sich ausbildende Grenzschicht beeinflusst. Hinsichtlich der konstruktiven Auslegung der Einlauframpen und Wände ist die thermische Belastung von Bedeutung. Daher sind für sämtliche Versuchskonditionen thermographische Untersuchungen vorgesehen.

Für die Triebwerkskomponenten hinter dem Einlauf ist der Zustand des bereitgestellten Strömungsfeldes von Interesse. Dabei ist entscheidend, welcher Druckrückgewinn erzielt wird und wie groß die Homogenität der Strömung hinter dem Einlauf ist. Anhand von Pitot-Druckmessungen sollen daher Aussagen bezüglich des Druckrückgewinns und der Strömungsdistorsion gemacht werden. Neben dem Druckrückgewinn ist auch der bereit gestellte Luftmassenstrom eine entscheidende Kenngröße, jedoch bleiben diese Untersuchungen aus modelltechnischen Gründen nachfolgenden Aktivitäten des Teilprojekts vorbehalten.

Es soll vielmehr noch die Frage beantwortet werden, wie sich die Einlaufströmung ändert, wenn sich die Anströmbedingungen ändern, z.B. beim Off-Design-Betrieb des Einlaufs. So ist u.a. die Schiebewinkelempfindlichkeit des Einlaufs von Interesse. Bei ungünstigen Anströmbedingungen kann es zu einem „Blockieren“ des Einlaufs kommen. Untersucht werden soll, welche Schiebewinkel ohne ein solches Blockieren noch möglich sind. Ebenfalls erforderlich sind Betrachtungen des Einlaufs bei Anströmbedingungen, die von der Auslegungsmachzahl abweichen. Deshalb sind Untersuchungen bei einer Machzahl von 5,3 im Versuchsplan vorgesehen.

Im Sonderforschungsbereich 253, Teilprojekt C3 wurden numerische Simulationen der dreidimensionalen Einlaufströmung durchgeführt. Zusätzlich zu den oben geplanten Experimenten ist eine Validation dieser Rechnungen erforderlich, so dass entsprechende Versuche unter Einsatz aller hier zur Verfügung stehenden Messtechniken in den Versuchsplan zu integrieren sind. Für diesen Vergleich wurden folgende Strömungskonditionen festgelegt: $Ma = 6$, $Re = 18 \cdot 10^6$ m^{-1} und $T_0 = 500$ K.

5.2 Strömungskonditionen und Versuchsplan

Die sich auf der Unterseite des ELAC-Rumpfes ausbildende Grenzschicht wird vor den Triebwerken in einem Diverterkanal abgeführt. Damit liegt vor dem Einlauf etwa der Strömungszustand hinter dem Bugstoß vor, der sowohl durch den Winkel der Rumpfunterseite (2,6°) als auch durch den Anstellwinkel (4°) des Rumpfes bestimmt wird [Protokoll zur ELAC-Besprechung].

Auf Grund des Bugstoßes reduziert sich für die vorgegebene maximale Flugmachzahl der ELAC-Unterstufe von 7,5 die Anström-Machzahl des Einlaufs auf 6,15. Wie in Kapitel 2.1 angesprochen, existiert für den H2K eine Hyperschalldüse mit einer mittleren Machzahl ($Ma_{mittel} = 6{,}078$), die nur ca. 1% unter der oben angesprochenen Machzahl liegt. Weitere Untersuchungen werden mit der Düse der Machzahl 5,3 durchgeführt, die die Bedingungen der Einlaufanströmung entsprechend einer Flugmachzahl von 6,3 liefert.

Unter Flugbedingungen werden vergleichsweise hohe Reynoldszahlen mit überwiegend turbulenten Grenzschichten an den Einlaufwänden erwartet. Im Hinblick auf den Vergleich mit numerischen Simulationen sollen sich die Untersuchungen hier jedoch auf je einen Fall mit vorwiegend laminaren Grenzschichten und einen Fall mit vorwiegend turbulenten Grenzschichten an den Einlaufwänden erstrecken.

Bei einer Machzahl von $Ma_\infty = 6$ liegen typische Transitions-Reynoldszahlen je nach Turbulenzgrad zwischen $Re = 2 \cdot 10^6$ und $Re = 8 \cdot 10^6$ [3]. Entsprechend Kapitel 3 überdeckt der H2K bei der Machzahl 6 einen Reynoldszahlbereich von $Re_L = 2{,}1 \cdot 10^6$ bis $Re_L = 7{,}5 \cdot 10^6$, bezogen auf die Modelllänge von 42 cm. Damit ein turbulenter Grenzschichtzustand auch auf großen Bereichen der Einlaufwände bzw. Rampen vorliegt, ist es notwendig, diesen Zustand bei der versuchstechnisch höchsten Reynoldszahl zu erzwingen.

Hierzu werden sogenannte „Turbulenz-Trigger" eingesetzt, welche am Beginn der ersten Rampe und an den Seitenwandvorderkanten den Grenzschichtumschlag erzwingen sollen. Van Driest und Blumer [4] untersuchten die Wirkung solcher Trigger auf das Transitionsverhalten der Grenzschicht einer adiabaten bzw. isothermen ebenen Platte. Die Auslegung der erforderlichen Höhe der Triggerelemente erfolgt mit Hilfe der von ihnen gefundenen Beziehungen.

Den Berechnungen der Höhe der Triggerelemente liegen die Strömungsbedingungen von Mach 6 bei einer Ruhetemperatur von $T_0 = 500$ K und einem Ruhedruck von $p_0 = 6{,}1$ bar zu Grunde. Aus konstruktiven Gründen sollen die Triggerelemente $x = 10$ mm hinter den Vorderkanten aufgebracht werden, so dass dort eine lokale Reynoldszahl von

$$Re_x = \frac{\rho_e \cdot u_e \cdot x}{\eta_e} = 7.345 \cdot 10^4 \tag{11}$$

vorliegt. Ausgehend vom adiabaten Fall wird damit die Reynoldszahl mit der Höhe k des Elementes ermittelt:

$$(Re_k)_{aw} = 44 \cdot \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma_\infty^2\right] \cdot Re_x^{\left(\frac{1}{4}\right)} \ . \tag{12}$$

Anschließend erfolgt die Umrechnung auf eine isotherme Wand der Temperatur $T_W = 300$ K. Mit der Näherung $T_{aw} = 0{,}9 \cdot T_0$ für hohe Machzahlen und der Beziehung

$$Re_k = \left(1 - 0.81 \cdot \left(\frac{T_{aw} - T_w}{T_0}\right)\right) \cdot (Re_k)_{aw} \tag{13}$$

ergibt sich $Re_k = 2{,}784 \cdot 10^3$, woraus eine minimale Höhe des Triggerelementes von $k = 0{,}4$ mm folgt. Als Triggerelement wurde daher ein Draht mit einem Durchmesser von 1 mm an der Vorderkante der ersten Rampe mit UHU-Plus befestigt. In wie weit dahinter der turbulente Grenzschichtzustand vorliegt, soll in Kapitel 6.2 durch Experimente überprüft werden. An den angefeilten Seitenwänden kann ein solcher Draht schlecht aufgebracht werden, sodass eine ca. 1 mm hohe Aufdickung aus X 60 (Schnellklebstoff) hier der Turbulenztriggerung dient.

Unter dem Versuchsplan wird im vorliegenden Fall die **Tabelle 2** verstanden, welche die untersuchten Modellkonfigurationen, die eingesetzten Messtechniken und die Strömungskonditionen aufweist. Die angegebene Reynoldszahl Re_L bezieht sich auf die Gesamtlänge des Modells von 42 cm. Die Tabelle im Anhang ergänzt hierzu die Strömungskonditionen. Der Plan dient aber nur als ungefährer Anhalt, d.h. abweichend davon muss, ausgehend von den erhalten Ergebnissen, entschieden werden, bei welchen Konditionen genauer untersucht werden soll.

	Ohne Trigger		**mit Trigger**	
$Ma = 6{,}0$ (5,3) Re_L =	$2{,}1 \cdot 10^6$	$7{,}5 \cdot 10^6$	$2{,}1 \cdot 10^6$	$7{,}5 \cdot 10^6$
Einlaufmodell	S, Ö, I	S, Ö, I	S, Ö, I, P	S, Ö, I, P
ohne Einlaufwände			S, Ö, I	S, Ö, I
ohne Lippe			S, Ö, I, P	S, Ö, I, P
Schiebewinkel			S, Ö, I	S, Ö, I

Tabelle 2. Geplante Versuche und eingesetzte Messtechniken (S ≙ Schlierenoptik, Ö ≙ Ölfließtechnik, I ≙ IR-Technik, P ≙ Pitotdruck).

5.3 Ablauf und Schwierigkeiten

Hinsichtlich der Reihenfolge der Versuche ist zu beachten, dass eine Änderung der Machzahl mit dem Tausch der Hyperschalldüse, d.h. einer Umbaumaßnahme verbunden ist. Weiterhin gilt, dass es günstiger ist, mehrere Versuche mit einer Diagnostikmethode (IR, Ölfilm, Pitot) in unmittelbarer Aufeinanderfolge durchzuführen. Änderungen am Modell, wie z.B. der Anstell- oder der Rollwinkel, sind nämlich nur mit geringem Aufwand verbunden.

Bei der Durchführung der Versuche ergaben sich Schwierigkeiten, die wie folgt gelöst wurden:

- Die an den Seitenwänden vorbei laufenden Verdichtungsstöße brannten sich schon beim ersten Versuch in die aus Makrolon gefertigten Seitenscheiben hinein. Nachfolgend mussten diese deshalb durch Scheiben aus schlierenoptisch undurchlässigem ESB-Sicherheitsglas ersetzt werden.
- Der auf die Modelloberfläche aufgebrachte schwarze Lack hielt den hohen thermischen Belastungen über eine längere Versuchsdauer nicht stand. Nach jedem Versuch wurde daher der Lack wieder vollständig entfernt und neu aufgetragen.
- Während des Versuchs biegt sich aufgrund der aerodynamischen Kräfte, insbesondere bei der hohen gewählten Reynoldszahl, die Modellaufhängung durch, so dass sich der Anstellwinkel gegenüber dem vorher eingestellten geringfügig vergrößert. Anhand von Schlierenaufnahmen wurde ermittelt, dass dann eine gegensinnige Korrektur des Anstellwinkels um 0,7° zu einem Ausgleich dieser Durchbiegung führt.

Im Folgenden werden nach jeweils kurzen einleitenden Erläuterungen die Versuchsergebnisse vorgestellt. Darüber hinaus erfolgt eine Interpretation der erhaltenen Ergebnisse bezüglich der Einlaufströmung.

6. Grenzschichttransition

Im letzten Kapitel wurde erwähnt, dass an den Rampen und Wänden des Einlaufs unterschiedliche Grenzschichtzustände erwartet werden. Hierbei ist es wichtig, die Lage der Grenzschichttransition zu kennen. In diesem Kapitel soll gezeigt werden, wie sich die Transition mittels der eingesetzten Messtechniken an dem gewählten Einlaufmodell darstellt. Darüber hinaus ist es das Ziel nachzuweisen, dass mittels der hier durchgeführten Triggerung unmittelbar dahinter eine voll turbulente Grenzschicht erzeugt wird.

6.1 Natürliche Transition

Zum Verständnis des Transitionsvorgangs werden die fünf Phasen der Grenzschichttransition an einer ebenen Platte vorgestellt (**Bild 21**). In der ersten Phase liegt eine voll laminare Grenzschicht vor. Beeinflusst durch den Turbulenzgrad der Anströmung kommt es zur Instabilität der laminaren Grenzschicht in Phase 2. Es entstehen zunächst zweidimensionale Wellen, sogenannte Tollmien-Schlichting-Instabilitäten.

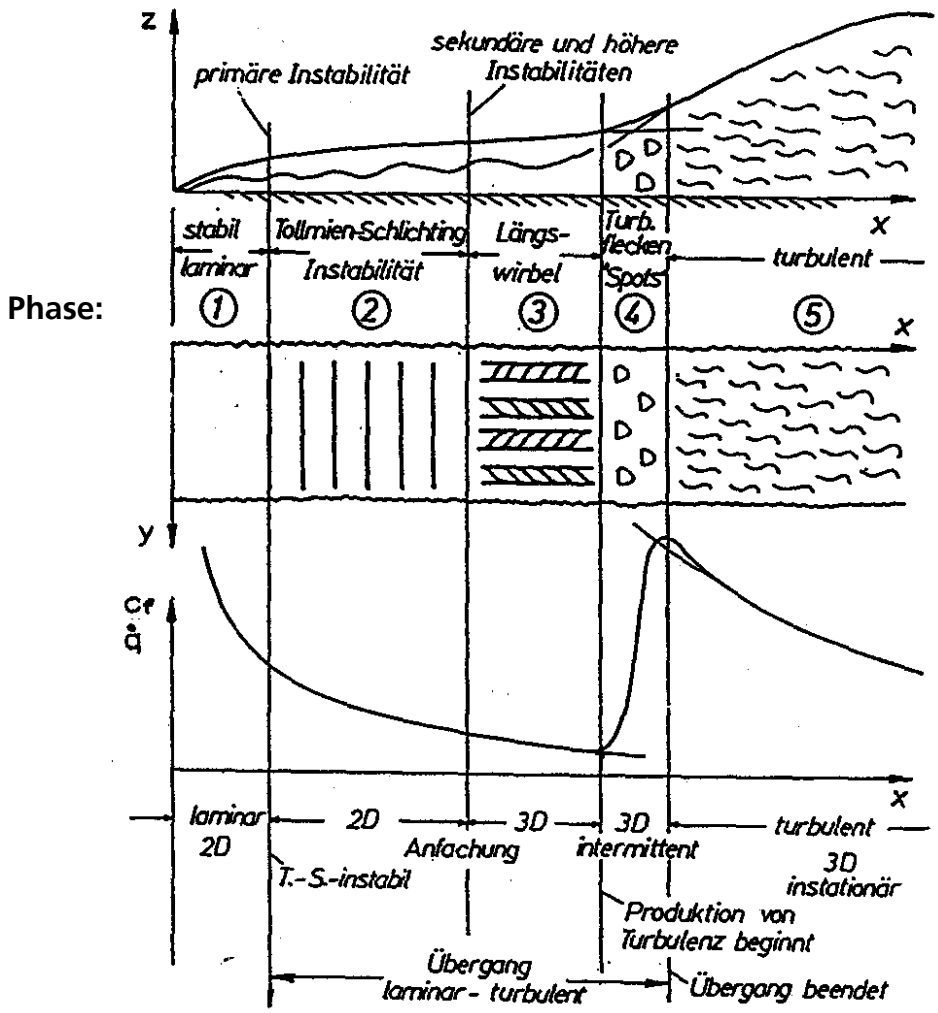


Bild 21. Instabilitätsphasen am Beispiel der Grenzschicht einer ebenen Platte [2].

Nach einem Anwachsen dieser zweidimensionalen Instabilitäten gehen diese in der dritten Phase in dreidimensionale Längswirbel über. Das Zusammenbrechen der regulären dreidimensionalen Strömungsform kennzeichnet schließlich den Beginn der turbulenten Strömung. Diese Instabilitätsphase ist durch lokal auftretende Turbulenzgebiete, sogenannte „Turbulenzflecken", gekennzeichnet, bevor in der fünften Phase eine voll-turbulente Strömung vorliegt.

Den Phasen ist im unteren Teil von Bild 21 der qualitative Verlauf des Reibungsbeiwertes c_f und des Wärmestroms $\dot{q}$ zugeordnet[4]. Aufgrund der Reynolds-Analogie, der Abhängigkeit zwischen Reibungsbeiwert und Stantonzahl, ergeben sich nämlich für beide Größen qualitativ deckungsgleiche Verläufe.

Unter Kenntnis des oben angesprochenen Ablaufs der Transition soll im Folgenden vorgestellt werden, wie sich der natürliche Transitionsvorgang für das hier untersuchte Einlaufmodell darstellt. Bei einer Reynoldszahl von $Re_L = 7{,}5 \cdot 10^6$ lässt sich im IR-Bild (**Bild 22**) die Phase 4 der Grenzschichttransition durch die Ausbildung von Turbulenzflecken, auch Tur-

[4] Nach Meinung des Autors beginnt der Anstieg der Wärmelast bereits beim Übergang von Phase 2 in Phase 3, da dreidimensionale Längswirbel einen Anstieg des konvektiven Wärmestroms verursachen [19].

bulenzkeile genannt, auf der ersten Rampe identifizieren. Das Ölbild visualisiert diese Keile ebenfalls, allerdings nur andeutungsweise.

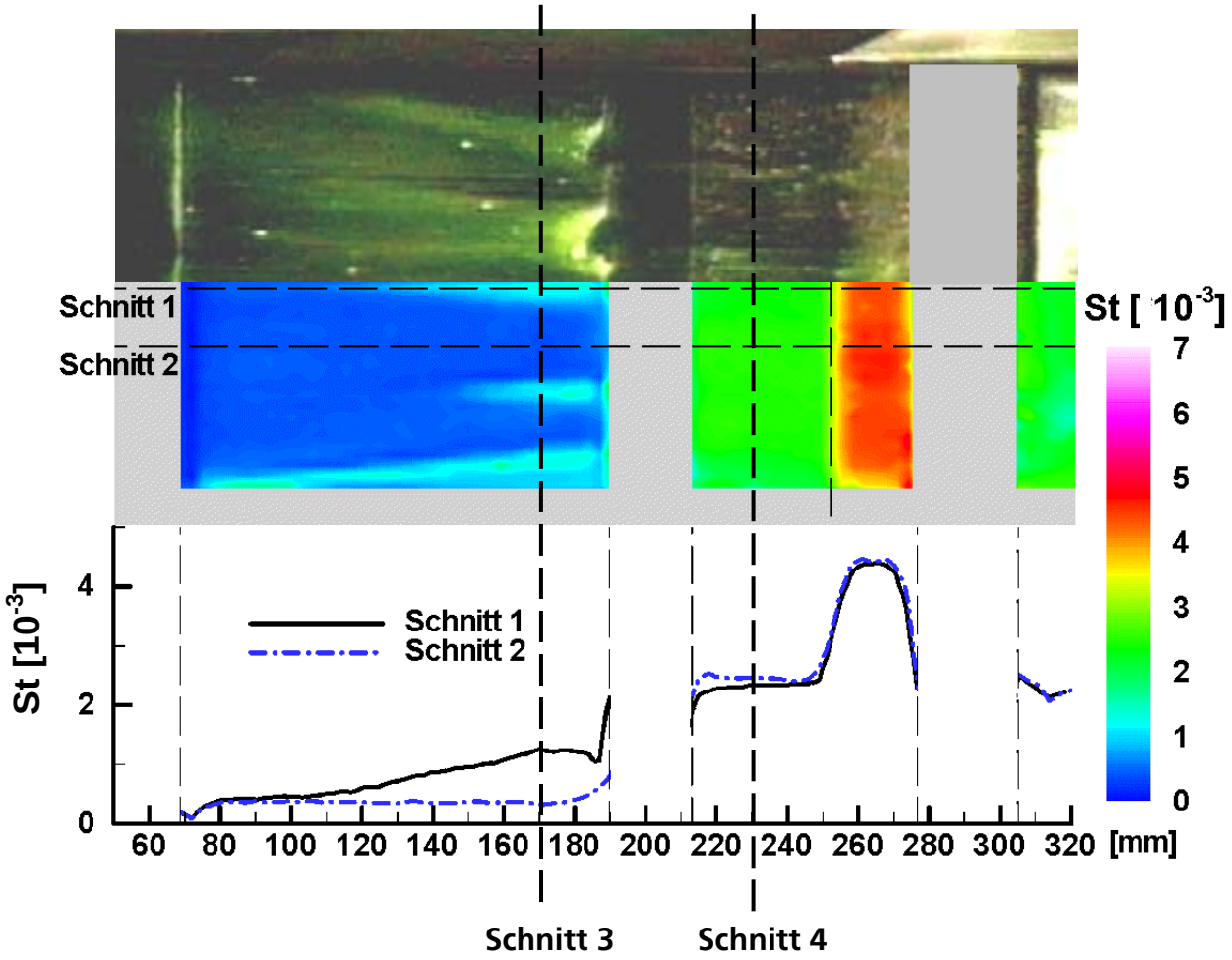


Bild 22. Turbulenzausbildung auf der ersten Rampe (*Ma* = 6, Re = 18 · 10^6 m^{-1}).

Bild 22 zeigt dazu die Wärmelastverteilung für zwei Schnitte in Strömungsrichtung. Entlang eines Turbulenzkeiles (Schnitt 1) nimmt die Wärmebelastung mit der Lauflänge zu, während zwischen den Turbulenzkeilen (Schnitt 2) die Stantonzahl nahezu konstant bleibt. Die Wärmebelastung auf der zweiten und dritten Rampe ist dem gegenüber nahezu unabhängig davon, ob sich Turbulenzkeile ausgebildet haben. Dies legt den Schluss nahe, dass der Umschlag der Grenzschicht in den voll turbulenten Zustand durch die Strömungsumlenkung an der zweiten Rampe hervorgerufen wird.

Hat die Grenzschicht auf der ersten Rampe im Bereich des Turbulenzkeils (Schnitt 1) bereits viel Energie an die Oberfläche der ersten Rampe verloren, steht ihr an der zweiten Rampe weniger Energie als der bis dahin laminaren Grenzschicht zur Verfügung. Dies bestätigt der Vergleich der Wärmelastverteilungen quer zur Strömungsrichtung auf der ersten Rampe ($x = 170$ mm, Schnitt 3) mit dem auf der zweiten Rampe ($x = 230$ mm, Schnitt 4). Hier zeigt **Bild 23**, dass die Wärmebelastung auf der zweiten Rampe überall dort geringer ist, wo auf der ersten Rampe Turbulenzkeile vorliegen. Diese Turbulenzkeile weisen einen Gesamtwinkel von ca. 7° auf, sodass ihr Einflussbereich quer zur Strömungsrichtung auf der zweiten Rampe anwächst.

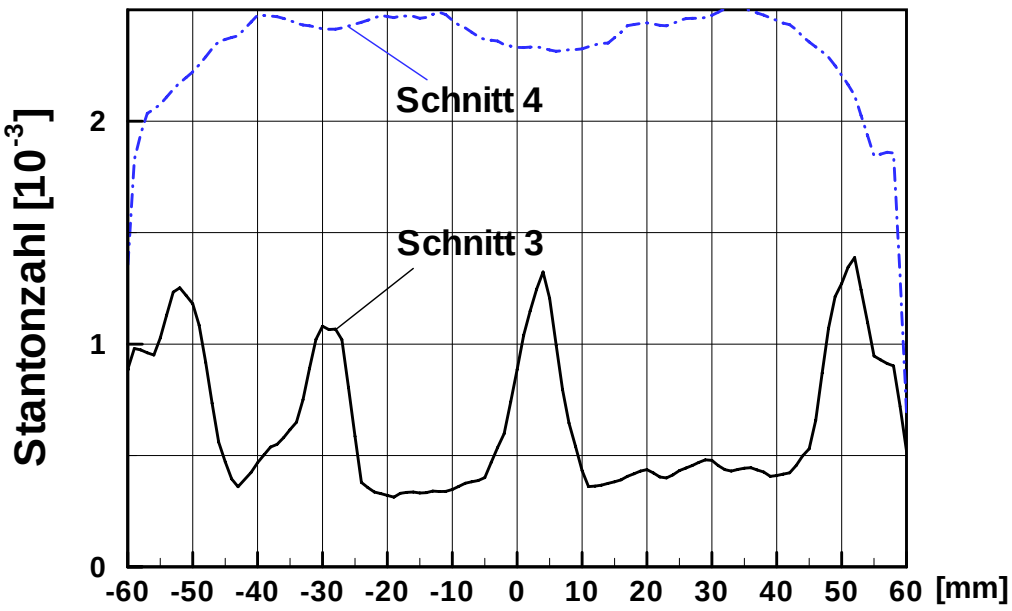


Bild 23. Wärmelastverteilung quer zur Hauptströmungsrichtung auf der ersten (Schnitt 3) und zweiten Rampe (Schnitt 4).

6.2 Transition durch Triggerung

Unter Flugbedingungen wird der wirkliche Einlauf schon über wesentliche Bereiche der ersten Rampe eine voll turbulente Grenzschicht aufweisen. Dem gegenüber zeigte der vorangegangene Abschnitt, dass selbst bei der bezüglich des Betriebsbereichs der Anlage relativ hohen Reynoldszahl von $Re_L = 7{,}5 \cdot 10^6$ erst auf der zweiten Rampe eine voll turbulente Grenzschicht simuliert werden kann. Um schon zu Beginn der ersten Rampe den Transitionsvorgang einzuleiten wird der in Kapitel 5 erwähnte Draht eingesetzt. Die Wirkung des quer zur Strömung liegenden Drahtes hinter der Vorderkante der ersten Rampe lässt sich wie folgt beschreiben:

Die dadurch abgelenkte Grenzschicht weist in den Bereichen vor bzw. beim Wiederanlegen hinter dem Draht lokal eine konkave Krümmung auf. Erfährt nun ein Teilchen auf einer Stromlinie entlang einer konkav gekrümmten Grenzschicht eine geringfügige Geschwindigkeitsänderung, so ändert sich dessen Zentrifugalkraft. Es verlagert seine Bahn, woraus sich ein destabilisierender Einfluss ergibt.

Die Teilchenbewegung in der einen Richtung hat aus Kontinuitätsgründen eine entgegen gesetzte Teilchenbewegung an einem anderen Ort zur Folge. Hieraus resultieren die paarweise entgegen gesetzt rotierenden Wirbel, die als Görtler-Wirbel bezeichnet werden [35]. Entsprechend ihrer Periodizität verursachen diese Wirbel Schwankungen in den Schubspannungs-, Druck- und Wärmestromwerten quer zur Hauptströmungsrichtung. In **Bild 24** zeigt die Ölfilmaufnahme ohne Lippe das derartige Wirbelfeld auf der ersten Rampe.

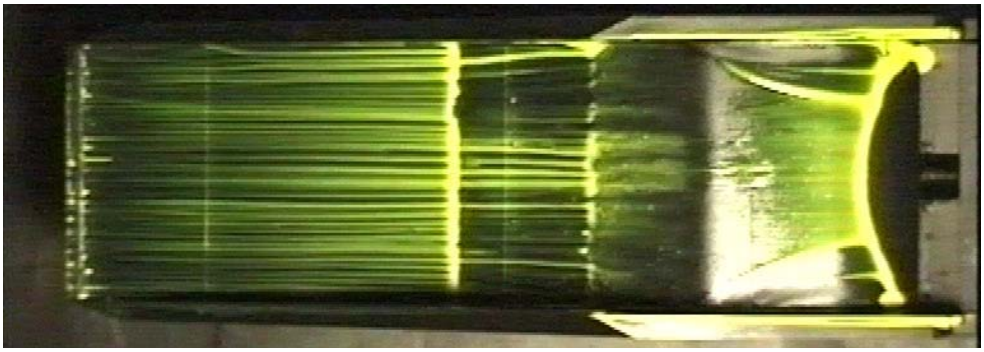


Bild 24. Längswirbel im Ölbild (Ma = 6, Re_E = 18 · 10^6 m^{-1}, getriggert).

Die beabsichtigte Wirkung der Triggerelemente muss nun durch eine Gegenüberstellung der Wärmelastverteilung mit und ohne Triggerelemente in Abhängigkeit von der Reynoldszahl nachgewiesen werden. Hierbei wird die Einheits-Reynoldszahl der Anströmung, d.h. der Ruhedruck p_0 bei konstanter Ruhetemperatur T_0 variiert.

Eine Vergrößerung der Einheits-Reynoldszahl bedeutet, dass neben dem Druck auch die Dichte sowohl in der freien Anströmung als auch in der Grenzschicht um das Modell ansteigt. Die erhöhte Dichte in der Grenzschicht führt zu einem erhöhten Wärmetransport, so dass mit zunehmender Einheits-Reynoldszahl Re_E der konvektive Wärmestrom $\dot{q}_{konv}$ steigt.

Wird angenommen, dass sich bei einer Veränderung der Einheits-Reynoldszahl die Recovery-Temperatur T_R und die Wandtemperatur T_W sowie die Stoffgrößen nicht ändern, so ergibt sich folgende Abhängigkeit:

$$St = \frac{\dot{q}_{Konv}}{Re_E} \cdot konst. \qquad mit \qquad konst. = \frac{1}{c_p \eta_\infty (T_R - T_W)} \tag{14}$$

Bezüglich der Abhängigkeit der Stantonzahl von der Einheits-Reynoldszahl lässt sich mittels der Beziehung (14) zunächst keine allgemein gültige Aussage treffen. Für die flache Platte gilt (unter der Annahme eines konstanten Grenzschichtzustandes), dass die Stantonzahl mit ansteigender Einheits-Reynoldszahl sinkt [21].

Diese Betrachtungen dienen der Interpretation jeweils zweier Versuche mit bzw. ohne Trigger-Elemente sowohl bei niedriger als auch bei hoher Einheits-Reynoldszahl. Die im Mittelschnitt erhaltenen Wärmelastverläufe sind in **Bild 25** aufgetragen, wobei jetzt nur der Bereich der ersten Rampe betrachtet wird.

Der gewählte Ausschnitt in Bild 25 erlaubt den Vergleich der Stantonzahlverläufe mit denen an der flachen Platte. Für eine flache Platte wird sich sowohl bei turbulenter als auch bei laminarer Grenzschicht eine Abnahme der Stantonzahl mit der Lauflänge einstellen. Der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag ist dabei daran zu erkennen, dass der Wärmefluss über einen Bereich, in dem transitionelle Grenzschicht vorliegt, ansteigt.

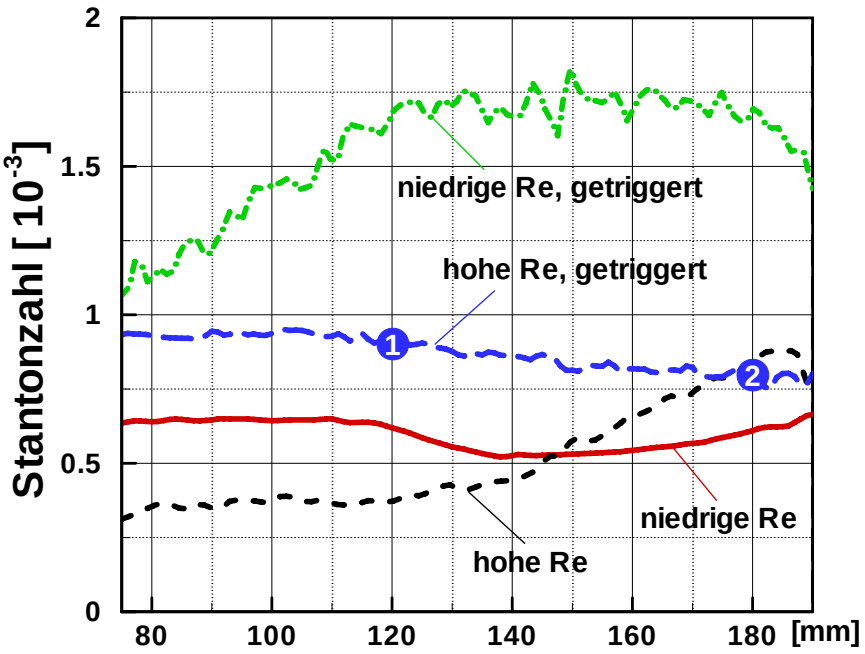


Bild 25. Wärmelastverteilungen auf der ersten Rampe in Abhängigkeit des Grenzschichtzustandes.

$Re_L = 2{,}1 \cdot 10^6$, *ungetriggert (rote Kurve):*

Die Stantonzahl ist bis zu einer Lauflänge von etwa 120 mm nahezu konstant und verringert sich innerhalb der Ablöseblase um ca. 20%. Es wird hier davon ausgegangen, dass in dem gezeigten Bereich eine voll laminare Grenzschicht vorliegt.

$Re_L = 2{,}1 \cdot 10^6$, *getriggert (grüne Kurve):*

Bei gleicher Reynoldszahl wie oben und getriggerter Grenzschicht ist die Stantonzahl deutlich höher. Aus dem Anstieg kann geschlossen werden, dass zunächst eine transitionelle Grenzschicht vorliegt, die ab ca. 120 mm voll turbulent ist.

$Re_L = 7{,}5 \cdot 10^6$, *ungetriggert (schwarze Kurve):*

Diese Anströmkondition wurde bereits in Kapitel 6.1 vorgestellt. Dort wurde gezeigt, dass die Grenzschicht trotz der hohen Reynoldszahl auf der ersten Rampe nicht voll turbulent ist. Vielmehr bilden sich erst Turbulenzkeile aus. Wie gezeigt nimmt die Stantonzahl im Bereich der Turbulenzkeile mit der Lauflänge zu, also liegt dort eine transitionelle Strömung vor.

$Re_L = 7{,}5 \cdot 10^6$, *getriggert (blaue Kurve):*

Erst für die hohe Reynoldszahl und bei getriggerter Grenzschicht nimmt die Stantonzahl auf der ersten Rampe gleichmäßig ab. In diesem Fall liegt dann eine voll turbulente Grenzschicht vor.

Die bisherige qualitative Betrachtung soll im Folgenden durch Vergleich mit den aus der Literatur [21] bekannten Stantonzahlen für die längs angeströmte flache Platte bestätigt

werden. Hierzu wurden in Bild 25 zwei für die turbulente Grenzschicht charakteristische Punkte herausgegriffen und in das Diagramm für die flache Platte (**Bild 26**) übertragen. Bei der Ermittlung der Reynoldszahl sind die Strömungsgrößen hinter dem ersten Verdichtungsstoß angesetzt worden, sodass die zugehörige Kurve diejenige für eine Machzahl von ca. 4,5 ist. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der für den Einlauf gemessenen Wärmelasten mit denen einer turbulenten Grenzschicht für eine flache Platte.

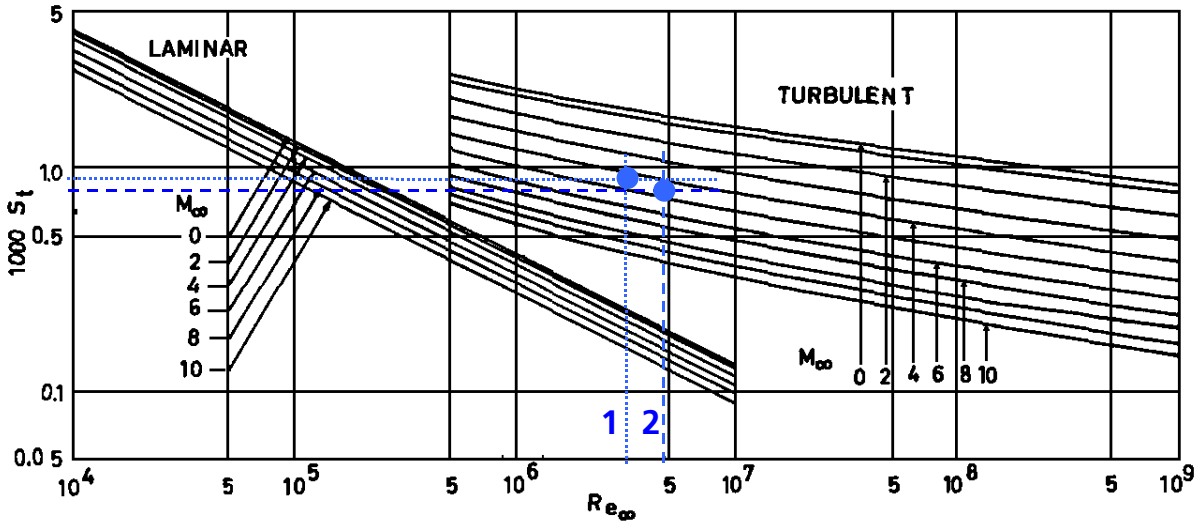


Bild 26. Lokale Stantonzahl für eine flache Platte [35].

Im Einklang mit den gefundenen Wärmelasten wird der Bereich, in dem die Längswirbel auftreten, als Bereich einer voll turbulenten Grenzschicht aufgefasst. Somit ist der Nachweis einer erfolgreichen Triggerung erbracht.

7. Grenzschichtablösung

7.1 Auswirkung und Kriterien

Auf den Rampen des Einlaufs bildet sich eine Grenzschicht aus, die unter bestimmten Voraussetzungen durch den dortigen Druckanstieg ablösen kann (**Bild 27**). Eine auftretende Grenzschichtablösung verschiebt im Vergleich zur reibungsfreien Strömung den Stoßfußpunkt stromauf. Werden die Stoßlagen im Einlauf gegenüber dem Auslegungsfall verschoben, ist eine Fokussierung der Rampenstöße auf die Einlauflippe nicht mehr gegeben. Der Einlauf arbeitet dann nicht an den vorgesehenen Betriebswerten. Es entsteht Spillage, d.h. der Einlauf stellt nicht mehr den maximalen Luftmassenstrom zur Verfügung.

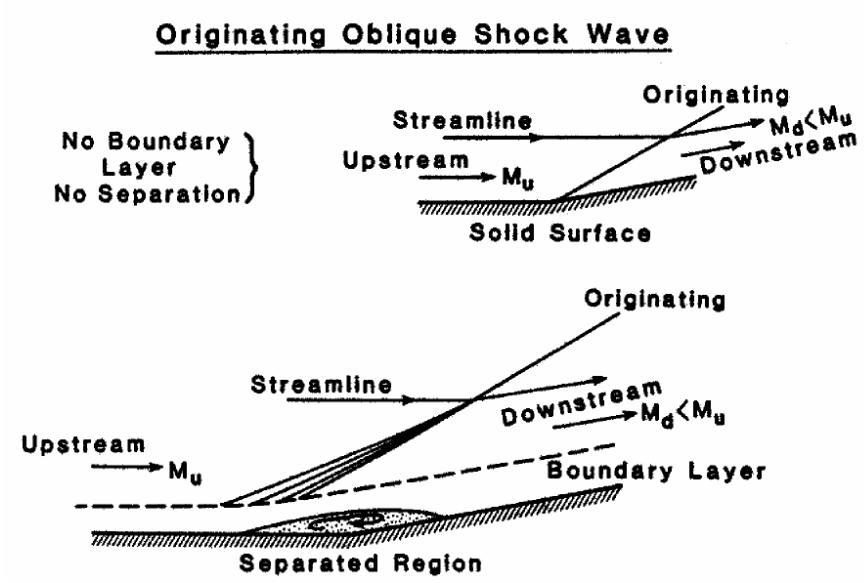


Bild 27. Grenzschichtablösung bei einer Strömungsumlenkung [14].

Die „Lage" von Grenzschichtablösungen kann in der Regel nur mittels aufwendiger numerischer Simulationen oder mit Hilfe von Experimenten vorher gesagt werden. Dem gegenüber finden sich in der Literatur Kriterien, mit Hilfe derer die „Möglichkeit" des Auftretens von Grenzschichtablösung abgeschätzt werden kann:

Ablösekriterium nach Love [27]

In dem Buch von Heiser [14] wird das von Love entwickelte Kriterium zur Auslegung von Einläufen herangezogen. Dieses Kriterium basiert auf der Bildung des Quotienten aus den Machzahlen vor (Ma_u) und hinter (Ma_d) dem schrägen Verdichtungsstoß an einer Rampe. Wird ein bestimmter Quotient hierbei überschritten, löst die Grenzschicht ab.

$$\left(\frac{Ma_d}{Ma_u}\right)_{laminar} < 0{,}898 \quad bzw. \quad \left(\frac{Ma_d}{Ma_u}\right)_{turbulent} < 0{,}762 \qquad (15)$$

Ein Einsetzen der obigen Machzahlverhältnisse in die gasdynamischen Beziehungen für den schrägen Verdichtungsstoß ergibt einen „maximal zulässigen Umlenkwinkel δ", für den gerade noch keine Grenzschichtablösung auftritt. Wie erwartet zeigt sich, dass die energiereiche turbulente Grenzschicht einen stärkeren Druckanstieg als die laminare Grenzschicht, d.h. eine größere Strömungsumlenkung ohne das Auftreten einer Ablösung, überwindet.

An der Unterseite des ELAC-Rumpfes wird die Grenzschicht vor dem Einlauf in einen Diverter abgeführt, wodurch die Möglichkeit einer Grenzschichtablösung nur an der zweiten und dritten Rampe gegeben ist. In **Bild 28** sind die Rampenwinkel der zweiten Rampe (blau) und der dritten Rampe (rot) für vier Punkte der ELAC-Flugbahn (Flugmachzahl 1,5; 3,8; 5,5; 7,5) eingetragen. Für eine Flugmachzahl von 7,5 ist für den Fall einer laminaren Grenzschicht bereits bei der Umlenkung der Strömung von der ersten auf die zweite Rampe und für den Fall der turbulenten Grenzschicht beim Übergang auf die dritte Rampe ein Ablösen der Grenzschicht zu erwarten.

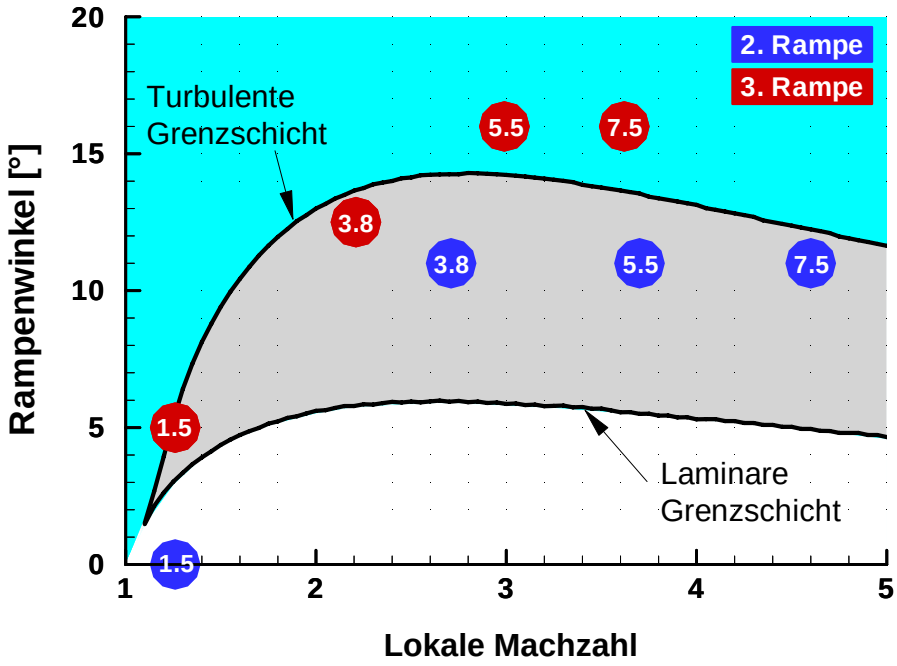


Bild 28. Vorhersage der Grenzschichtablösung an Rampen für κ = 1,4. Die in die Punkte geschriebenen Zahlen geben die Flugmachzahl an [14].

Ablösekriterium nach Needham und Stollery [29]

Als wesentlicher Parameter dieses Abschätzkriteriums wird der Quotient aus dem Umlenkwinkel β (in Grad) und der Wurzel der Machzahl Ma_∞ gebildet und über der mit den Anströmbedingungen und der Länge von der Vorderkante bis zur Umlenkung der Strömung gebildeten Reynoldszahl Re_L, aufgetragen. Die Grenzkurven bezüglich einer Ablösung der laminaren, transitionellen und turbulenten Grenzschicht sind in **Bild 29** gegeben, d.h. Ablösung tritt in den Fällen auf, in denen der Punkt oberhalb der zugehörigen Grenzkurve liegt.

Der eingezeichnete Punkt kennzeichnet die Strömungsumlenkung an der zweiten Rampe des ELAC-Einlaufs für die maximale Flugmachzahl 7,5. In Übereinstimmung mit dem erst genannten Kriterium wird an der zweiten Rampe auch von Needham eine Ablösung der laminaren, nicht aber der turbulenten Grenzschicht vorausgesagt. Für die Umlenkung an der dritten Rampe kann die Reynoldszahl aufgrund der fehlenden Bezugslänge L nicht gebildet werden, d.h. mittels dieses Kriteriums keine Vorhersage erfolgen. In wie weit die Aussagen der o.g. Kriterien für die vorliegende Einlaufgeometrie bestätigt werden können, wird im folgenden Kapitel, welches hierzu die Ergebnisse der Windkanaluntersuchungen vorstellt, ausgeführt.

Die hier vorgestellten Ablösekriterien geben lediglich einen Anhaltspunkt für das Auftreten von Ablösungen. So wird z.B. beim ersten Kriterium keine Abhängigkeit von der Reynoldszahl berücksichtigt. Eindeutige Aussagen mittels der Kriterien werden auch dadurch erschwert, dass die Werte für den vorgestellten Einlauf meist nahe der Grenzkurve der Kriterien liegen. Inwieweit diese dann für die vorgestellte Rampenkonfiguration mit Seitenwänden und Einlauflippe Gültigkeit haben, bleibt experimentell zu überprüfen.

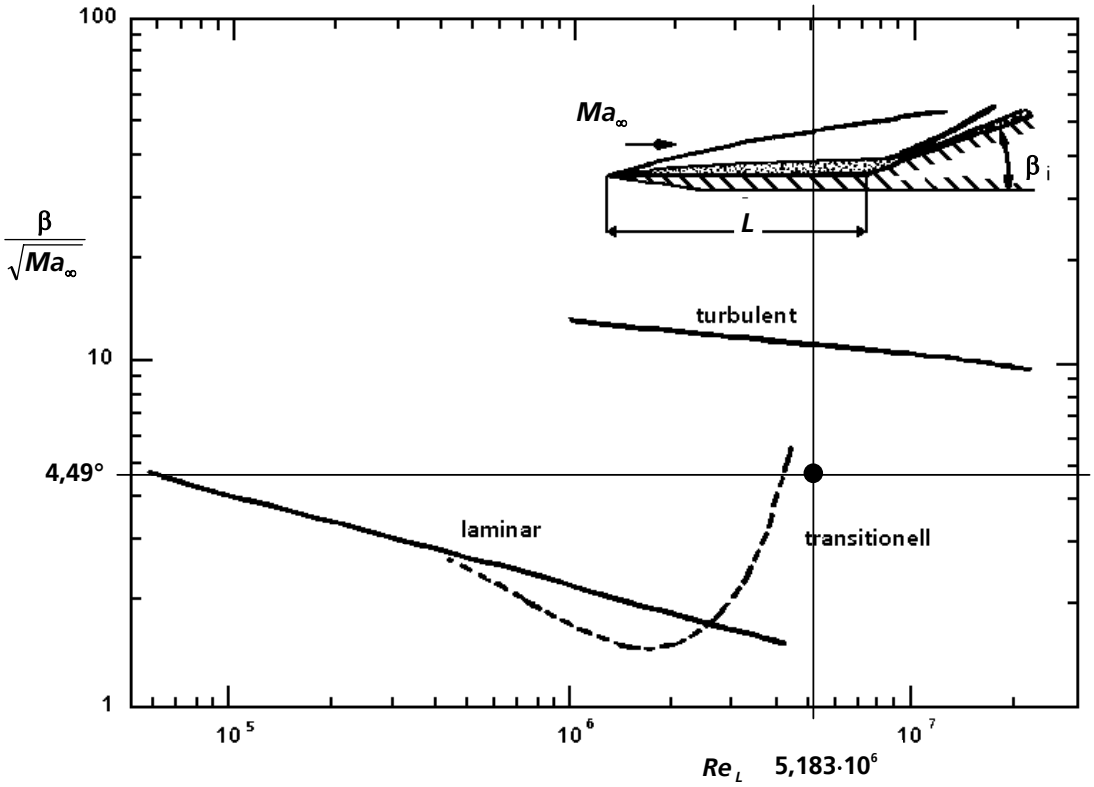


Bild 29. Grenzkurven für das Auftreten von Grenzschichtablösung nach [29].

7.2 Ablösung der laminaren Grenzschicht

In **Bild 30** sind die Versuchsergebnisse bei niedriger Einheits-Reynoldszahl ($Re_E = 5 \cdot 10^6$ m^{-1}), d.h. im wesentlichen laminare Grenzschichten, zusammengestellt[5]. In Übereinstimmung mit beiden o.g. Kriterien zeigt sich im Experiment eine Ablösung am Übergang von der ersten auf die zweite Rampe.

In der Schlierenaufnahme (Bild 30, oben) sind sowohl die Ablöseblase als auch die Lage des Vorderkantenstoßes, des Ablösestoßes und des Wiederanlegestoßes zu erkennen. Der Beginn der Ablösung liegt bei einer Lauflänge von 131 mm, entsprechend einer lokalen Reynoldszahl von $Re_x = 3{,}6 \cdot 10^6$. Das Wiederanlegegebiet (*W*) der Grenzschicht ist bei etwa 210 mm zu erkennen. Das darunter liegende Ölbild (Bild 30, Mitte) gibt Aufschluss über die Struktur der Grenzschichtströmung unmittelbar an der Modelloberfläche und bestätigt diese Lage der Ablöselinie.

Aufgrund des Druckanstieges über den Ablösestoß reichert sich das Öl an der Ablöselinie an. Dahinter sind die Scherkräfte hingegen derart gering, dass dort keine Aussagen bezüglich der Strömung an der Modelloberfläche gemacht werden können. Entsprechend der Reynolds-Analogie liegt hier eine geringe Wärmebelastung der Oberfläche vor (Bild 30,

[5] Eine Darstellung der zeitlichen Entwicklung der Ölfilmaufnahme und der Oberflächentemperatur ist im Anhang gegeben (Bilder 56 ÷ 59). Es konnte dort keine zeitliche Abhängigkeit der ermittelten Ablöselagen festgestellt werden.

unten). Ähnliche Verläufe wurden mehrfach gemessen oder mittels numerischer Simulationen erstellt [1].

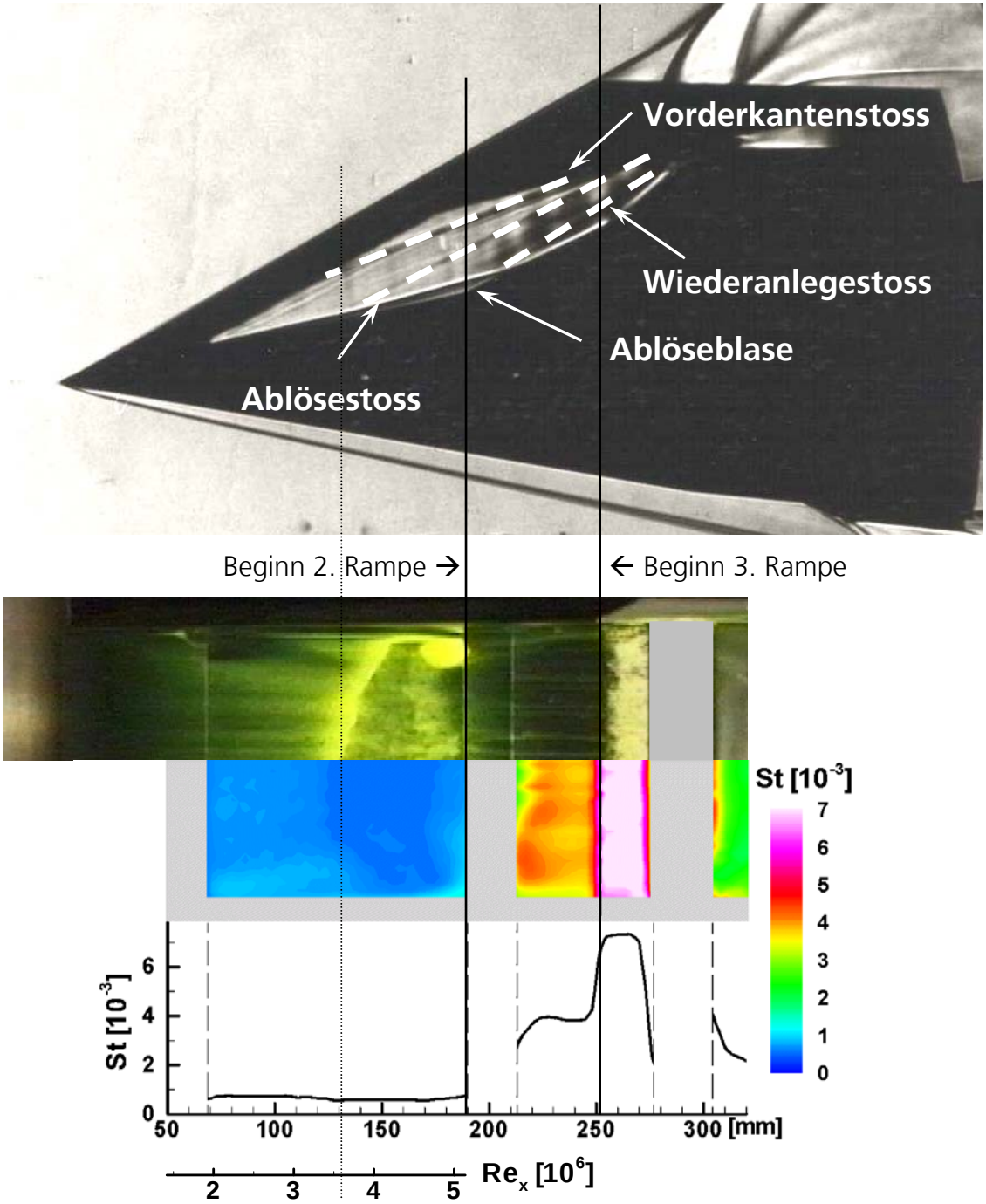


Bild 30. Grenzschichtablösung vor der zweiten Rampe (Ma = 6, $Re_E = 5 \cdot 10^6$ m^{-1}).

Darüber hinaus zeigt der Mittelschnitt die unterschiedlichen thermischen Belastungen der drei Rampen, wobei auf den Metalloberflächen (grau gekennzeichnete Bereiche) eine Auswertung nicht sinnvoll ist. **Bild 31**, der Wärmelastverlauf in vergrößerter Darstellung, zeigt die Ablöselinie in der Nähe des Wendepunktes im Wärmelastverlauf.

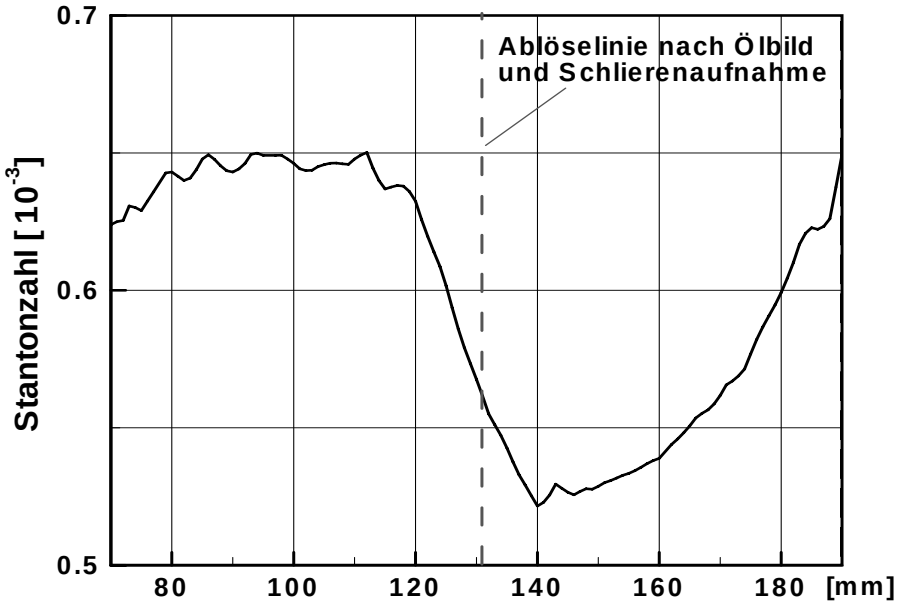


Bild 31. Wärmelast auf der ersten Rampe (Versuchskonditionen siehe Bild 30).

In **Bild 32** ist die Temperaturverteilung auf der ersten bzw. dem vorderen Bereich der zweiten Rampe sowie das Temperaturprofil entlang der Mittelachse aufgetragen. Bei diesem Versuch bestand die Vorderkante der dritten Rampe nicht aus Metall, sodass dort jetzt Temperaturmesswerte vorliegen, deren Verlauf vom Trend her den Wärmelastverläufen von Bild 30 entsprechen. Die Versuchsdauer musste jedoch im Hinblick auf die thermischen Belastungen derart kurz gewählt werden, dass eine Auswertung von Wärmeflüssen im Hinblick auf die Messgenauigkeiten nicht sinnvoll erscheint.

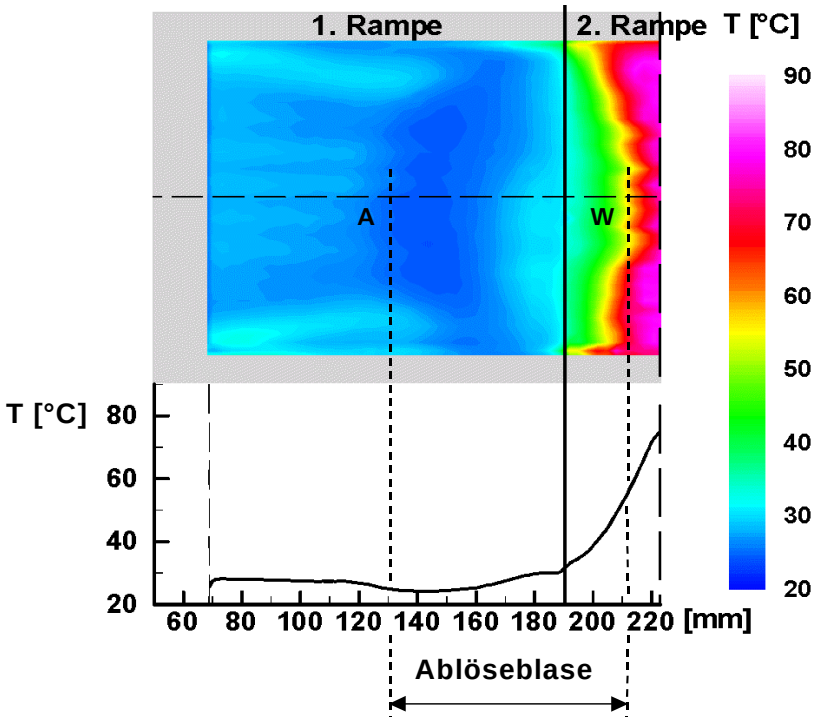


Bild 32. Temperaturverteilung auf den Rampen bzw. im Mittelschnitt (Ma = 6, Re_E = 5 · 10^6 m^{-1}, t = 3 s).

7.3 Ablösung der turbulenten Grenzschicht

Für den späteren ELAC-Einlauf ist der Fall einer turbulenten gegenüber einer laminaren Grenzschicht an den Einlaufwänden von größerem Interesse. Bei hoher Einheits-Reynoldszahl ($Re_E = 18 \cdot 10^6\ \mathrm{m}^{-1}$) und zusätzlicher Turbulenztriggerung ist die Grenzschicht energiereicher und überwindet den Druckanstieg an der zweiten Rampe ohne abzulösen. Das Ölbild (**Bild 33**) zeigt, wie sich von der Triggerkante an Längswirbel ausbilden, die sich auch über den schrägen Stoß an der Vorderkante der zweiten Rampe hinweg fortsetzen. Die Grenzschicht löst am Übergang zur dritten Rampe ab. Dies bestätigt die an Hand des ersten Ablösekriteriums gemachten Aussagen bezüglich der turbulenten Grenzschicht.

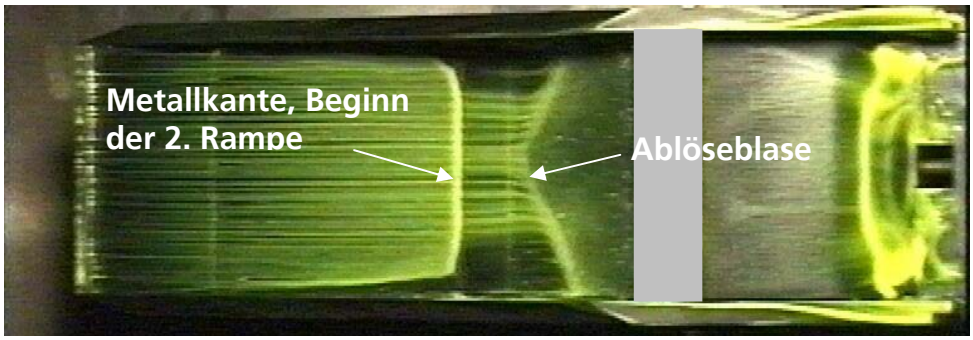


Bild 33. Ölfilmaufnahme für eine turbulente Grenzschicht auf der ersten Rampe (*Ma* = 6, $Re_E = 18 \cdot 10^6\ \mathrm{m}^{-1}$).

Die Ablösung der turbulenten Grenzschicht vor der dritten Rampe wird auch anhand der Wärmebelastung festgestellt (**Bild 34**). Aber anders als im Fall der laminaren Grenzschicht nimmt hier die Wärmebelastung innerhalb der Ablöseblase zu. Die erheblichen Wärmebelastungen im Wiederanlegebereich sind dabei oftmals auf recht komplexe Strömungsstrukturen zurück zu führen. Z.B. machen Olejniczak et al. [33] die Entstehung eines Überschall-Jets für die starke Erhitzung im Bereich einer abgelösten Grenzschicht verantwortlich.

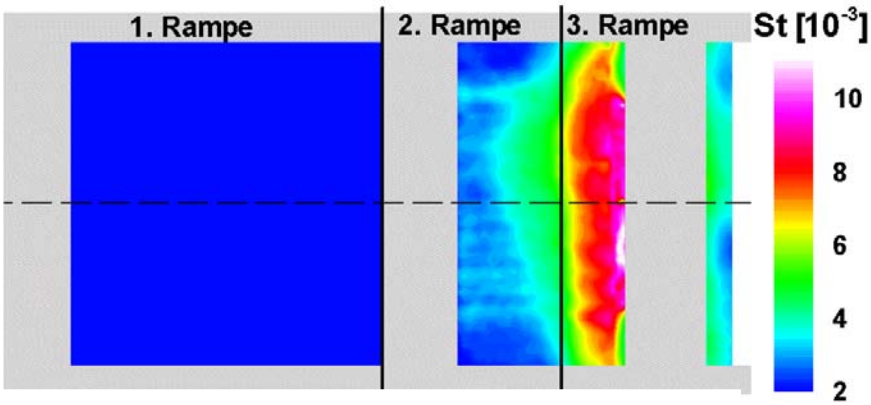


Bild 34. Wärmebelastung des Einlaufs bei turbulenter Grenzschicht (*Ma* = 6, $Re_E = 18 \cdot 10^6\ \mathrm{m}^{-1}$).

Weiterhin ist sowohl in der Ölfilmaufnahme als auch im IR-Bild eine Unsymmetrie der Einlaufströmung zu erkennen. Dies bestätigt die Empfindlichkeit der Einlaufströmung, insbesondere der Grenzschichtablösung, bezüglich geringster Störungen im Strömungsfeld.

8. Wirkung von Modellkomponenten

Das Windkanalmodell soll im Folgenden ohne Einlauflippe bzw. auch ohne Seitenwände und Lippe untersucht werden. Hieraus ergeben sich die Einflüsse dieser Modellkomponenten auf die Außenverdichtung. Die Versuche erfolgen bei der Anströmmachzahl 6 und einer Reynoldszahl von $Re_L = 7{,}5 \cdot 10^6$. Ergänzend zu den bisherigen Messergebnissen werden Pitot-Druckmessungen in der Abströmung vorgestellt.

8.1 Einfluss der Einlauflippe

Innerhalb einer Überschall-Grenzschicht liegen auch Bereiche mit Unterschallgeschwindigkeit vor. Im Gegensatz zur Überschallströmung tritt hier ein Informationsfluss entgegen der Strömungsrichtung auf. Ein derartiger Informationsfluss im Unterschallbereich kann dazu führen, dass Änderungen im hinteren Modellbereich Auswirkungen auf die Grenzschichtströmung stromauf haben.

Ohne Innenverdichtung, d.h. ohne Einlauflippe ist der Druckgradient in Strömungsrichtung niedriger. Für diesen Fall wird festgestellt, dass bei sonst gleichen Strömungskonditionen eine Ablösung vor der dritten Einlauframpe nicht mehr auftritt. Dies zeigt sich an Hand von **Bild 35**, welches das Ölfließmuster für den Fall mit Lippe demjenigen ohne Lippe gegenüberstellt.

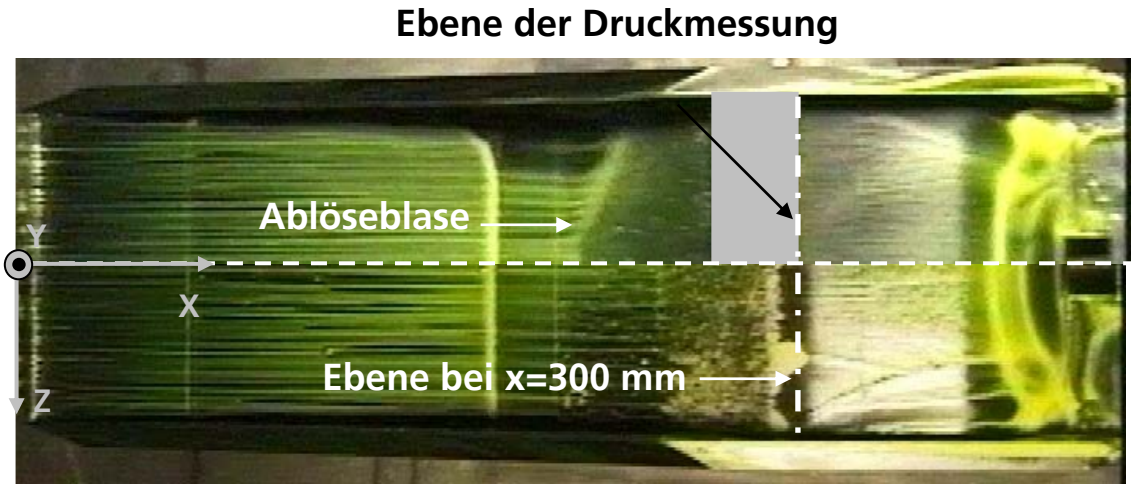


Bild 35. Vergleich der Grenzschichtstruktur mit und ohne Einlauflippe (*Ma* = 6, Re_E = 18 · 10^6 m^{-1}, getriggert).

In der IR-Aufnahme (**Bild 36**) zeigen sich die Auswirkungen dieses Informationsflusses wie erwartet auch in der Wärmebelastung. Für die Konfiguration mit Einlauflippe ist die Wärmelast sogar überall höher, als für die Konfiguration ohne Lippe. Die Information über das Vorhandensein der Lippe setzt sich also stromauf über alle Strömungsumlenkungen an den Rampen hinweg fort.

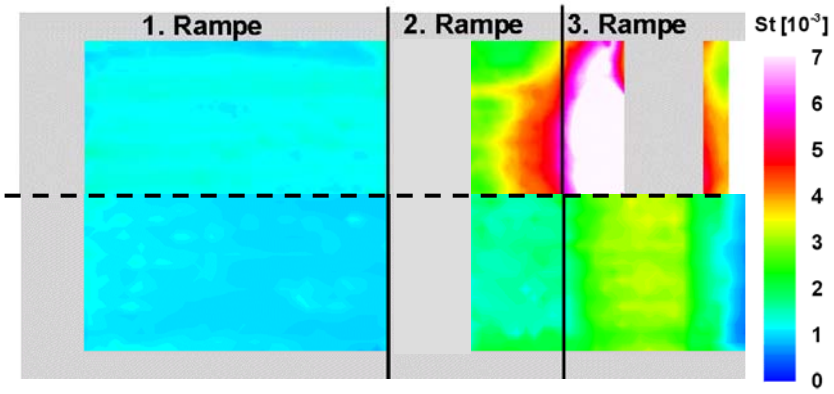


Bild 36. Vergleich der Wärmebelastung mit und ohne Einlauflippe (*Ma* = 6, Re_E = 18 · 10^6 m^{-1}, getriggert).

An Hand der Wärmebelastung quer zur Strömungsrichtung soll nochmals verdeutlicht werden, welchen Einfluss die Lippe hat. **Bild 37** zeigt hierzu für die Konfigurationen mit und ohne Lippe die Stantonzahlen auf der Modellmittellinie. Besonders auf der dritten Rampe ist die Wärmebelastung für das Modell ohne Einlauflippe geringer als für den Fall, in dem sich auf Grund der Lippe eine Ablösung der Grenzschicht ausbildet. Die Ablösung der turbulenten Grenzschicht auf der zweiten Rampe führt nämlich im Bereich der wieder anliegenden Grenzschicht zu sehr hohen Wärmelasten insbesondere auf der dritten Rampe.

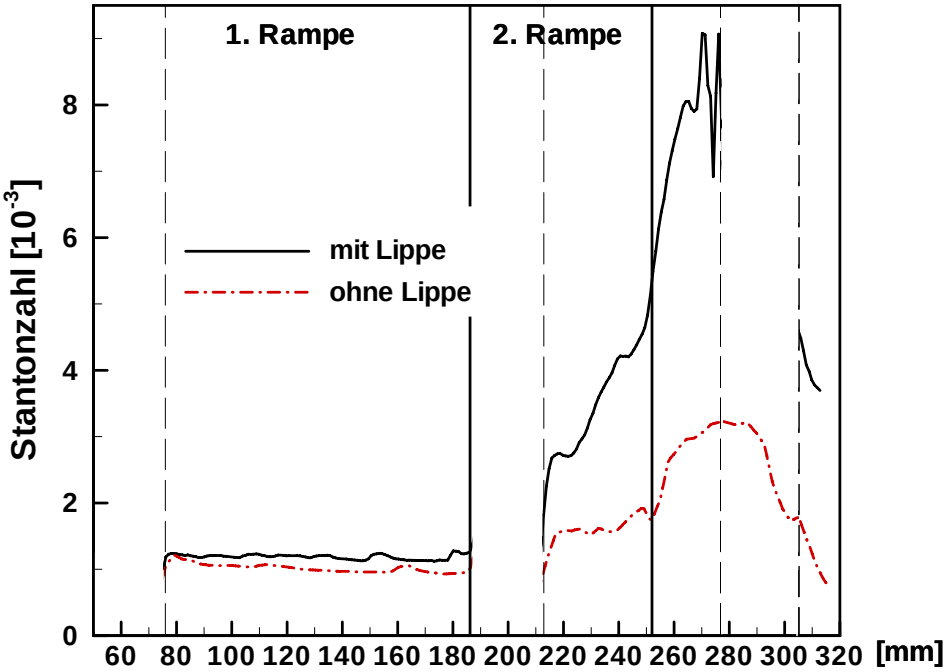


Bild 37. Wärmebelastung im Mittelschnitt mit und ohne Einlauflippe.

Ein Vergleich der Wärmelastverläufe auf der ersten Rampe zeigt, dass der Informationsfluss entgegen der Strömungsrichtung mit zunehmender Entfernung zur Lippe kleiner wird. Erst etwa 200 mm stromauf von der Lippe, d.h. bei einer Lauflänge von $x = 80$ mm, liegt für beide Fälle die gleiche Stantonzahl vor.

Auf Grund der Triggerung der Grenzschicht bilden sich wieder Längswirbel aus, die als Längsstreifen im Ölbild (Bild 35) sichtbar werden. Diese Wirbel führen zu Fluktuationen in der Wärmestromverteilung quer zur Strömungsrichtung, die größer werden, wenn der Druckgradient in Strömungsrichtung aufgrund von Innenverdichtung ansteigt (**Bild 38, 39**).

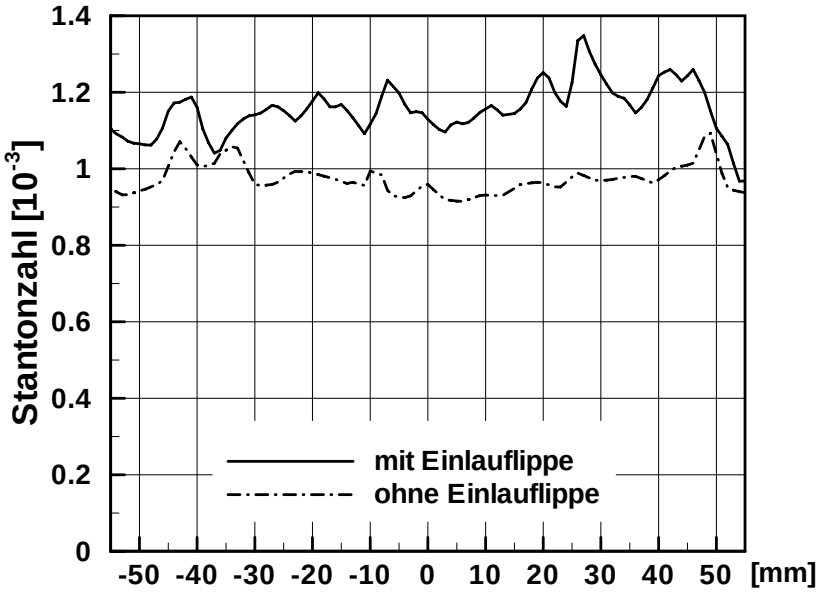


Bild 38. Wärmebelastung auf der ersten Rampe, Schnitt quer zur Strömungsrichtung bei *x* = 170 mm, mit und ohne Einlauflippe.

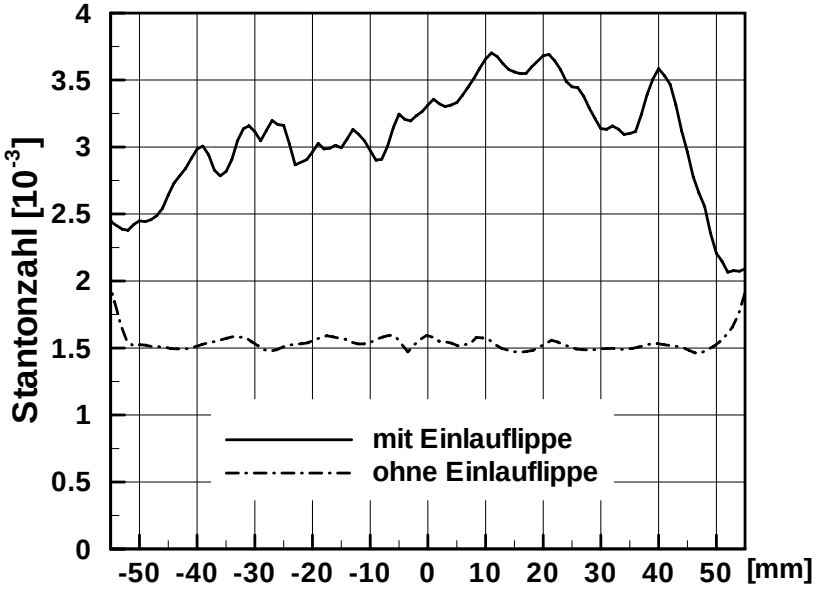


Bild 39. Wärmebelastung auf der zweiten Rampe, Schnitt quer zur Strömungsrichtung bei *x* = 230 mm, mit und ohne Einlauflippe.

Der ansteigende Druckgradient und dessen Wirkung auf die Strömung im Einlaufaustritt ist für die nachfolgenden Triebwerkskomponenten, wie z.B. die Brennkammer, von Bedeutung. Anhand von Pitot-Druckmessungen soll deshalb der Einfluss der Einlauflippe auf

die Druckverteilung und damit die Qualität der Abströmung untersucht werden. Die ermittelten Druckverteilungen werden hierbei als Verhältnis zwischen dem gemessenen Pitotdruck p_t und dem Ruhedruck p_0 der Strömung aufgetragen. **Bild 40** stellt die Druckverhältnisse ohne Einlauflippe für die Reynoldszahl $Re_L = 2{,}1 \cdot 10^6$ (links) und die Reynoldszahl $Re_L = 7{,}5 \cdot 10^6$ (rechts) einander gegenüber.

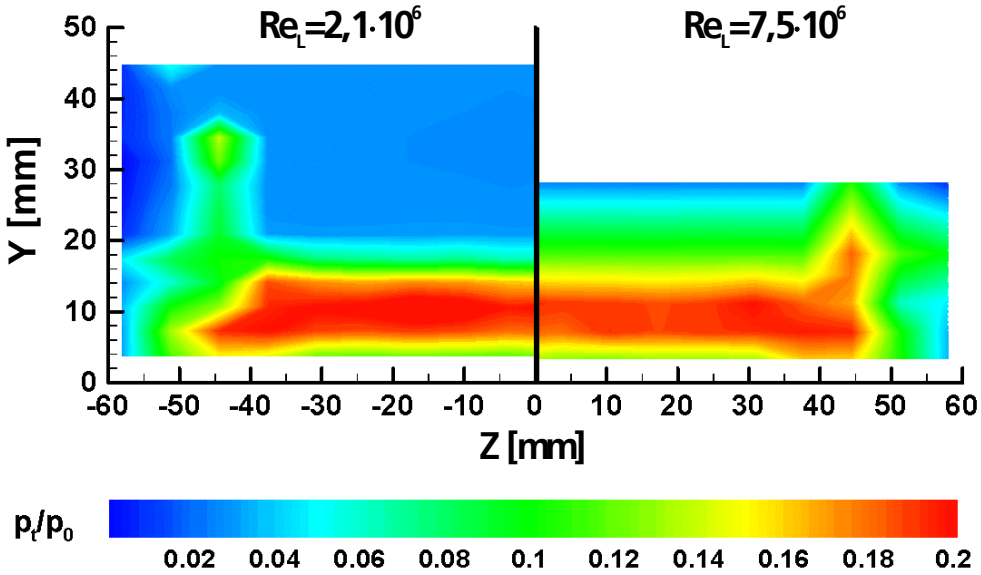


Bild 40. Pitotdruckverhältnis in der Abströmung, ohne Einlauflippe (*Ma* = 6, Re_E = 18 · 10^6 m^{-1}, getriggert).

Überraschenderweise bildet sich die freie Außenströmung im Fall der hohen Reynoldszahl in einem größeren Abstand von der Oberfläche aus, als im Fall der niedrigen Reynoldszahl. Es wird vermutet, dass sich aufgrund des höheren Wärmeübergangs bei der größeren Reynoldszahl und der damit verbundenen höheren Oberflächentemperatur eine dickere Grenzschicht aufbaut. Dem gegenüber zeigen beide Druckverteilungen wiederum identische charakteristische Merkmale einer Eckenströmung (**Bild 41**).

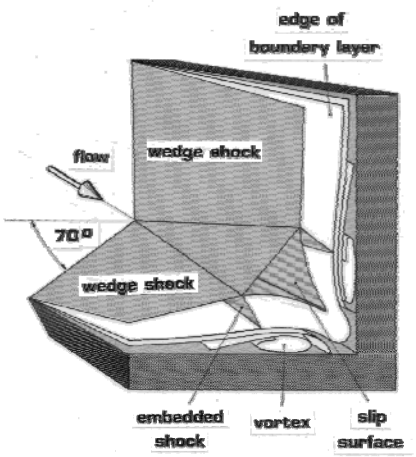


Bild 41. Ausbildung einer Eckenströmung auf Grund der Interaktion zwischen Verdichtungsstößen und Grenzschicht.

8.2 Einfluss der Seitenwände

Die viskosen Wechselwirkungen zwischen der Grenzschicht und der freien Außenströmung führen in der Nähe der Einlaufwände zu einem komplexen dreidimensionalen Strömungsfeld. Aus der Literatur [35] ist bekannt, dass sich dort auf Grund von Stoß/Grenzschicht-Interaktionen Wirbelsysteme ausbilden. Lediglich im Kernbereich der Einlaufströmung, d.h. außerhalb der sich von den Ecken der Vorderkante aus erstreckenden Machkegel findet man eine weitgehend zweidimensionale Einlaufströmung.

Bild 42 zeigt für die ungetriggerte Grenzschicht, wie der Ölfilm auf Grund der Schubspannungen den Bereich dieser Kernströmung auf der ersten Einlauframpe wiedergibt. Außerhalb dieses Bereiches liegen die Einflussgebiete der Seitenwände. Auf diesen ist die Struktur der Grenzschicht anhand der Ölfilmaufnahme unter 45° zu erkennen. Interessant ist, dass dort mit zunehmender Verdichtung, d.h. beim Übergang auf die zweite Rampe, das Öl nach oben vor die Einlauflippe gedrängt wird. Die Strömung läuft hier vor der Einlauflippe vorbei.

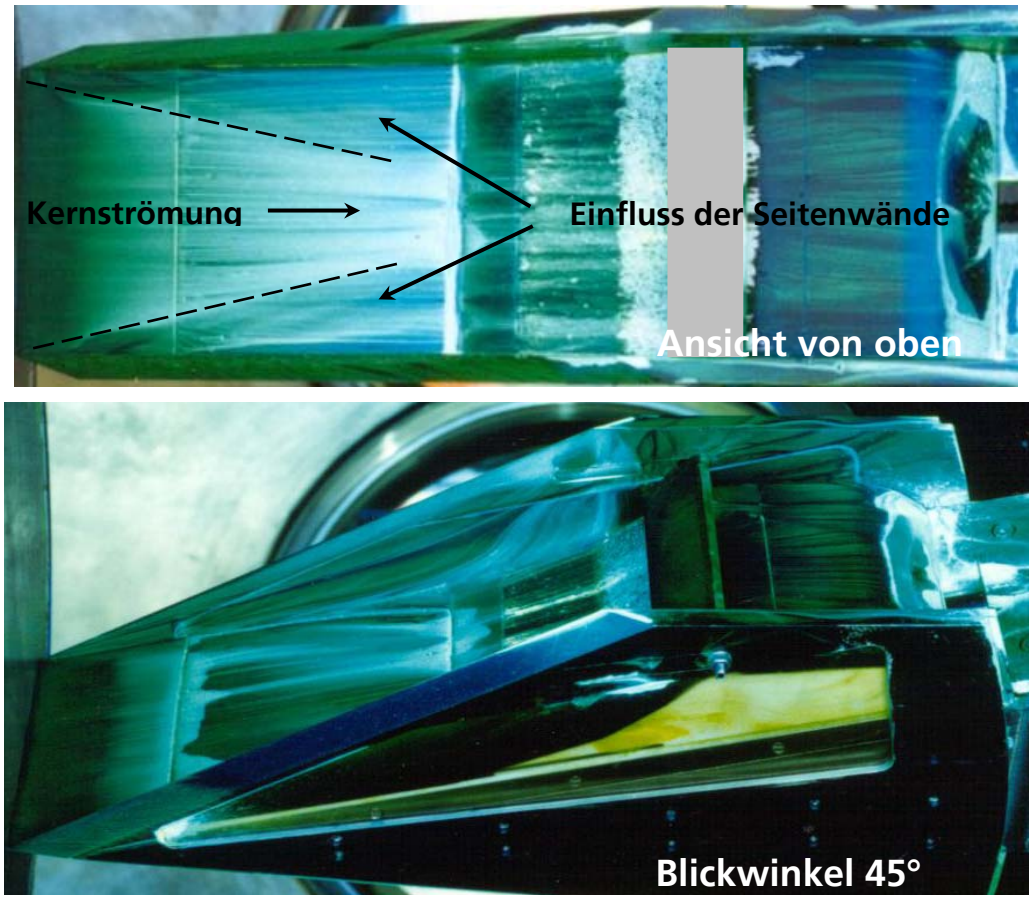


Bild 42. Dreidimensionale Strömungsphänomene (Ma = 6, Re_E = 18 · 10^6 m^{-1}, ungetriggert).

Dies ließe den Schluss zu, dass hier ein insgesamt hoher Luftmassenstrom vor der Lippe vorbei und nicht mehr in den Einlauf gelangt (Spillage). Der Ölfilm gibt hier nur die Strömung in unmittelbarer Wandnähe wieder. Die gefundene Strömungsstruktur darf jedoch nicht in das dreidimensionale, d.h. auf die innere Einlaufströmung übertragen werden.

Triesch [38] fand nämlich heraus, dass nur ein sehr kleiner Anteil (ca. 2%) des gesamten Luftmassenstroms in der Grenzschicht an der Seitenwand am Einlauf vorbei geführt wird.

Jetzt soll untersucht werden, welche dreidimensionalen Effekte bei getriggerter Grenzschicht aber sonst gleichen Strömungskonditionen beobachtet werden können. Hierfür sind in **Bild 43** die Ölfilmaufnahmen für das Modell mit Seitenwänden und für das Modell ohne Seitenwände und Lippe gegenübergestellt.

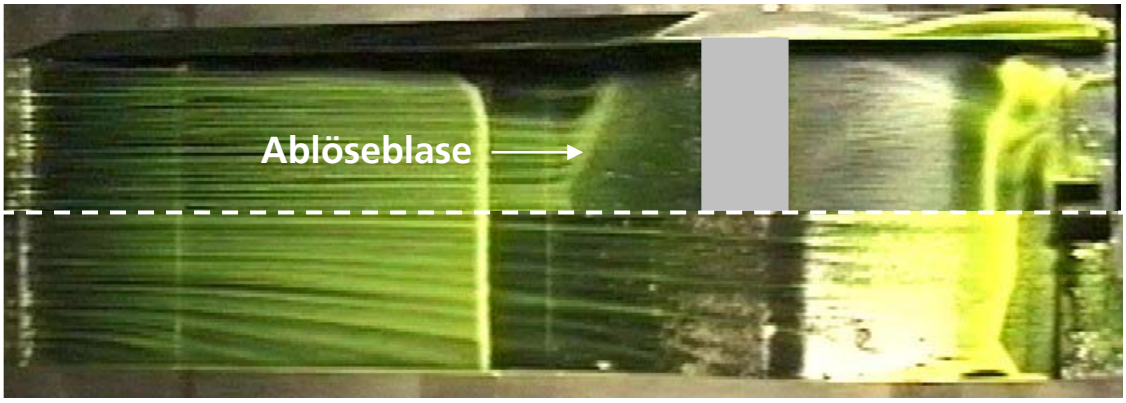


Bild 43. Vergleich der Grenzschichtstruktur mit und ohne Seitenwände (*Ma* = 6, Re_E = 18 · 10^6 m^{-1}, getriggert).

Im Fall ohne Seitenwände, damit auch ohne Lippe, bildet sich wiederum keine Grenzschichtablösung aus. Vielmehr zeigt das Ölfließmuster, dass die wandnahe Strömung seitlich von den Rampen abströmt. Die jetzt nicht mehr so starke Außenverdichtung führt dazu, dass der Wärmeübergang in der Grenzschicht insbesondere in den seitennahen Bereichen geringer ist (**Bild 44**). Diese Aussage wird durch einen Vergleich zwischen den Wärmestromverteilungen in der Mittellinie des Modells für die Konfiguration mit und ohne Seitenwände bestätigt (**Bild 45**).

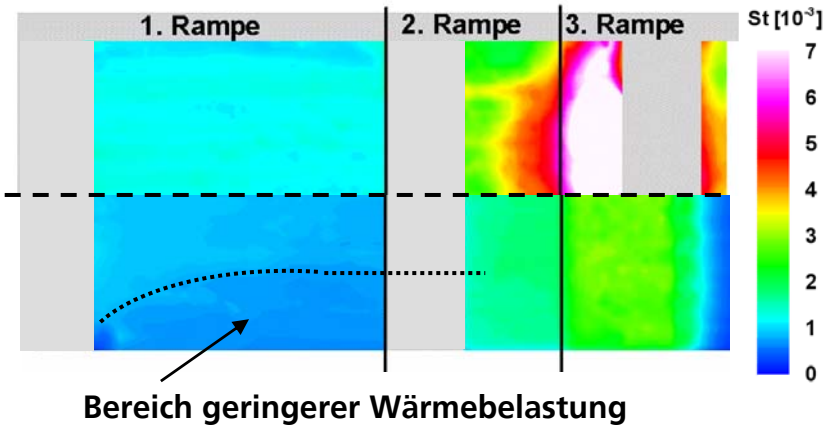


Bild 44. Vergleich der Wärmebelastung mit und ohne Einlaufwände (*Ma* = 6, Re_E = 18 · 10^6 m^{-1}, getriggert).

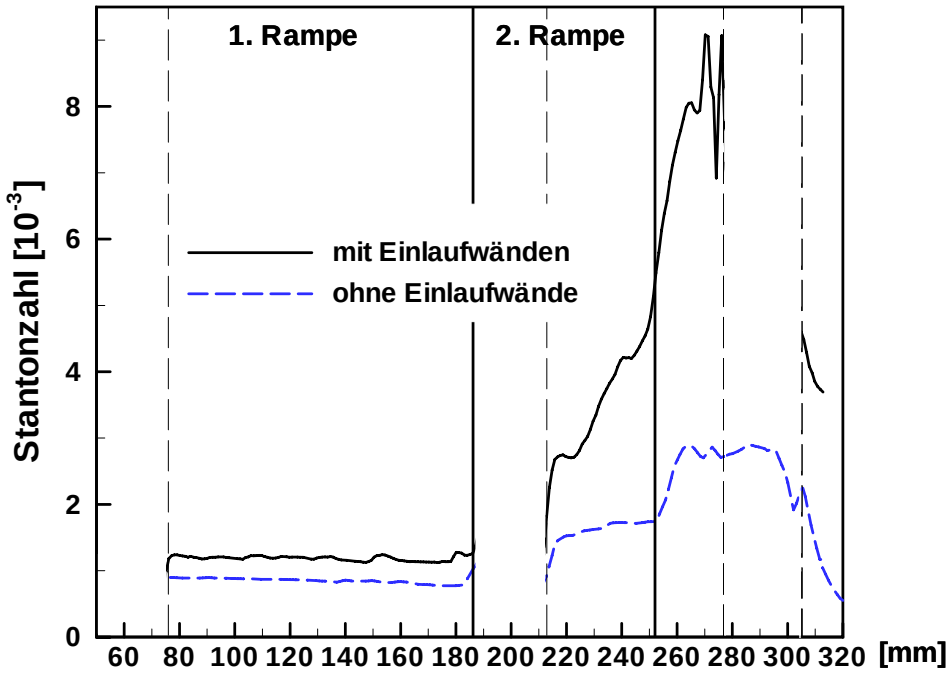


Bild 45. Wärmebelastung im Mittelschnitt mit und ohne Einlaufwände.

Im Vergleich zu der Situation ohne Einlauflippe (Bild 37) ergeben sich für die Konfiguration ohne Einlaufwände auf allen Rampen sogar noch geringere Stantonzahlen. Wie schon für die Konfiguration ohne Lippe aufgezeigt, bilden sich auch hier hinter dem Turbulenztrigger Längswirbel aus, die zu einer Fluktuation in der Wärmestromverteilung quer zur Hauptströmungsrichtung führen. Der Zusammenhang zwischen der Stärke der Fluktuation und dem Grad der Außenverdichtung wurde bereits angesprochen. Hier zeigt sich noch mal deutlich, dass für den vorliegenden Fall sehr geringer Außenverdichtung die Fluktuationen insbesondere im hinteren Bereich des Einlaufs stark abnehmen (**Bild 46, 47**).

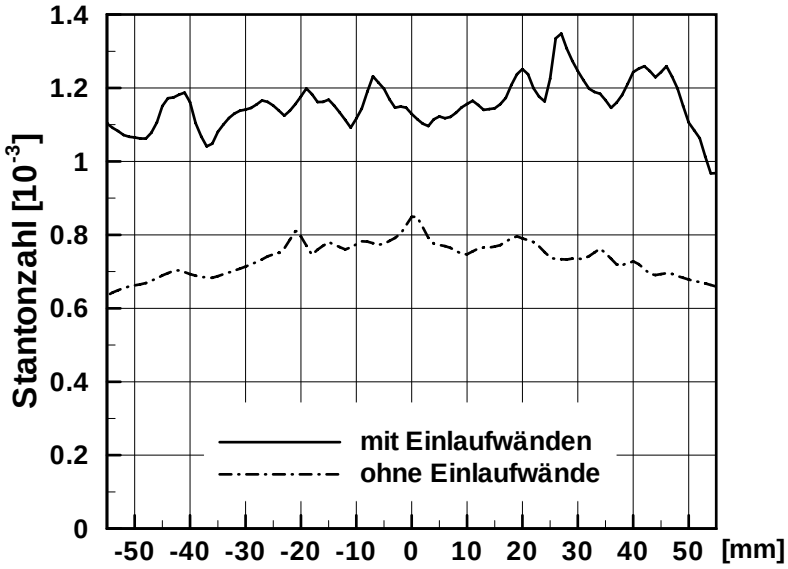


Bild 46. Wärmebelastung auf der ersten Rampe, Schnitt quer zur Strömungsrichtung bei *x* = 170 mm, mit und ohne Einlaufwände.

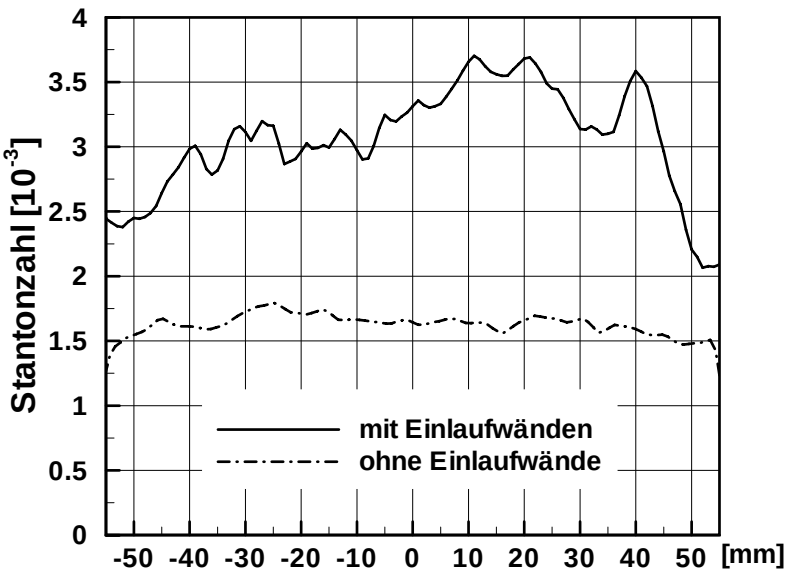


Bild 47. Wärmebelastung auf der zweiten Rampe, Schnitt quer zur Strömungsrichtung bei *x* = 230 mm, mit und ohne Einlaufwände.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass für das Modell mit Seitenwänden und Einlauflippe in allen Bereichen der Rampen die höchste Wärmelast vorliegt. Auch tritt nur bei dieser Konfiguration eine Ablösung der Grenzschicht auf Grund der dann stattfindenden Innenverdichtung auf. Zusätzlich lässt sich feststellen, dass die Wärmebelastung für das Modell ohne Seitenwände zu den Rändern hin abnimmt, da dort auf Grund des seitlichen Massenabflusses auch der Druck geringer ist.

9. Offdesign-Verhalten des Einlaufs

Die Auslegung des Triebwerkeinlaufs für ELAC erfolgte für mehrere so genannte Auslegungspunkte (Design-Points). Der Betrieb des Einlaufs muss jedoch auch dann gewährleistet sein, wenn die Anströmbedingungen von diesen Auslegungspunkten abweichen. Aus diesem Grunde werden im Folgenden Untersuchungen durchgeführt, die beispielhaft den Einfluss eines Schiebewinkels und einer abweichenden Machzahl aufzeigen sollen.

9.1 Schiebewinkel

Im Fall der seitlichen Anströmung des Einlaufs (**Bild 48**) bei Schiebeflug wird die Anströmgeschwindigkeit hinter der luvseitigen Seitenwand (oben) abgeschirmt, so dass dahinter im Leebereich eine geringere Geschwindigkeit auf den Rampen zu erwarten ist. Dem gegenüber zwingt die leeseitige Seitenwand (unten) die Anströmung über einen Stoß parallel zu ihr, sodass sich dort ein höherer Druck aufbaut.

Der Einfluss der Außenverdichtung auf die Ablösung der turbulenten Grenzschicht vor der dritten Rampe wurde bereits aufgezeigt. Dabei reduziert eine geringere Außenverdichtung die Ablöseblase bzw. lässt sie ganz verschwinden. Daher kann erwartet werden, dass sich die Ablöseblase im Schiebeflug unsymmetrisch verformen wird, d.h. sie wird in dem in Bild

48 dargestellten Fall im oberen Einlaufbereich kleiner, während sie im unteren Bereich auf Grund der jetzt höheren Außenverdichtung wächst.

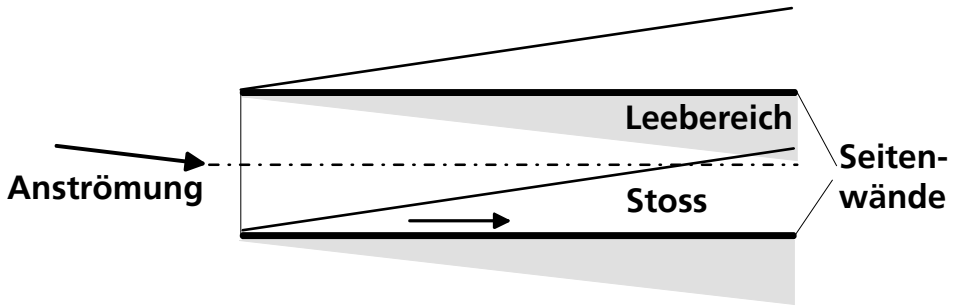


Bild 48. Wirkung der Seitenwände bei seitlicher Anströmung des Einlaufs.

Dies wird durch Untersuchungen des Modells bei den Schiebewinkeln 1°, 3° und 5° bei der Machzahl 6 und der Reynoldszahl $Re_L = 7{,}5 \cdot 10^6$ bestätigt. In **Bild 49** sind die Wärmebelastungen auf den Rampen für diese Schiebewinkel aufgetragen.

Für einen Schiebewinkel von 1° zeigt sich, dass die Auswirkung dieses Schiebewinkels auf die Ablösung und damit auf die Wärmelastverteilung noch sehr gering ist. Im Bereich der höheren Außenverdichtung liegt auf der dritten Rampe eine höhere Stantonzahl aufgrund der sich ausbildenden Ablösung vor. Aber schon bei einem Schiebewinkel von 3° sind deutliche Unsymmetrien der Wärmelast im Bereich der zweiten und dritten Rampe zu erkennen. Steigt der Schiebewinkel auf 5°, so hat die thermische Belastung auf Grund der Grenzschichtablösung vor der dritten Rampe sowie deren Unsymmetrie stark zugenommen.

Anhand der Ölfilmaufnahme für den Schiebewinkel von 3° (**Bild 50**) lässt sich erkennen, dass die durch Wirbel verursachten Längsstreifen in der luvseitigen Rampenhälfte nicht mehr parallel zur Mittellinie verlaufen. Der an der linken Seitenwand entstehende Stoß lenkt die Strömung parallel zu ihr. Darüber hinaus ist die Ablöseblase vor der dritten Rampe zu erkennen, die aus der Symmetrieebene heraus zur Luvseite verschoben ist.

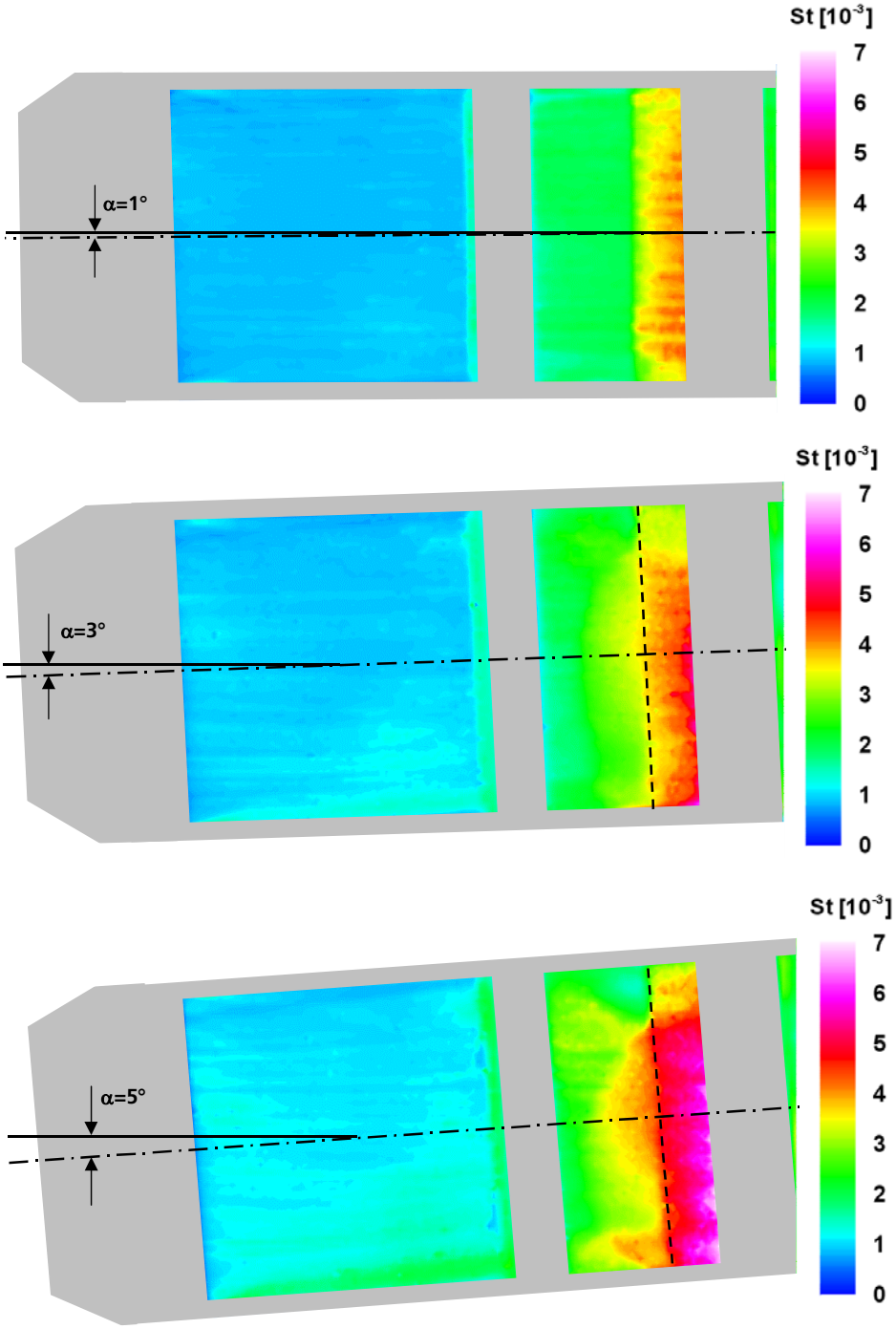


Bild 49. **Wärmelastverteilung für die Schiebewinkel 1°, 3° und 5° (*Ma* = 6, Re_E = 18 · 10^6 m^{-1}, getriggert).**

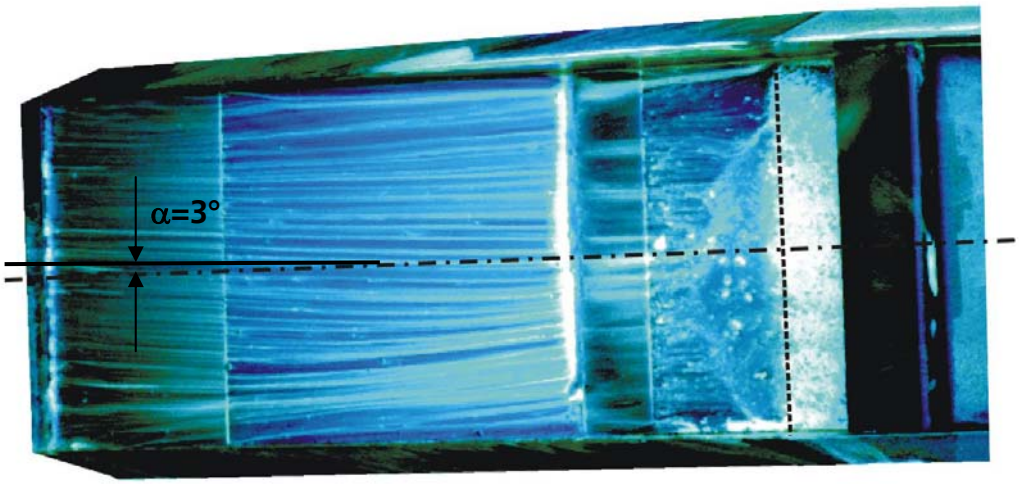


Bild 50. Ölfilmaufnahme, Schiebewinkel α = 3° (*Ma* = 6, $Re_E = 18 \cdot 10^6\ m^{-1}$, getriggert).

9.2 Änderung der Machzahl

Neben dem Einfluss eines Schiebewinkels auf die Einlaufströmung stellt der Betrieb des Einlaufs bei einer von der Auslegungsmachzahl abweichenden Anströmmachzahl einen wesentlichen Punkt der Offdesign-Analyse dar. Hier werden Untersuchungsergebnisse vorgestellt, die für den Einlauf bei einer Anströmmachzahl von 5,3 erzielt wurden.

Die sich einstellende Stoßkonfiguration wird mit derjenigen verglichen, die sich im Auslegungsfall einstellt. Hierzu werden Schlierenaufnahmen der Konfiguration ohne Seitenwände herangezogen. Wie gezeigt, ist der Druckaufbau auf den Rampen gegenüber dem Einlaufmodell mit Seitenwänden dann zwar geringer, aber nur auf diese Weise kann die optische Zugänglichkeit für die Schlierenaufnahmen erreicht werden.

In beiden Schlierenaufnahmen (**Bild 51**) ist eine Auffächerung des von der Modellvorderkante ausgehenden Stoßes aufgrund der eingesetzten Triggerung zu erkennen. Alle Stöße verlaufen erwartungsgemäß für die niedrigere Machzahl, d.h. im Offdesign-Fall, steiler, sodass der Kreuzungspunkt zwischen dem ersten und dritten Stoß in diesem Fall in größerem Abstand zur Modelloberfläche liegt. Bliebe dabei die Position der Einlauflippe erhalten, wäre ein wesentlicher Spillage die Folge.

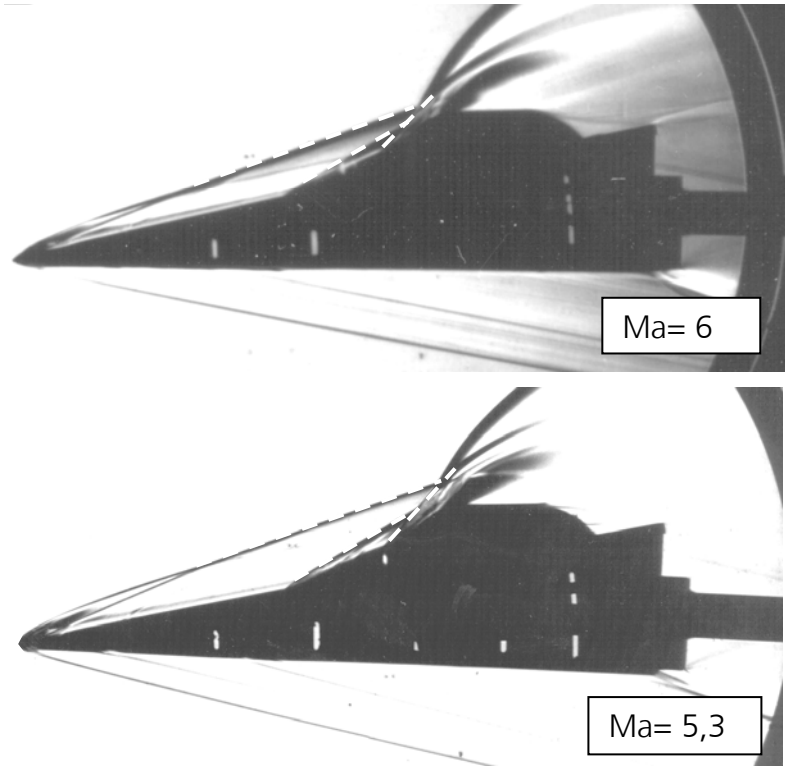


Bild 51. Vergleich der Stoßlagen für den Auslegungsfall bei *Ma* = 6 und einem Offdesign-Fall bei *Ma* = 5,3 (Re_E = 18 · 10^6 m^{-1}, getriggert).

10. Vergleich mit numerischen Rechnungen

In Windkanalexperimenten werden die Messwerte oftmals nur an wenigen gut zugänglichen Orten im Strömungsfeld erfasst. Hier können numerische Simulationsrechnungen, die unter gleichen Strömungsbedingungen in Verbindung mit den Experimenten durchgeführt werden, die fehlenden Informationen über die Strömung ergänzen.

Erforderlich ist allerdings, dass die numerische Simulation an den bereit gestellten Messpunkten gleiche Strömungsdaten wie das Experiment liefert, d.h. eine Validation der Rechnungen durchgeführt worden ist. Erst dann kann auf Basis der numerischen Simulationen und der gemessenen Werte die vollständige Interpretation des Strömungsfeldes erfolgen. Darüber hinaus lassen sich dann auch Größen wie z.B. Kräfte und Momente errechnen, die nur mit Aufwand messbar wären.

10.1 Machzahlverteilung und Schlierenaufnahme

Voraussetzung für eine Gegenüberstellung der numerischen Rechnungen und der Experimente an einer Modellkonfiguration sind identische Anströmkonditionen. Begleitende Rechnungen wurden bei der Anströmmachzahl 6 und den Einheits-Reynoldszahlen $Re_E = 5 \cdot 10^6\ \mathrm{m}^{-1}$ und $Re_E = 18 \cdot 10^6\ \mathrm{m}^{-1}$ durchgeführt. Aus den berechneten Machzahlverteilungen tritt die Lage der Verdichtungsstöße hervor, die dann mit den Stoßlagen in den Schlierenaufnahmen verglichen werden können.

Bild 52 stellt eine Simulation [40] der dreidimensionalen Einlaufströmung mit voll turbulenter Grenzschicht der Schlierenaufnahme des Modells ohne Seitenwände und Einlauflippe für die hohe Reynoldszahl und getriggerte Grenzschicht gegenüber. Sowohl im Experiment als auch in der numerischen Simulation zeigt sich keine Ablöseblase. Dem gegenüber wiesen die Experimente für das Modell mit Seitenwänden und Einlauflippe eine Ablöseblase auf.

Für diese Ablösung wird der Informationstransport innerhalb der Grenzschicht über die durch die Einlauflippe verursachte Innenverdichtung verantwortlich gemacht. Da die vorgestellte numerische Simulation diese Ablöseblase nicht aufweist, scheint es fraglich, ob sie die turbulente Grenzschicht in der Weise simuliert, dass dieser Informationsfluss entgegen der Strömungsrichtung richtig wieder gegeben wird. Der weitere Vergleich zwischen numerischer Simulation und Experiment zeigt dann, bis auf den im Experiment nicht vorhandenen Einflussbereich der Innenverdichtung, eine Übereinstimmung in der Dicke der Grenzschicht und in der Lage der Stöße.

Der numerischen Simulation bei voll turbulenter Grenzschicht wird im weiteren eine Simulation bei rein laminarer Grenzschicht gegenüber gestellt. Aufgrund der niedrigen Reynoldszahl und des geringen Druckes war es im Experiment möglich, Seitenwände mit optischen Gläsern zu montieren, sodass Schlierenaufnahmen für das vollständige Einlaufmodell zur Verfügung stehen. Dabei decken sich ebenfalls die mittels Experiment und Simulation ermittelten Grenzschichtdicken und Stoßlagen. Zusätzlich wird auch die Lage einer Ablösung vor der zweiten Rampe durch die Berechnung recht genau wiedergefunden (**Bild 53**).

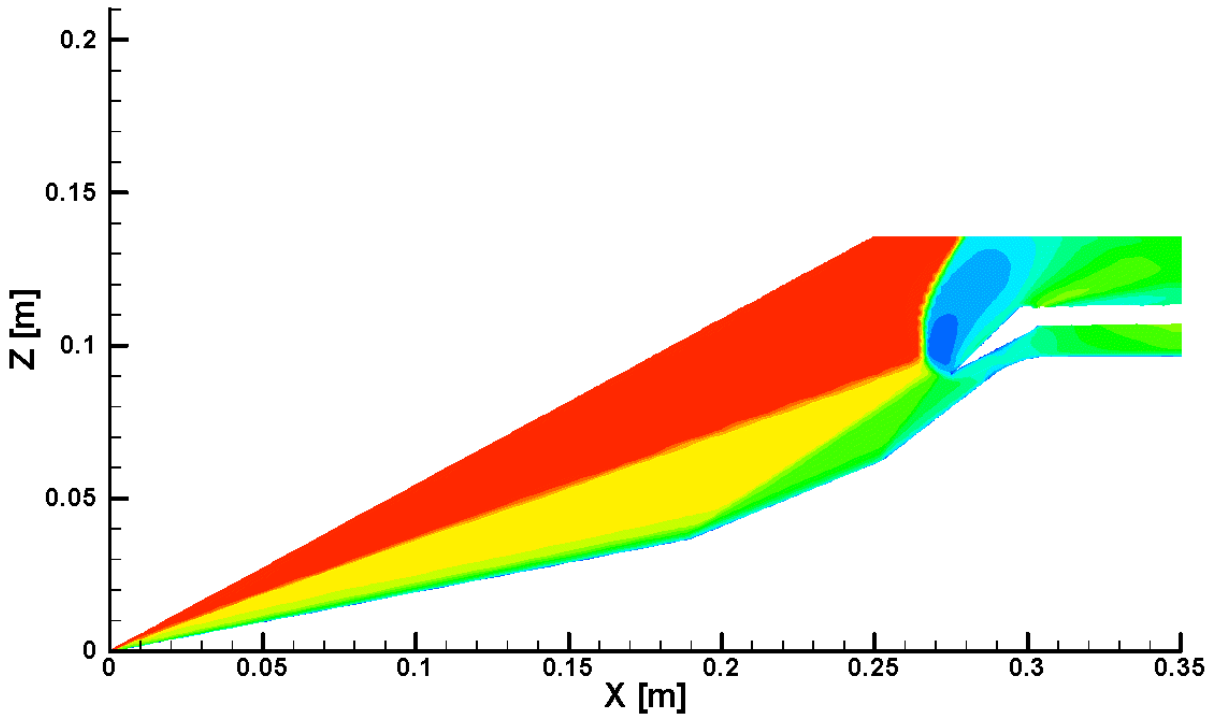


Bild 52. **Berechnete Machzahlverteilung nach van Keuk [40] für turbulente Grenzschicht (Ma = 6, Re_E = 18 · 10^6 m^{-1}, getriggert, Farbzuordnung s.u.).**

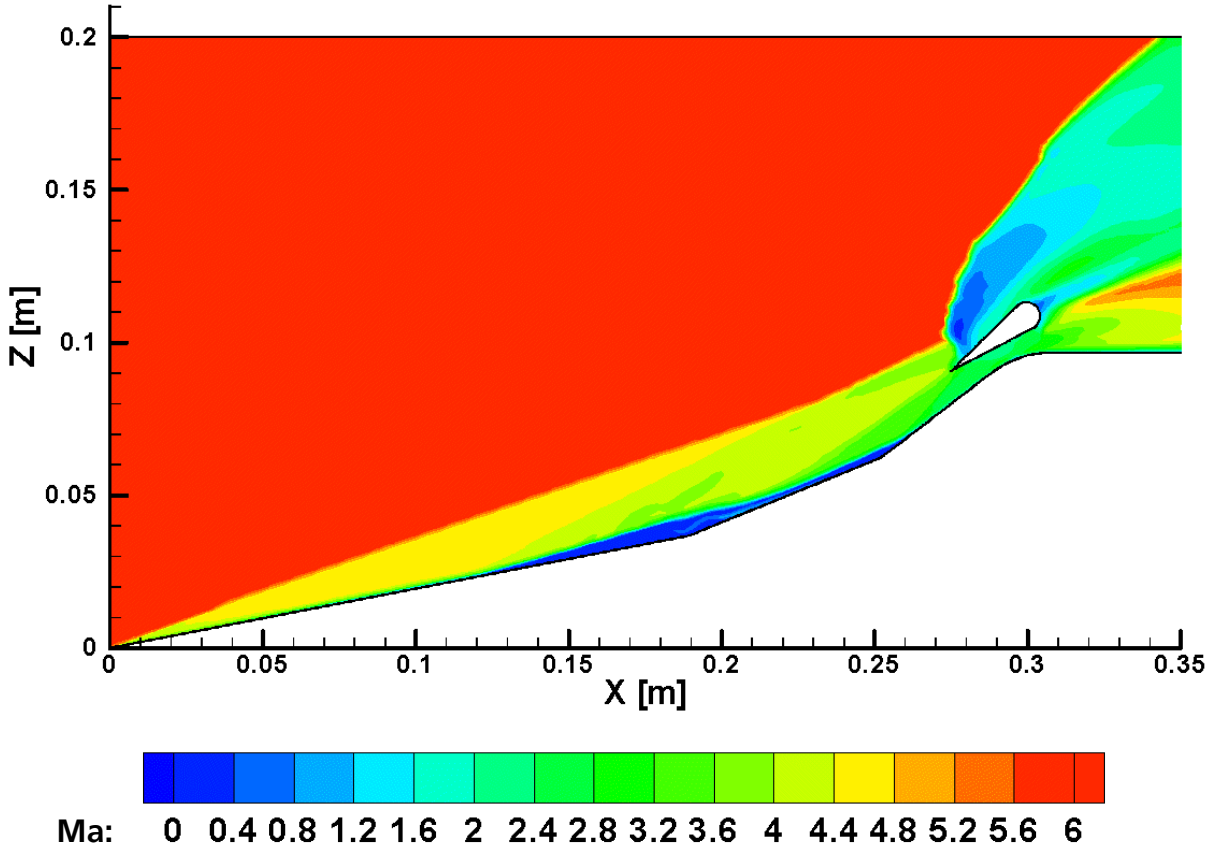


Bild 53. **Berechnete Machzahlverteilung nach Neubacher (private Kommunikation) für laminare Grenzschicht (Ma = 6, Re_E = 5 · 10^6 m^{-1}, ungetriggert).**

10.2 Eckenströmung

Die berechneten Dichteverteilungen [40] in Ebenen senkrecht zur Modelloberfläche verdeutlichen den Einfluss der Eckenströmung, die sich in der Nähe der Seitenwände ausbildet. Zumindest können hierzu vergleichbare Strukturen in der Verteilung des gemessenen Pitotdrucks wieder gefunden werden (**Bild 54**).

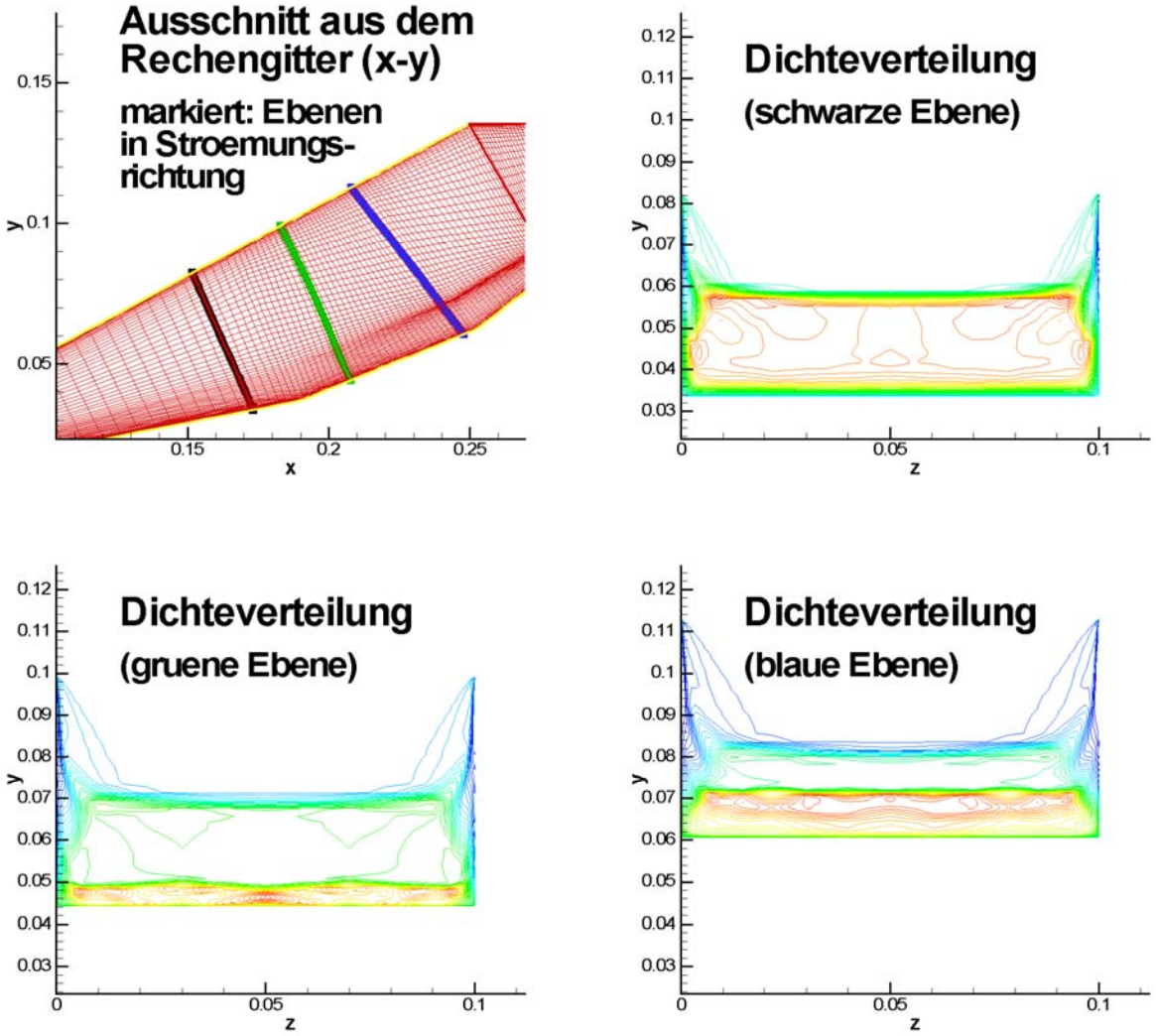


Bild 54. Numerische Simulation nach van Keuk, SFB 253, Teilprojekt C3 (*Ma* = 6, Re_E = 18 · 10^6 m^{-1}, turbulente Grenzschicht) [40].

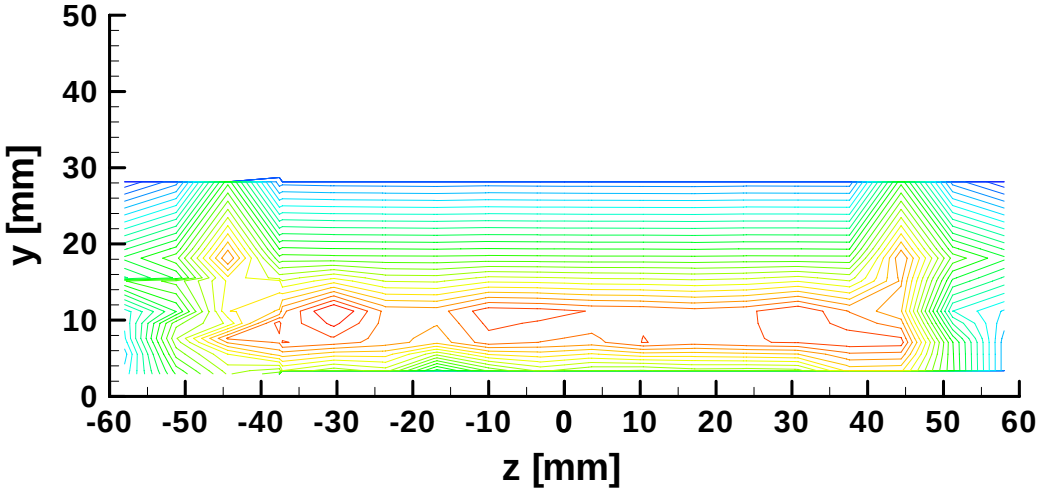


Bild 55. Gemessene Pitotdruckverteilung ohne Einlauflippe bei x = 300 mm (Ma = 6, $Re_E = 18 \cdot 10^6$ m^{-1}, turbulente Grenzschicht).

11. Zusammenfassung

11.1 Experimentelle Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der RAM-Triebwerkeinlauf des ELAC untersucht, wobei neben Standarddiagnostiken auch die Infrarot-Thermographie zum Einsatz kam. Hierbei wurde ein Verfahren zur Bildaufbereitung und zur Auswertung der Wärmelasten entwickelt. Die Funktionsweise dieses Auswerteverfahrens wurde mittels einer Testrechnung überprüft.

Durch die Experimente wurde gezeigt, wie der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag die Einlaufströmung beeinflusst. Darüber hinaus trat bei bestimmten Versuchskonditionen eine Ablösung der Grenzschicht auf. Zur Erzeugung einer turbulenten Grenzschicht wurden Triggerelemente eingesetzt, deren Wirksamkeit nachgewiesen werden konnte. Im einzelnen ergab sich folgendes Ergebnis bezüglich der untersuchten Einlaufströmung (**Tabelle 3**).

Reynoldszahl		Grenzschichtbeeinflussung	Lage der Transition	Grenzschichtablösung
Re_L	Re_E			
$2{,}1 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$ m^{-1}	keine	laminar bis zur Ablösung	laminar, vor der 2. Rampe
$7{,}5 \cdot 10^6$	$18 \cdot 10^6$ m^{-1}	keine	Umschlag auf der 1. Rampe	transitionell, keine
$2{,}1 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$ m^{-1}	Trigger	Umschlag auf der 1. Rampe	transitionell, keine
$7{,}5 \cdot 10^6$	$18 \cdot 10^6$ m^{-1}	Trigger	hinter Triggerelement	turbulent, vor der 3. Rampe

Tabelle 3. Zusammenstellung der gefundenen Ergebnisse bezüglich Transition und Grenzschichtablösung.

Für die Modellkonfiguration mit Innenverdichtung, d.h. mit Seitenwänden und Einlauflippe, löste die turbulente Grenzschicht vor der dritten Rampe ab. Hieraus ergab sich, dass ein Informationstransport innerhalb der Grenzschicht stromauf statt gefunden hat. Darüber hinaus wurden für diese Konfiguration im Bereich der hinter der Ablöseblase wieder anliegenden Grenzschicht, d.h. auf der dritten Rampe, hohe Wärmelasten festgestellt. Der Einlauf befand sich in diesem Fall in einem Grenzbereich, sodass geringe Veränderungen im Anstellwinkel des Modells ein Verschwinden oder Wiederauftreten der Ablöseblase hervorrufen können.

Durch eine Verstellung des Schiebewinkels wurde das Verhalten des vorliegenden Einlaufmodells bei Offdesign-Bedingungen untersucht. Darüber hinaus wurde die Machzahl der Anströmung von $Ma = 6$ im Auslegungsfall auf $Ma = 5{,}3$ reduziert. Ab einem Schiebewinkel von 3° ergaben sich dabei bei turbulenter Grenzschicht stark unsymmetrische und deutlich erhöhte Wärmelastverteilungen sowie eine zur luvseitigen Rampenhälfte verschobene Ablöseblase vor der dritten Rampe. Für die niedrigere Machzahl verliefen die Verdichtungsstöße wie erwartet steiler, sodass hier bei unveränderter Position der Einlauflippe ein Teil des Luftmassenstroms an der Einlauflippe vorbeiläuft und so dem Antrieb nicht mehr zur Verfügung steht (Spillage).

Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit numerischen Simulationsrechnungen ergab zum Teil recht gute Übereinstimmungen. So wurde die Lage der Stöße und die Dicke der Grenzschicht in den Simulationen gut wieder gegeben. Für die turbulente Grenzschicht konnte hingegen festgestellt werden, dass der Informationstransport stromauf innerhalb der Grenzschicht in den Simulationen zum Teil nicht richtig wiedergegeben wurde. So konnte z.B. die für diesen Fall experimentell ermittelte Ablöseblase nicht wieder gefunden werden.

11.2 Empfehlungen bezüglich der Einlaufgestaltung

Aufgrund der hohen thermischen Belastung der dritten Rampe und der sich selbst bei turbulenter Grenzschicht ausbildenden Ablöseblase wird die Strömungsumlenkung an der dritten Rampe als zu groß angesehen und sollte daher verringert werden. Dies bewirkt jedoch eine geringere Außenverdichtung, sodass bei gleichem gefordertem Strömungszustand vor der Brennkammer entweder eine stärkere Innenverdichtung erfolgen muss oder der erste und/oder zweite Rampenwinkel vergrößert werden müssen.

Eine weitere Möglichkeit, die Ausbildung einer Ablöseblase zu beeinflussen liegt in dem Einsatz einer Grenzschichtabsaugung vor der dritten Rampe. Es ist zu erwarten, dass dies auch zu einer Verringerung der thermischen Lasten in diesem Bereich beiträgt. Darüber hinaus sollte zur Verminderung des Luftmassenstroms, der an der Einlauflippe vorbeiläuft, die Einlauflippe nach oben bzw. nach vorne verschoben oder die Länge der ersten Rampe verkürzt werden.

Des weiteren sollten Untersuchungen an einem geschlossenen Modell mit Innenverdichtung Aufschluss über das Restart/Unstart-Verhalten, den Druckrückgewinn und den vom ELAC-Einlauf bereit gestellten Luftmassenstrom geben.

12. Literaturverzeichnis

[1] Abgrall, R.; Désidéri, J.-A.; Glowinski, R.; Mallet, M.; Périaux, J.; *Hypersonic Flows for Reentry Problems.* Chapter „Problem III-IV“, Springer-Verlag, Berlin 1992.

[2] Althaus, W.; *Lineare Stabilitätsanalyse.* Aus: Sonderprobleme der Strömungsmechanik. Aerodynamisches Institut der RWTH Aachen, 1990.

[3] Anderson, J. D. jr.; *Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics.* McGraw-Hill Book Company New York, 1989.

[4] Arnal, D.; *Laminar-Turbulent Transition Problems in Supersonic and Hypersonic Flows.* Aus: AGARD/FDP/VKI Special Course „Aerothermodynamics of Hypersonic Vehicles“, Rhode-Saint-Genese/Belgium, 1988.

[5] Bissinger, N. C.; *Inlet and Propulsion Integration of RAM Propelled Vehicles.* AGARD FDP Special Course „Aerothermodynamics and Propulsion Integration for Hypersonic Vehicles“, Rhoede-Saint-Genèse, Belgium, 1996.

[6] Boylan, D. E.; Carver, D. B.; Stalling, D. W.; Trimmer, L. L.; *Measurement and mapping of aerodynamic heating using a remote infrared scanning camera in continuous flow wind tunnels.* AIAA Paper 78-799, presented on the 10th Aerodynamic Testing Conference, San Diego, 1978.

[7] Délery, J.; *Shock/Shock and Shock-Wave/Boundary Layer Interactions in Hypersonic Flows*. AGARD-FDP-VKI Special Course on Aerothermodynamics of Hypersonic Vehicles, Chatillon (France), 1988.

[8] Délery, J.; *Shock Interference Phenomena in Hypersonic Flows*. 3rd Joint Europe/US Short Course in Hypersonics, RWTH Aachen, 1990.

[9] EBS Thermography; *Technische Unterlagen.* http://www.ebs-thermography.com/data/index.shtml.

[10] Gerst, M.; *Experimentelle Untersuchungen zur Beeinflussung einer Grenzschicht in Hyperschallströmungen*. Diplomarbeit beim DLR, Abt. Windkanäle, Institut für Strömungsmechanik/Lehr- und Forschungsgebiet Betriebsverhalten der Strahlantriebe, RWTH Aachen, 1998.

[11] GoRaTec; *Thermal Video System TVS-8000 Series.* Instruction Manual.

[12] Grigull, U.; Sandner, H.; *Wärmeleitung*. Berlin, Springer-Verlag, 1979.

[13] Hall, F. T.; *Interference Heating Due to Shock Wave Impingement on Laminar Boundary Layers.* AIAA Paper 73-678, 1973.

[14] Heiser, W. H.; Pratt, D. T.; *Hypersonic Airbreathing Propulsion.* AIAA Education Series, J. S. Przemieniecki (ed.), Washington DC, 1994.

[15] Henckels, A.; Esser, B.; *Private Kommunikation.* DLR, Köln, 2000.

[16] Henckels, A.; Herzog, P.; *Experimental Study of Hypersonic Shock Wave Boundary Layer Interaction by Means of Infrared Technique.* Proc. of the 1st European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Proc. publ. by ESA/ESTEC SP-318, Noordwijk, The Netherlands, pp. 159-164, 1991.

[17] Henckels, A.; Kreins, A. F.; Maurer, F.; *Application of infrared measurement technique in hypersonic facilities.* Ed.: K. Takayama, *Shock Waves,* Proc. of the 18th Inter-

national Symposium on Shock Waves held in Sendai, Japan, July 21-26, Springer-Verlag, New York, pp. 651-656, 1991.

[18] Henckels, A.; Kreins, A. F.; Maurer, F.; *Development and Application of Infrared- and other Flow Visualization Techniques in a Hypersonic Wind Tunnel of DLR Cologne.* European Forum on Wind Tunnels and Wind Tunnel Test Techniques, Southampton University, UK, pp. 11.1-11.12, 1992.

[19] Henckels, A.; Kreins, A. F.; Maurer, F.; *Experimental Investigation of Hypersonic Shock/Boundary-Layer Interaction*. Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung (ZFW), Vol. 17, No. 2, pp. 116-124, 1993.

[20] Kirschstein, S.; Henckels, A.; *Untersuchungen zum Ablöseverhalten der Hyperschall-Grenzschicht um eine SERN-Heckklappe mittels Prinzip-Windkanalmodellen.* DLR Interner Bericht IB-39113-99A24, 1999.

[21] Korgegi, R. H.; *Hypersonic Aerodynamics*. Von Karman Institute Course Note 9, Rhode-Saint-Génése (Belgique), 1962.

[22] Kreins, A. F.; *Wärmestromverteilung und Strömungsfelduntersuchung in gestörten Hyperschall-Plattengrenzschichten*. Dissertation an der RWTH Aachen, DLR Forschungsbericht 94-03, 1994.

[23] Krohn, E.-O.; Triesch, K.; *Ebener Einlauf S01A (Hyperschall-Technologieprogramm)*. DLR Interner Bericht IB-39113-90C10, 1990.

[24] Krohn, E.-O.; Triesch, K.; *Parametrische Untersuchungen am ebenen Einlauf S01A im TMK*. DLR Interner Bericht IB-39113-90C17, 1990.

[25] Krohn, E.-O.; Triesch, K.; *Untersuchungen an den ebenen Einläufen S01C und S01D im TMK*. DLR Interner Bericht IB-39113-95C01, 1995.

[26] Lee, C.; Manuel, G. S. et al.; *Advanced Boundary-Layer Transition Measurement Methods for Laminar Flow Research.* Presentation held on the 13th Int. Cong. on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, DLR Göttingen, 1989.

[27] Love, E. S.; *Pressure-Rise Associated with Shock-Induced Boundary-Layer Separation.* NACA TN 3601, 1955.

[28] Müller, L.; Henckels, A.; *Visualisierung der Grenzschichttransition im Hochgeschwindigkeitsbereich mittels FPA-Infrarot-Meßtechnik.* DLR Interner Bericht IB-39113-96A04, 1996.

[29] Needham, D. A.; Stollery, J. L.; *Boundary-Layer Separation in Hypersonic Flow.* AIAA-Paper No. 66-455, 1966.

[30] Neubacher, R.; Henckels, A.; Schulte, D.; *Auslegung eines Windkanalmodells mittels numerischer Strömungssimulationen.* DLR Interner Bericht IB-39113-99A05, 1999.

[31] Niezgodka, J., Herzog, P.; *Private Kommunikation.* DLR, Köln, 2000.

[32] Niezgodka, J.; Henckels, A.; *CTV Infrared Test Series (Phase 1)*. DLR Interner Bericht IB-39113-97C06, 1997.

[33] Olejniczak, J.; Candler, G. V.; Hornung, G.; *Computation of Double-Cone Experiments in High Enthalpy Nitrogen.* AIAA Paper 97-2549, 1997.

[34] Schell, I.; *Experimentelle Untersuchungen zur Grenzschichtabsaugung an einem Prinzipmodell im Hyperschallwindkanal*. Diplomarbeit beim DLR, Abt. Windkanäle, Insti-

tut für Strömungsmechanik/Lehr- und Forschungsgebiet Betriebsverhalten der Strahlantriebe, RWTH Aachen, 1996.

[35] Schlichting, H.; *Grenzschicht-Theorie.* 8. Auflage, Verlag G. Braun, Karlsruhe, S. 491, 1982.

[36] Schulte, D.; Henckels, A.; *Studie zur Anordnung der Absaugung bei stoßinduzierter Ablösung einer Hyperschall-Grenzschicht*. DLR Interner Bericht IB-39113-96A07, 1996.

[37] Schulte, D.; Henckels, A.; Wepler, U.; *Reduction of Shock Induced Boundary Layer Separation in Hypersonic Inlets Using Bleed*. Aerospace Science and Technologie (AST), Vol. 2, No. 4, pp.. 231-239, 1998.

[38] Triesch, K.; *Private Kommunikation.* DLR, Köln, 2000.

[39] Triesch, K.; Krohn, E.-O.; *Hochgeschwindigkeits-Einläufe mit hoher Innenverdichtung (Erste Ergebnisse mit den Modellen Hy6 und Hy7)*. DLR Interner Bericht IB-39113-90C02, 1990.

[40] Van Keuk, J.; Coratekin, T.; Ballmann, J.; *On the Performance of Upwind Schemes and Turbulence Models in Hypersonic Flows.* Geplante Veröffentlichung für: AIAA/NAL/NASDA/ISAS 10th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 2001.

13. Anhang

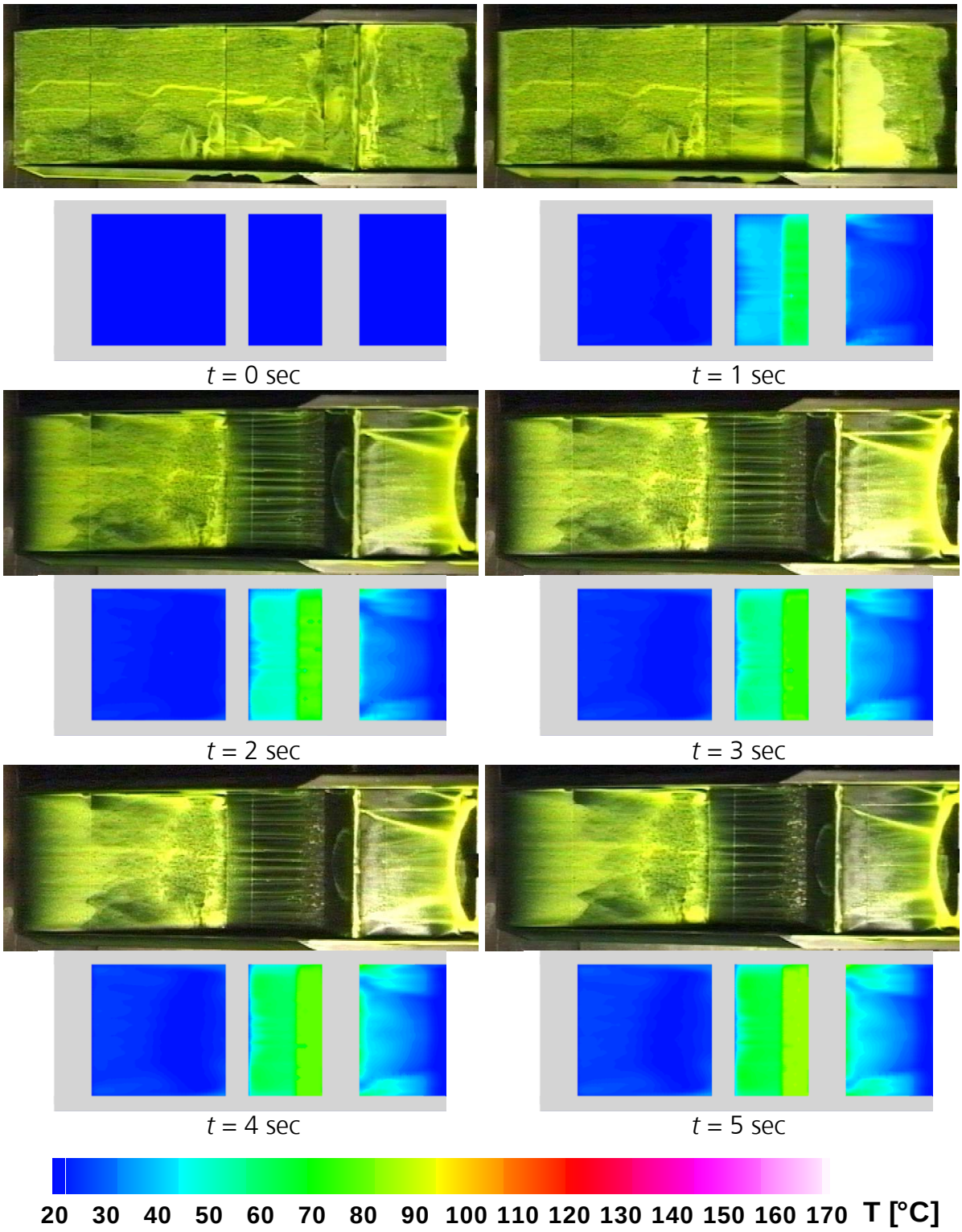


Bild 56. Zeitliche Entwicklung bis 5 Sekunden von Öl- und IR-Bild bei laminarer Grenzschicht (Ma = 6, $Re_E = 5 \cdot 10^6$ m^{-1}, ungetriggert).

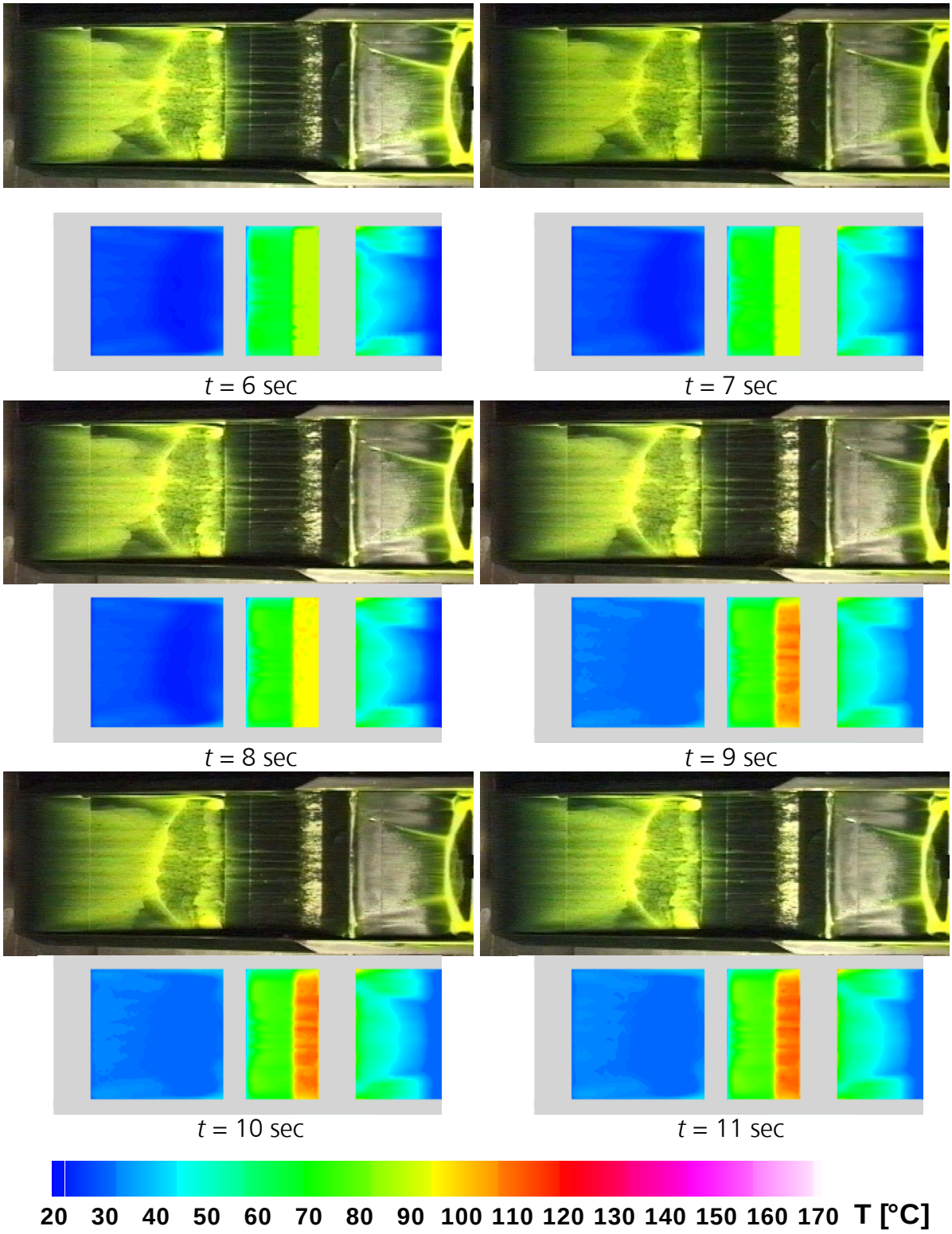


Bild 57. **Zeitliche Entwicklung 6 bis 11 Sekunden von Öl- und IR-Bild bei laminarer Grenzschicht (Ma = 6, $Re_E = 5 \cdot 10^6$ m^{-1}, ungetriggert).**

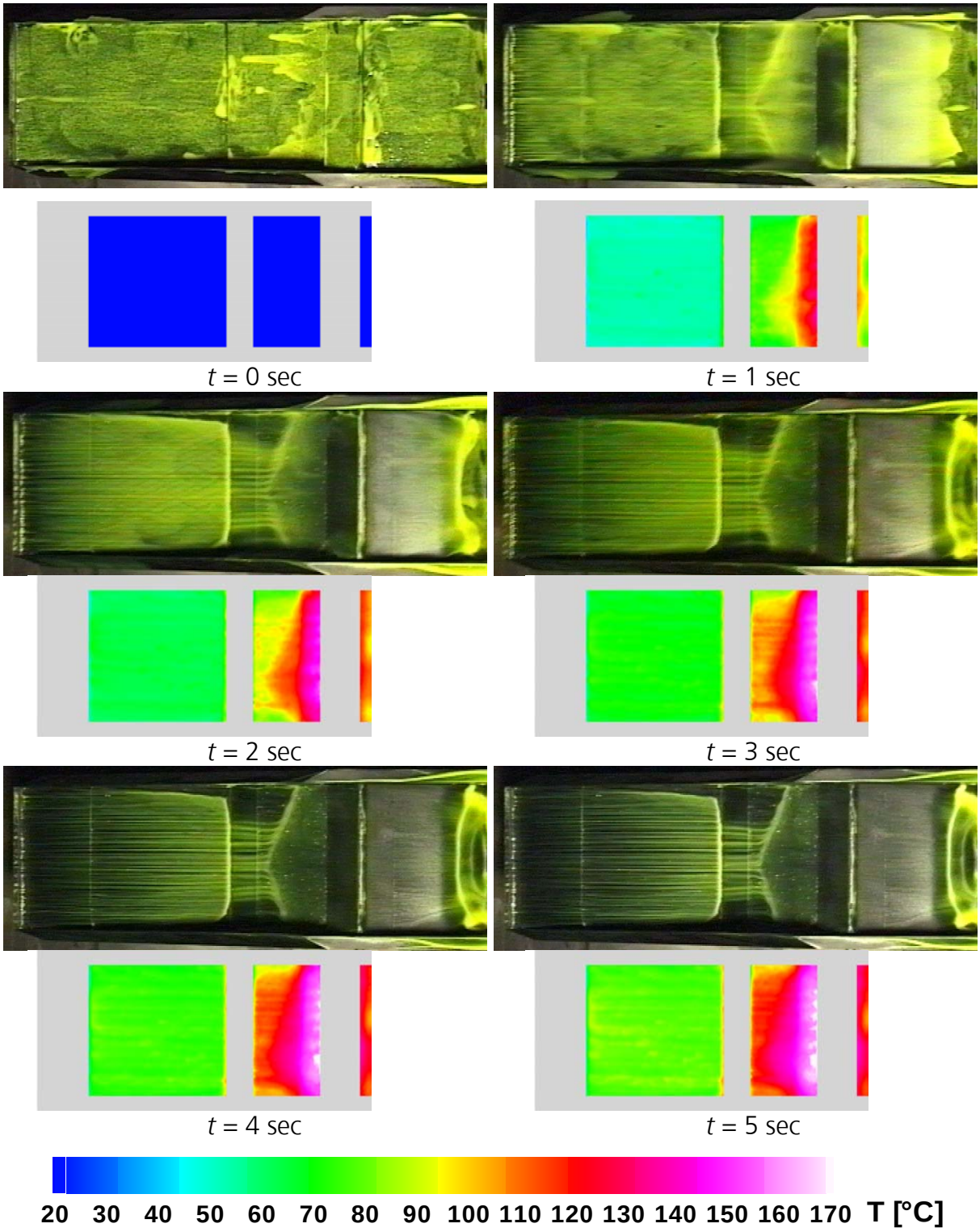


Bild 58. **Zeitliche Entwicklung bis 5 Sekunden von Öl- und IR-Bild bei turbulenter Grenzschicht (*Ma* = 6, $Re_E = 18 \cdot 10^6\ m^{-1}$, getriggert).**

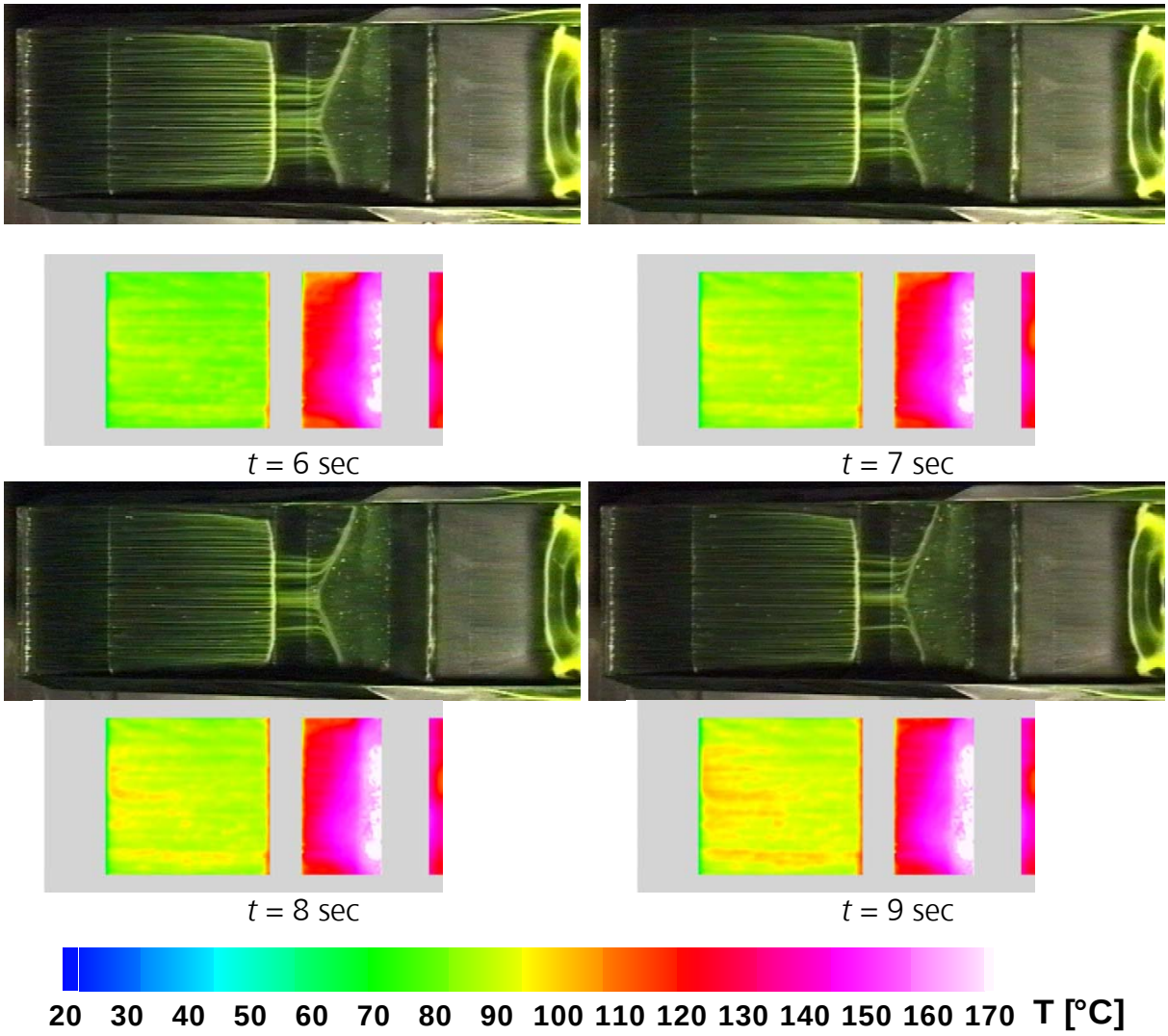


Bild 59. **Zeitliche Entwicklung 6 bis 9 Sekunden von Öl- und IR-Bild bei turbulenter Grenzschicht (Ma = 6, Re_E = 18 · 10^6 m^{-1}, getriggert).**