

Carsten D. Herrmann

Experimentelle Untersuchung der Innenverdichtung  
eines Hyperschalltriebwerkeinlaufs mit  
Überschalldurchströmung



Cuvillier Verlag Göttingen



# Experimentelle Untersuchung der Innenverdichtung eines Hyperschalltriebwerkeinlaufs mit Überschalldurchströmung

Von der Fakultät für Maschinenwesen der  
Rheinisch–Westfälischen Technischen Hochschule Aachen  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften  
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom–Ingenieur Carsten Diedrich Herrmann

aus Nordenham

Berichter: Universitätsprofessor Dr.–Ing. W. W. Koschel  
Universitätsprofessor Dr.–Ing. H. Olivier

Tag der mündlichen Prüfung: 16.06.2006

D 82 (Diss. RWTH Aachen)

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek online verfügbar.

### **Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek**

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2007

Zugl.: (TH) Aachen, Univ., Diss., 2006

978-3-86727-131-8

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2007

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

[www.cuvillier.de](http://www.cuvillier.de)

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2007

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86727-131-8

# Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehr- und Forschungsgebiet „Betriebsverhalten der Strahlantriebe“ des Instituts für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen.

Bedanken möchte ich mich bei allen, die zur Fertigstellung dieser Arbeit direkt oder indirekt beigetragen haben.

Besonderer Dank gilt Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. W. Koschel für die Bereitstellung der wissenschaftlichen Rahmenbedingungen sowie für die Übernahme des Referats. Bei Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. H. Olivier möchte ich mich für die Übernahme des zweiten Gutachtens bedanken.

Frau Dr.-Ing. B. Reinartz danke ich für die fachlichen Diskussionen. Mit ihrer Hilfe konnte einiges Licht in die „dunklen“ Bereiche der Experimente gebracht werden.

Für die hervorragende Arbeitsatmosphäre möchte ich mich bei meinen Kollegen Frau Dipl.-Ing. C. Huhn, Herrn Dipl.-Ing. U. Weppeler und Herrn Dr.-Ing. T. Haarmann bedanken. Ebenfalls danke ich Herrn Dr.-Ing. M. Derrar für seine unermüdlichen Versuche die Grenzen des physikalisch Machbaren zu ergründen.

Keinesfalls unerwähnt bleiben sollen Herr Dipl.-Ing. S. Steinhusen und Herr Dipl.-Ing. J. Lachmann, die mit ihrer Kreativität und ihrem beständigen Einsatz maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Abschließend noch ein besonderer Dank an meine Eltern und meine Lebensgefährtin Frau Marion Heitmann für die unermüdliche Hilfe während der gesamten Arbeit und speziell bei der Korrektur der vorliegenden Dissertation.

Weingarten, im Dezember 2006

Carsten Herrmann



# Inhaltsverzeichnis

Bezeichnungen	iii
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Staustahltriebwerke</b>	<b>4</b>
2.1 Stand der Technik . . . . .	4
2.2 Strömungsphänomene . . . . .	8
2.2.1 Grenzschichtablösung und Stoßreflektion . . . . .	8
2.2.2 Expansion an einer konvexen Eckenströmung . . . . .	9
2.2.3 Schräger Verdichtungsstoß an einer konkaven Eckenströmung	10
2.2.4 Druckrückgewinn innerhalb von Isolatoren mit konstantem Querschnitt . . . . .	11
<b>3 Versuchseinrichtungen</b>	<b>14</b>
3.1 Charakterisierung der Einlaufströmung . . . . .	15
3.2 Prüfstand . . . . .	16
3.2.1 Luftversorgung . . . . .	16
3.2.2 Aufbau des Prüfstands . . . . .	17
3.3 Modell . . . . .	19
3.3.1 Auslegung der Isolatorlänge . . . . .	22
3.3.2 Umsetzung der Modellauslegung . . . . .	24
3.3.3 Einhaltung der Ähnlichkeitsparameter . . . . .	28
3.4 Messtechnik . . . . .	31
3.4.1 Druck- und Temperaturmessung . . . . .	31

3.5	Strömungsvisualisierung . . . . .	32
3.5.1	Schlierenverfahren . . . . .	33
3.5.2	Integration der Schlierenoptik . . . . .	35
3.5.3	Bildaufnahmen . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>40</b>
4.1	Die ungedrosselte Isolatorströmung . . . . .	41
4.1.1	Strömungsaufnahmen bei $M_\infty = 2,5$ . . . . .	41
4.1.2	Wanddruckmessungen bei $M_\infty = 2,5$ . . . . .	43
4.1.3	Anströmmachzahl $M_\infty = 3,0$ . . . . .	45
4.1.4	Vergleich der ungedrosselten Isolatorströmung bei unterschiedlichen Anströmmachzahlen . . . . .	49
4.2	Die gedrosselte Isolatorströmung . . . . .	49
4.2.1	Anströmmachzahl $M_\infty = 2,5$ . . . . .	50
4.2.2	Variation des Drosselungsgrades ( $M_\infty = 2,5$ ) . . . . .	51
4.2.3	Anströmmachzahl $M_\infty = 3,0$ . . . . .	61
4.3	Geometrieinflüsse . . . . .	66
4.3.1	Die ungedrosselte Einlaufströmung . . . . .	66
4.3.2	Die gedrosselte Isolatorströmung . . . . .	74
4.4	Maximaler Druckaufbau . . . . .	92
4.5	Vergleich der Teilprojekte . . . . .	96
4.6	Numerische Ergebnisse . . . . .	98
4.6.1	Die ungedrosselte Isolatorströmung ( $M_\infty = 2,5$ ) . . . . .	98
4.6.2	Die ungedrosselte Isolatorströmung ( $M_\infty = 3,0$ ) . . . . .	100
4.6.3	Die gedrosselte Isolatorströmung . . . . .	102
4.6.4	Nachrechnung des Auslegungskennfeldes . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>108</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>112</b>



# Bezeichnungen

## Symbole

$a$	Schallgeschwindigkeit
$a, b$	Ausdehnung Lichtstrahl
$A$	Fläche
$B$	Modellbreite
$C$	Konstante
$D$	Durchmesser
$f$	Brennweite
$H$	Einlaufhöhe
$h$	Isolatorhöhe
$I$	Impuls
$l$	Isolatorlänge
$l_{red}$	reduzierte Isolatorlänge
$\dot{m}$	Massenstrom
$MFR$	Mass Flow Ratio (Massenstromverhältnis)
$n$	Brechungsindex
$p$	Druck
$P$	Leistung
$R$	Gaskonstante
$R$	elektr. Widerstand
$R_d$	Radius
$S$	Maximale Spaltbreite der Schlierenblende
$T$	Temperatur
$u$	Spannung
$v$	Geschwindigkeit
$\dot{V}$	Volumenstrom
$x, y$	kartesische Koordinaten
$\alpha$	Anströmwinkel des Modells
$\alpha$	Steigung einer Machschen-Linie
$\beta$	Keilwinkel
$\delta$	Grenzschichtdicke
$\delta_0$	1. Rampenwinkel Basismodell
$\delta_1$	1. Rampenwinkel

$\delta_2$	1. Lippenwinkel
$\delta_3$	Divergenzwinkel des Isolators
$\delta_4$	Öffnungswinkel Abströmung
$\Delta$	Drosselungsgrad
$\epsilon$	Strahlableitungswinkel
$\eta$	Viskosität
$\kappa$	Isentropenexponent
$\mu$	Durchsatzkoeffizient
$\pi$	Druckverhältnis
$\rho$	Dichte
$\sigma$	Stoßwinkel
$\theta$	Impulsverlustdicke der Grenz- schicht

## Indizes

0	Bezugspunkt
$A$	Austritt
$char$	charakteristisch
$e$	Position: Isolatoraustritt
$E$	Eintritt
$E2$	Ejektor 2
$ex$	experimentell
$Flug$	Anströmbedingungen (ELAC)
$L$	Luft
$L$	Lippe
$i$	Position: Isolatoreintritt
$num$	numerisch
$ref$	Referenz
$R$	Rampe
$s$	statisch
$sp$	spezifisch
$t$	total
$u$	Umgebung
$x$	in x-Richtung

$y$  in  $y$ -Richtung  
 $\infty$  Anströmbedingungen (Düse)

### **Kennzahlen**

$M$  Machzahl  
 $Re$  Reynoldszahl

### **Abkürzungen**

A/D analog/digital  
DASA Daimler Chrysler Aerospace AG (heute EADS Space Transportation)  
DFG Deutsche Forschungsgemeinschaft  
DLR Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
ELAC Elliptical Aerodynamic Configuration  
(Unterstufe des Raumtransportersystems)  
EOS ELAC Orbital Stage  
(Oberstufe des Raumtransportersystems)  
RWTH Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule  
SFB Sonderforschungsbereich  
TL Turbinen-Luftstrahl  
TsAGI Zentrales Aerodynamisches Institut (Russland)

# Kapitel 1

## Einleitung

Der zunehmende Bedarf an orbitaler Transportkapazität weckt das Interesse an kostengünstigen Transportsystemen. Eine Möglichkeit der Kostenreduzierung bietet sich hierbei besonders durch die Nutzung von wiederverwendbaren Komponenten. Der von der DFG geförderte Sonderforschungsbereich 253 „Grundlagen des Entwurfs von Raumflugzeugen“ befasste sich in diesem Zusammenhang mit einem aus Trägerflugzeug (ELAC) und Raumtransporter (EOS) bestehenden Konzept (Abb. 1.1). Neben der Wiederverwendbarkeit des kompletten Systems bietet dieses Konzept den Vorteil, dass die Unterstufe von luftatmenden Triebwerken angetrieben werden kann. Hieraus ergibt sich eine deutliche Reduzierung der benötigten Treibstoffmasse, da der für die Verbrennung gebrauchte Oxidator aus der Luft entnommen werden kann. Ziele des Forschungsvorhabens sind insbesondere die Erstellung von Auslegungskriterien für Raumtransportsysteme und die Bereitstellung von numerischen Werkzeugen zur Berechnung der an einem solchen System auftretenden Strömungen. Ein besonderer Schwerpunkt liegt hierbei auf der Untersuchung der luftatmenden Hyperschalltriebwerke der Unterstufe.

Infolge der für eine Mission erforderlichen hohen Flugmachzahlen sind herkömmliche

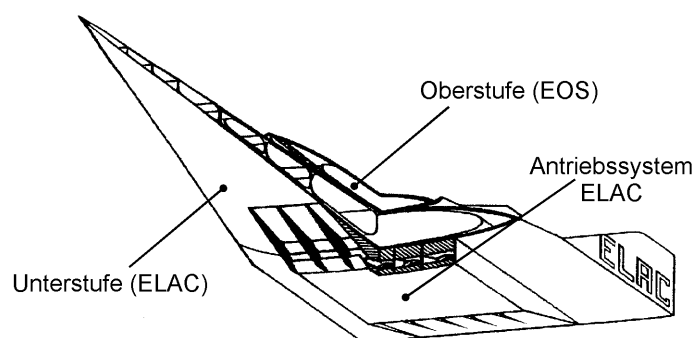


Abbildung 1.1: Raumtransportsystems ELAC & EOS

Turbinen–Luftstrahl–Triebwerke (TL) mit und ohne Nachverbrennung als Antriebe nicht mehr geeignet. Für den benötigten Geschwindigkeitsbereich ( $M_{Flug} \geq 3$ ) bieten sich Staustrahltriebwerke an, die ab einer Flugmachzahl von  $M_{Flug} \approx 6$  mit Überschallverbrennung betrieben werden.

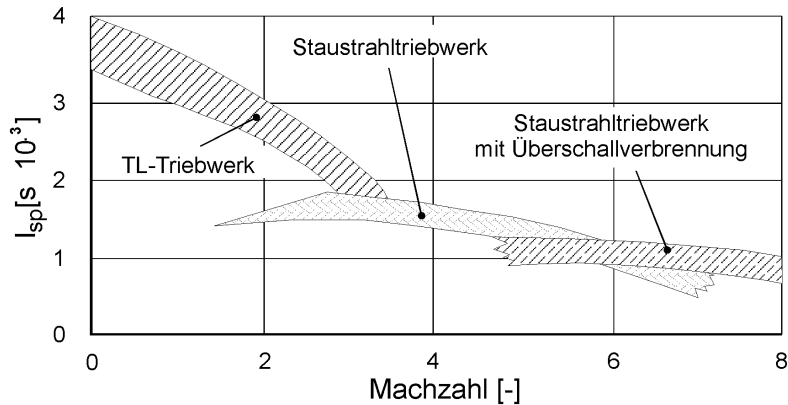


Abbildung 1.2: Spezifischer Impuls luftatmender Triebwerke

Die Kompression der für den Triebwerksprozess benötigten Luft erfolgt über ein System von Verdichtungsstößen und Kompressionsgebieten, das durch die Geometrie des Triebwerkseinlaufs definiert wird. Bei einer Auslegung des Triebwerks für Überschallverbrennung schließt sich an den Einlauf noch ein Isolator an. Innerhalb des Isolators wird die in das Triebwerk eintretende Strömung auf moderate Überschallgeschwindigkeiten verzögert und der statische Druck auf den für den Betrieb nötigen Wert erhöht. Zusätzlich schützt der Isolator die Strömung des Einlaufs vor Druckschwankungen, die sich von den nachfolgenden Komponenten – wie Brennkammer und Schubdüse – stromaufwärts ausbreiten und den stabilen Betrieb des Einlaufdiffusors beeinflussen können.

Das für die experimentelle Untersuchung der Einlaufkontur eingerichtete Teilprojekt des SFB 253 gliederte sich in die aufeinander aufbauenden Arbeitsabschnitte „Außenverdichtung“, „Übergang von der Außen- in die Innenverdichtung“ sowie „Innenverdichtung und Isolatorströmung“. Die experimentellen Untersuchungen erfolgten am Überschallprüfstand des Lehr- und Forschungsgebietes „Betriebsverhalten der Strahlantriebe“ der RWTH–Aachen. Für die Aufzeichnung der Strömungsfelder stehen hier sowohl eine konventionelle Druck- und Temperaturmesstechnik als auch eine Farbschlierenoptik zur Verfügung.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse entstanden in der abschließenden Phase des Teilprojekts. Der Schwerpunkt dieser Phase lag in der experimentellen Untersuchung des Einflusses der Isolatorgeometrie auf das Betriebsverhalten des Einlaufs. Hierbei interessierte besonders, inwieweit sich die aus der Literatur bekannten Auslegungsformeln für Isolatoren mit einheitlicher Anströmung auf Isolatoren mit ausgeprägt inhomogener Anströmung anwenden lassen bzw. inwieweit diese verbessert werden müssen. Für die Arbeiten wurde auf Basis der Ergebnisse der vorange-

gangenen Untersuchungen ein Einlauf–Isolator–Modell ausgelegt, das eine Variation der Isolatorlänge und des Isolatoröffnungswinkels ermöglicht. Die verschiedenen Modellkonfigurationen wurden in dem Überschallprüfstand mit zwei unterschiedlichen Anströmmachzahlen vermessen. Für die Simulation verschiedener Betriebspunkte konnte während des Versuchs der auf das Einlaufmodell wirkende Gegendruck variiert werden. Die sich in dem Modell einstellende Strömung sowie das Verhalten des Einlaufs bei unterschiedlichen Betriebspunkten wird vorgestellt und ausführlich diskutiert. Für eine genauere Analyse der Strömungsvorgänge wurden die aus den Messungen gewonnenen Ergebnisse in einem parallel durchgeführten Teilprojekt für die Berechnung von Isolatorströmungen genutzt. Die aus dieser Zusammenarbeit hervorgegangenen zusätzlichen Erkenntnisse werden ebenfalls vorgestellt.

# Kapitel 2

## Staustrahltriebwerke

### 2.1 Stand der Technik

Bei Fluggeschwindigkeiten über 2 bis 3-facher Schallgeschwindigkeit können herkömmliche TL-Triebwerke nicht mehr eingesetzt werden. Der vom Verdichter erzielte Gesamtdruckgewinn wird bei diesen Geschwindigkeiten zunehmend geringer [1, 2]. Im Gegenzug steigt der Anteil der kinetischen Energie am Gesamtdruckanstieg deutlich an. Bei einer entsprechenden Geometrie des Einlaufs reicht diese Kompression, die durch die Eigengeschwindigkeit des Fluggerätes erzeugt wird, für den Betrieb des Triebwerks aus. Bei Flugmachzahlen von  $M_{Flug} < 6$  kann die anströmende Luft hierfür bis zum Eintritt in das Triebwerk in den Unterschall verzögert werden.

Es bestand jedoch schon sehr früh ein Interesse an luftatmenden Antrieben für noch höhere Flugmachzahlen [3, 4]. Der Einsatzbereich von Staustrahltriebwerken mit Unterschallverbrennung ist hierbei aber durch die mit stark ansteigenden Verlusten verbundene Verzögerung in den Unterschall begrenzt. Ab einer Geschwindigkeit von  $M_{Flug} \approx 6$  wird deshalb versucht, die Strömung während des gesamten Triebwerksprozesses im Überschall zu belassen und somit den Verbrennungsprozess im Überschall durchzuführen. Prinzipielle Aufbauten von Staustrahltriebwerken mit Unterschall- (Ramjet) und Überschallverbrennung (Supersonic-Combustion-Ramjet, Scramjet) sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

Die angegebenen Ebenenbezeichnungen sind in Anlehnung der bei TL-Triebwerken üblichen Definition gewählt worden[5]:

- 0 ungestörte Strömung vor dem Triebwerk
- 1 Triebwerkseintritt
- 2 Einlaufende, Isolatoreintritt
- 3 Brennkammereintritt
- 5 Brennkammeraustritt
- 7 Schubdüsen Eintritt
- 8 Düsenhals
- 9 Austritt Schubdüse

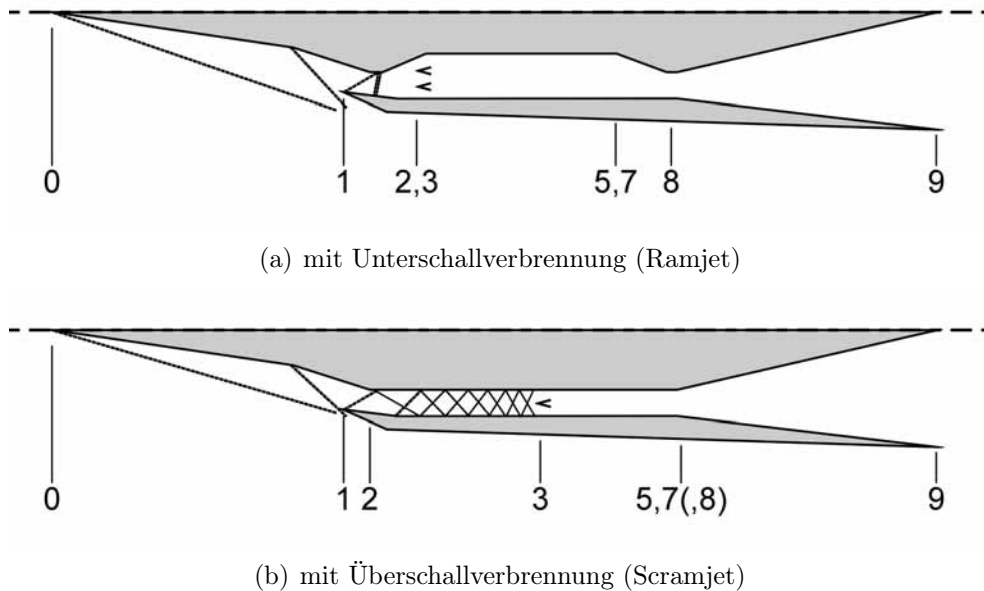


Abbildung 2.1: Staustrahltriebwerke

Der markanteste Unterschied der beiden Triebwerksbauformen besteht in dem Bereich, der sich an den Einlauf anschließt. Bei einem „Ramjet“ wird die Strömung im Anschluss an den Einlauf durch einen senkrechten Stoß in den Unterschall verzögert. Hieran schließt sich eine Querschnittserweiterung an, in der es zu einer weiteren Abnahme der Machzahl kommt. Nach der Kraftstoffzufuhr und Verbrennung wird die Strömung in der konvergent-divergenten Schubdüse wieder auf Überschallgeschwindigkeit beschleunigt.

Bei einem „Scramjet“ verbleibt die Strömung innerhalb des gesamten Triebwerksprozesses im Überschall. Die Strömung wird hierbei ebenfalls im Einlaufdiffusor und im anschließenden Isolator auf niedrige Überschallgeschwindigkeiten verzögert. Die Verbrennung erfolgt bei mäßigen Überschallmachzahlen ( $M_3 \approx 2,5 - 3,5$ ). Aufgrund der Wärmezufuhr kommt es in der Brennkammer zu einer Abnahme der Machzahl, die gegebenenfalls durch eine Querschnittsanpassung ausgeglichen werden muss. Die Strömung befindet sich bei dem Eintritt in die Schubdüse noch im Überschall, so dass für eine Beschleunigung keine konvergente Geometrie erforderlich ist.

Um mit einem Staustrahltriebwerk einen weiten Machzahlbereich abdecken zu können, bestehen Bemühungen, mit einem Triebwerkskanal sowohl die Unter- als auch die Überschallverbrennung zu realisieren (Dual-Mode-Scramjet). Hieraus ergeben sich für Einlauf und Schubdüse unterschiedliche Anforderungen.

In der Schubdüse muss im Unterschallbetrieb eine Beschleunigung der Strömung auf Schallgeschwindigkeit erfolgen. Dieses würde im Überschallbetrieb zu einem

Blockieren des Einlaufs führen. Um beide Betriebsbereiche zu ermöglichen, muss entweder die Düsengeometrie angepasst werden (verstellbare Geometrie) oder eine Beschleunigung der Strömung durch starke Wärmezufuhr erfolgen (thermisches Blockieren). Untersuchungen hierzu werden von Bouchez et al. im Rahmen eines französisch-russischen Forschungsvorhabens in [6, 7] vorgestellt.

Die Möglichkeit, eine Anpassung an die unterschiedlichen Betriebszustände eines Dual-Mode-Scramjets mittels einer verstellbaren Geometrie im vorderen Triebwerksbereich zu erreichen, wurde von Falempin et al. untersucht [8].

Für den Druckaufbau innerhalb des Triebwerks wird zwischen Einlauf und Brennkammer noch ein Bereich mit nahezu konstantem Querschnitt integriert. Diese als Isolator bezeichnete Triebwerkskomponente hat in Abhängigkeit von der Flugmachzahl die folgenden Aufgaben:

- Verzögerung der Strömung in den Unterschall im „Ramjet“ Betrieb.
- Schutz (Isolierung) der Einlaufströmung vor Druckschwankungen in den nachgelagerten Komponenten, die sich bei Überschallströmungen innerhalb der Grenzschicht stromauf ausbreiten können („Ramjet“ und „Scramjet“-Betrieb) [9].
- Verzögerung der Strömung auf moderate Überschallgeschwindigkeiten vor der Brennkammer bei gleichzeitigem Aufbau des statischen Druckes („Scramjet“-Betrieb).
- Erweiterung des Betriebsbereichs des Triebwerks durch die Vergrößerung des Drosselungsbereiches, die eine Erhöhung des Brennkammerdruckes ermöglicht und
- Ausbildung einer möglichst homogenen Strömung am Brennkammereintritt [10].

Die Strömung im Isolatorbereich des Triebwerks ist hierbei durch

- die inhomogene Anströmung infolge der Umlenkung am Einlaufdiffusoraustritt,
- den von dem Einlauf ausgehenden und im Isolator reflektierten Stößen,
- Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen und
- die stromaufwärtige Aufdickung der Grenzschichten aufgrund des von der Brennkammer ausgehenden Gegendrucks

geprägt.



Auf die Auswirkung der einzelnen auftretenden Strömungsphänomene wird im nächsten Abschnitt eingegangen. Die Grundlagenuntersuchungen, die zur Erklärung dieser Phänomene dienten, konzentrierten sich dabei jeweils nur auf einen einzelnen Teilbereich ohne die Geometrie einer realen Ausführung zu berücksichtigen. So wurden beispielsweise bei der Untersuchung des Druckaufbaus in Rohrströmungen (Isolatorströmungen) die Versuche mit einer homogenen Anströmung durchgeführt.

In den von Van Wie und Ault [11] vorgestellten experimentellen und numerischen Ergebnissen werden jedoch Geometrieparameter als dominierende Einflussgrößen für den Einlaufbetrieb genannt. Die Untersuchungen ergaben, dass die Stumpfheit der Rampenschneide und die Position der Lippe einen markanten Einfluss auf die Einlaufströmung haben. Die weiterhin variierten Parameter, wie Reynoldszahl, Wandtemperatur und Stumpfheit der Lippenschneide zeigten jedoch nur einen vergleichsweise geringen Einfluss.

In den letzten Jahren wurden verschiedene Experimente durchgeführt, die eine Untersuchung der Isolatorströmung als Bestandteil eines kompletten Triebwerkbaus beinhalteten [12, 13, 14, 15]. Da das Ziel dieser Projekte jedoch die Erstellung eines „Scramjet“-Demonstrators war, wurden hier keine weiteren Parameterstudien durchgeführt.

Forschungsvorhaben, die momentan in den Vereinigten Staaten für die nahe Zukunft projektiert werden, beinhalten Untersuchungen von Isolator-Brennkammer-Interaktionen im Rahmen einer „Dual-Mode-Scramjet“ Studie [16].

Eine Versuchsreihe, die speziell die Einlauf-Isolator-Interaktion zum Thema hatte, wurde 1995 von Emami et al. vorgestellt [17]. Die an einem Einlauf-Isolator-Modell bei 4-facher Schallgeschwindigkeit durchgeführten Experimente beschäftigten sich mit der Auswirkung verschiedener Parameter wie Grenzschichtdicke, Lippenposition und Isolatorgeometrie auf den Druckrückgewinn innerhalb des Isolators. Die Auswertung der Versuche erfolgte anhand einer Vielzahl von Druckmessungen. Durch die fehlende optische Zugänglichkeit des verwendeten Modells konnten jedoch stellenweise nur Vermutungen über die sich tatsächlich einstellenden Strömungsformen angestellt werden.

Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Ergebnisse bilden eine gute Hilfe, die sich innerhalb eines Einlaufs mit gemischter Verdichtung einstellenden Strömungsformen zu verstehen. Dies wird einerseits durch die untersuchte inhomogene Isolatorströmung einer Einlauf-Isolator-Kombination, andererseits durch die sehr effektive Beobachtung der Strömung mittels der eingesetzten Farbschlierenoptik ermöglicht.

## 2.2 Strömungsphänomene innerhalb eines Isolators

### 2.2.1 Grenzschichtablösung und Stoßreflektion

Bei dem Auftreffen eines Verdichtungsstoßes auf eine Wand kann es, je nach Stärke des einfallenden Stoßes, zu verschiedenen Interaktionen mit der Grenzschicht kommen [18].

Trifft ein schwacher Stoß auf die Grenzschicht, wie es in Abbildung 2.2 skizziert ist, wird dieser Stoß infolge der abnehmenden lokalen Machzahl innerhalb der Grenzschicht in Richtung Wand abgelenkt. Gleichzeitig schwächt sich die Stoßintensität ab, bis sie bei dem Erreichen der  $M = 1$ -Fläche auf ein Minimum gesunken ist. Aufgrund des Druckaufbaus über dem Stoß kommt es in der wandnahen Unterschallgrenzschicht zu einer Druckerhöhung, die sich hier auch stromaufwärts ausbreiten kann. Wegen des höheren Druckes beobachtet man auch stromauf des Stoßeinfalls eine Verdickung der Grenzschicht. An dieser Verdickung bildet sich im Überschallteil der Grenzschicht ein Kompressionsgebiet aus, das schnell zu dem eigentlich reflektierten Stoß fokussiert. Beim Durchdringen der Grenzschicht erzeugt dieses Kompressionsgebiet Sekundärwellen, die wiederum an der  $M = 1$ -Fläche als Expansionswellen reflektiert werden. Nach dem Austritt aus der Grenzschicht trifft das Expansionsgebiet auf den reflektierten Stoß und neigt diesen in Richtung Wand.

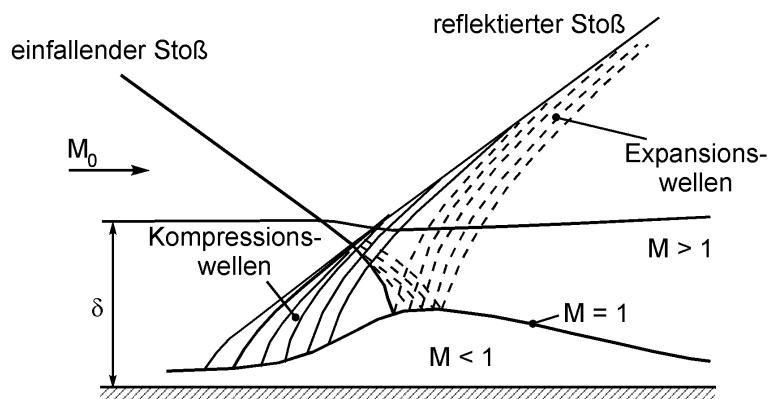


Abbildung 2.2: Interaktion zwischen Grenzschicht und einfallendem Stoß ohne Grenzschichtablösung [18]

Bei sehr schwachen Stößen kann das stromauf des Stoßes liegende Strömungsgebiet sehr klein sein. Die beschriebenen Strömungsphänomene können dann in der Grenzschicht verbleiben. In diesem Fall wird der einfallende Stoß außerhalb der Grenzschicht mit einem dem Einfallswinkel entsprechenden Ausfallswinkel reflektiert. Die in diesem Fall erreichten Druckanstiege entsprechen recht genau den Ergebnissen, die mit den Schrägstoßbeziehungen der Gasdynamik errechnet werden können.

Beim Auftreffen von stärkeren Verdichtungsstößen auf eine Wand kann es zu einer Ablösung der Grenzschicht kommen. Dieser Fall ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

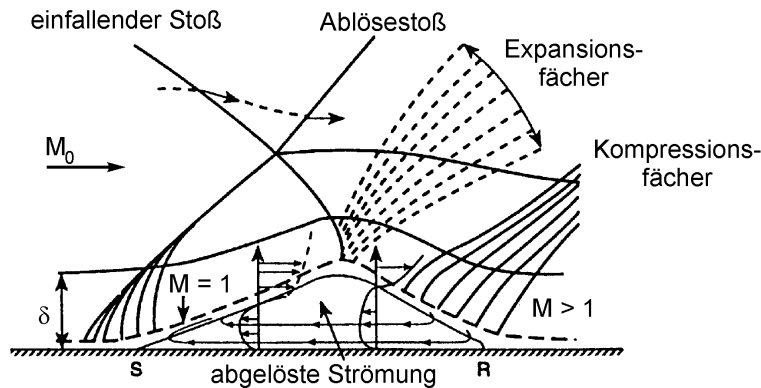


Abbildung 2.3: Interaktion zwischen Grenzschicht und einfallendem Stoß mit Grenzschichtablösung [18]

Bei einer abgelösten Grenzschicht befindet sich der Ablösepunkt (S) deutlich stromauf des eigentlichen Auftreffpunktes des einfallenden Stoßes. Der hiermit verbundene starke Druckanstieg erzeugt im Überschallteil der Grenzschicht ein Kompressionsgebiet, welches sich schnell zu einem Verdichtungsstoß (Ablösestoß) bündelt, der wiederum den einfallenden Stoß kreuzt.

Der einfallende Stoß wird bei dem Durchdringen des Ablösestoßes schon vor dem Erreichen der Grenzschicht in Richtung Wand abgelenkt. Innerhalb der Grenzschicht wächst der Stoßwinkel mit abnehmender lokaler Machzahl bis der Stoß auf der  $M = 1$ -Fläche endet. Im Überschallteil der Grenzschicht wird der einfallende Stoß als Expansionsgebiet reflektiert, das für eine starke Umlenkung der Strömung in Richtung der Wand sorgt. Bis zu dem Wiederanlegepunkt (R) erfolgt eine entgegengesetzte Umlenkung der Strömung in wandparallele Richtung. Die hiermit verbundene Kompression fokussiert außerhalb der Grenzschicht zu einem Wiederanlegestoß.

### 2.2.2 Expansion an einer konvexen Eckenströmung

Bei der Umströmung einer konvexen Ecke kommt es im Fall der Überschallströmung zu einer Beschleunigung des strömenden Gases. Die Expansion erfolgt dabei innerhalb eines definierten Gebietes, das durch die jeweiligen Mach'schen Linien am Beginn und am Ende der Umströmung eingegrenzt ist. Die Mach'schen Linien können hierbei als Geraden verstanden werden, auf denen sich eine Störungs- oder Geometrieminformation innerhalb der Strömung ausbreiten kann. Die Steigung der Linien lässt sich aus der lokalen Strömungsgeschwindigkeit und Schallgeschwindigkeit berechnen [19]:

$$\sin \alpha = \frac{a \cdot t}{v \cdot t} = \frac{1}{M} \quad (2.1)$$

In Abbildung 2.4(a) ist eine solche Eckenumströmung, wie sie sich bei einer reibungsfreien Strömung ergeben würde, mit den dazugehörigen Mach'schen Linien dargestellt.

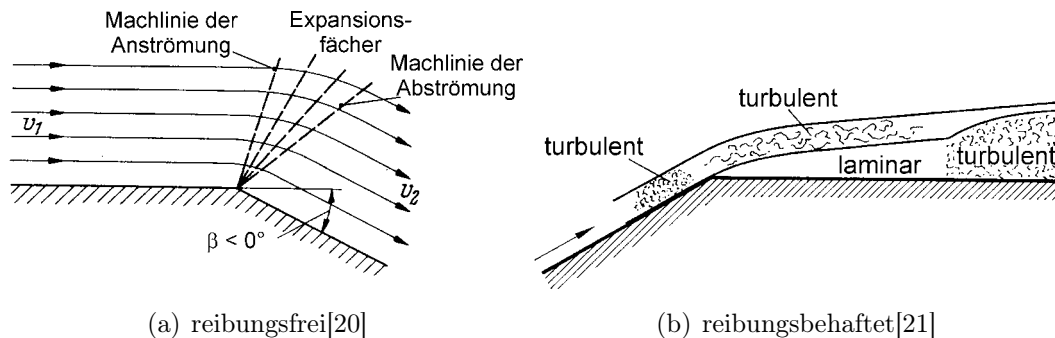


Abbildung 2.4: Expandierende Überschallströmung an einer konvexen Umlenkung

In einer realen, reibungsbehafteten Strömung bildet sich in Wandnähe eine Grenzschicht aus. Bei der Eckenumströmung einer turbulenten Grenzschicht kann es aufgrund der starken Beschleunigung und dem damit verbundenen statischen Druckabfall zu einer Relaminarisierung der Grenzschicht kommen (Abb. 2.4(b)).

Bei dem Auftreffen eines Expansionsgebietes auf eine Wand wird dieses Gebiet analog zu anderen Strömungserscheinungen reflektiert.

### 2.2.3 Schräger Verdichtungsstoß an einer konkaven Eckenumströmung

Unter einem schrägen Verdichtungsstoß wird eine unstetige Änderung der Strömungsgrößen im Überschall verstanden. Er entsteht, wenn eine Überschallströmung gezwungen ist, einer Richtungsänderung, wie sie beispielsweise durch eine konkave Ecke vorgegeben wird, zu folgen. Nach der beschriebenen Theorie der Mach'schen Linien, die die Ausbreitung einer Störungsinformation innerhalb einer Überschallströmung wiedergibt, würde es bei einer konkaven Eckenumströmung zu einer Überschneidung der Linien von An- und Abströmung kommen. Dieses entspricht einer Rückströmung der Luft zwischen den beiden Mach'schen Linien. Unter der Annahme einer idealen, reibungsfreien Strömung ist dieser Fall in Abb. 2.5(a) dargestellt[20]. Da dieses physikalisch nicht möglich ist, bildet sich stattdessen ein schräger Verdichtungsstoß aus, bei dessen Durchströmung es zu einem spontanen Umschlagen der Strömungsgrößen kommt. Während die statischen Werte des Drucks, der Dichte und der Temperatur ansteigen, kommt es bei dem Totaldruck zu einem Abfall. Der Be-

trag der Änderungen hängt von der Stoßintensität ab, die sich aus der anströmenden Machzahl und dem Winkel der Stoßfront errechnen lässt.

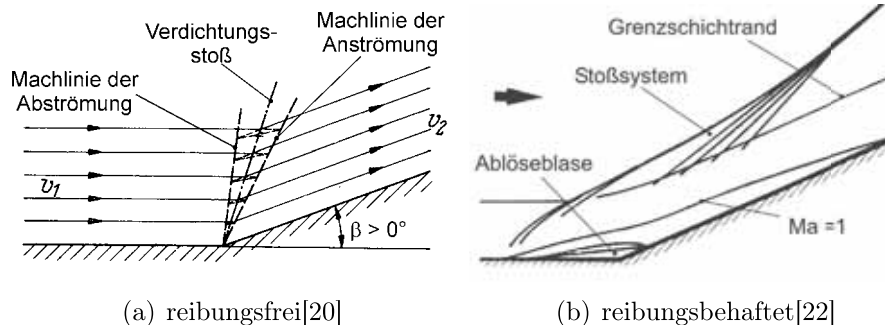


Abbildung 2.5: Umlenkung einer Überschallströmung an einer konkaven Ecke

Bei einer reibungsbehafteten Strömung kann sich durch den Druckanstieg über dem Verdichtungsstoß eine Ablöseblase ausbilden (Abb. 2.5(b)). Diese Blase verschiebt den Startpunkt des Verdichtungsstoßes stromauf. Das sich, bedingt durch die Ablösung und Umlenkung, ergebende Stoßsystem fokussiert sich außerhalb der Grenzschicht zu einem schrägen Verdichtungsstoß.

#### 2.2.4 Druckrückgewinn innerhalb von Isolatoren mit konstantem Querschnitt

Für den Anstieg des statischen Drucks innerhalb des Isolators existieren nach den von Waltrup und Billig vorgestellten Untersuchungen zwei verschiedene Kompressionsvorgänge [23]. In Abhängigkeit von der Isolatoreintrittsmachzahl stellt sich dabei ein von geraden (normal shock train) oder schrägen Verdichtungsstößen (oblique shock train) beherrschtes Strömungsgebiet ein. Bei der Durchströmung dieses Gebiets erhöht sich der statische Druck der Strömung auf den von den nachfolgenden Triebwerkskomponenten vorgegebenen Wert. Die maximal innerhalb des Isolators erreichbare Erhöhung des statischen Drucks entspricht hierbei dem Wert, der durch einen einzigen senkrechten Verdichtungsstoß erreicht werden kann. Übersteigt der Gegendruck diesen Wert, kommt es zu einem kompletten Zusammenbruch der Überschallströmung innerhalb des Isolators bzw. Einlaufs. Um den vorgegebenen Druck zu erreichen, bildet sich in diesem Fall ein mit großen Verlusten behafteter, senkrechter Verdichtungsstoß im Außenverdichtungsgebiet des Triebwerks aus. Dieser Zustand wird auch als Blockieren des Einlaufs bezeichnet.

Wenn die Einströmung in den Isolator mit geringen Machzahlen erfolgt, bildet sich ein Geradstoß-„Shock-Train“ aus. Dieser beginnt mit einem in Wandnähe aufgebaulenen, senkrechten Stoß an der durch den Gegendruck verdickten Grenzschicht. Die sich weiter verdickende Grenzschicht bewirkt eine Verengung des für die Strömung zur Verfügung stehenden Kanals. Hieraus ergibt sich eine erneute Beschleunigung

der Strömung, die wieder durch einen senkrechten Verdichtungsstoß abgeschlossen wird. Diese Kombination aus Beschleunigung und senkrechtem Stoß wiederholt sich solange, bis der vorgegebene Enddruck erreicht ist. Wie man aus der Skizze des Wanddruckverlaufs in Abbildung 2.6(a) entnehmen kann, kommt es bei der Durchströmung des ersten senkrechten Verdichtungsstoßes zu einem großen Drucksprung. Die nachfolgenden Stoßkonstellationen haben nur noch einen geringen Anteil an dem gesamten statischen Druckgewinn des Isolators. Aufgrund der im hinteren Bereich des Isolators deutlich angewachsenen Grenzschichtdicke kommt es zu einem Verwischen der einzelnen stoßbedingten Druckerhöhungen, so dass die Wanddruckmessungen einen kontinuierlichen Druckanstieg zeigen.

Die genauen Strömungsvorgänge, die sich innerhalb eines Geradstoß-, „Shock Trains“ einstellen, wurden von Carroll und Dutton untersucht und dokumentiert [24, 25, 26]. Von Arai et al. 1996 veröffentlichte Ergebnisse befassen sich eingehend mit der Grenzschichtentwicklung in einem Geradstoß-, „Shock Train“ [27]. Der Einfluss der Grenzschichtablösungen innerhalb des Isolators auf die Strömung der Brennkammer wird von Pratt und Heiser in [10] analysiert.

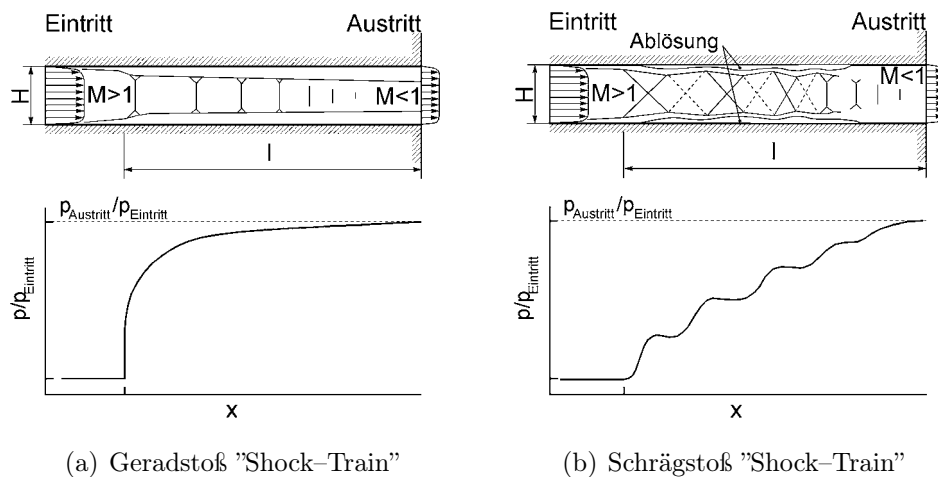


Abbildung 2.6: Kompressionsmechanismen innerhalb des Isolators [28]

Nach den vorgestellten Untersuchungen kann sich ein Geradstoß-, „Shock Train“ bis zu einer Einströmmachzahl im Bereich von  $M = 2,5$  ausbilden. Bei höheren Eintrittsmachzahlen bildet sich der von schrägen Verdichtungsstößen dominierte Schrägstoß-, „Shock Train“ aus (Abb. 2.6(b)).

Ausgehend von einer durch den Gegendruck erzeugten Verdickung der Grenzschicht, kommt es hier zu ersten schrägen Verdichtungsstößen. An den Auftreffpunkten dieser Stöße auf der jeweils anderen Kanalseite beobachtet man eine Aufdickung der Grenzschicht und die damit verbundenen Stoßreflektionen. Stromabwärts bildet sich infolge der durch die Stoßeinfälle stark schwankenden Rampen- und Lippengrenzschichtdicke ein Wechsel zwischen Expansions- und Kompressionsgebieten aus. Innerhalb dieser Gebiete steigt der statische Druck stufenförmig an. Da der Druckanstieg über

schräge Verdichtungsstöße ähnlicher Intensität erfolgt, verteilt sich der Druckanstieg gleichmäßig im gesamten Isolator. Die relativ dünnen Grenzschichten erlauben dabei eine Abbildung der einzelnen stoßbedingten Druckerhöhungen in den Wanddruckverläufen (Abb. 2.6(b)).

Der Beginn dieses sogenannten „Shock-Trains“ richtet sich nach dem eingestellten Gegendruck und dringt mit steigendem Druck gegen die Strömungsrichtung weiter in den Isolator ein. Bei hohen Gegendrücken kann sich die erste Störung der Strömung bis in den vorderen Einlauf fortsetzen und so die Überschallströmung im gesamten Einlauf zum Zusammenbruch bringen. Aus diesen Beobachtungen kann abgeleitet werden, dass mit steigendem Gegendruck auch die Isolatorlänge ansteigen muss, um eine Störung des Triebwerkseinlaufs zu verhindern.

Aus den Untersuchungen von Waltrup und Billig konnte eine Korrelation für die Auslegung von achssymmetrischen Isolatoren abgeleitet werden [29]. Nachdem Bement et al. auf Probleme bei der Anwendung der Korrelation auf rechteckige Isolatorgeometrien hingewiesen hatten [30], wurde sie von Sullins und McLaffery auf rechteckige Geometrien erweitert [31]. Diese Korrelation sowie deren Anwendung bei der Modellauslegung sind in Kapitel 3.3 beschrieben.

# Kapitel 3

## Versuchseinrichtungen

Für die Untersuchungen der Strömungsphänomene in Überschalltriebwerkseinläufen steht seit den 70er Jahren am Institut für Turboarbeitsmaschinen und Strahlantriebe der RWTH Aachen ein Prüfstand zur Verfügung. Nach seiner Umrüstung von rotationssymmetrischen auf rechteckige Einlaufquerschnitte [32] wurde dieser Prüfstand seit 1989 zur Untersuchung von Staustrahltriebwerkseinläufen im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 253 „Grundlagen des Entwurfs von Raumfahrzeugen“ genutzt. Innerhalb dieser Forschungsarbeiten wurden in aufeinanderfolgenden Projekten die Aussenverdichtung [33], der Übergang von der Aussen- in die Innenverdichtung [34] und, im aktuellen Projekt, die Innenverdichtung von Einlaufdiffusoren und Isolatoren untersucht.



Abbildung 3.1: Überschallprüfstand des Instituts für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen



Für die Untersuchung der Innenverdichtung wurde neben einer Neuauslegung des Einlaufmodells auch eine Neukonstruktion des vorhandenen Prüfstands nötig. Abbildung 3.1 zeigt den Prüfstand nach diesem Umbau.

### 3.1 Charakterisierung der Einlaufströmung

Ein Merkmal der Aussenverdichtung von Überschalleinläufen ist, dass die Strömung für die Kompression auf den Einlauframpen eine Ablenkung von der Triebwerkshauptebene, entsprechend der letzten äusseren Rampe, erfährt [35]. Um die Strömung innerhalb des Triebwerks zu nutzen, muss sie von den folgenden Triebwerkskomponenten, wie der Einlauflippe und dem daran anschließenden Isolator, wieder in Richtung der Hauptebene umgelenkt werden. Dieses kann bei Staustrahltriebwerken mit Unterschallverbrennung durch einen, die Kompression abschließenden, senkrechten Verdichtungsstoß erfolgen. Bei Triebwerken mit Überschallverbrennung wird die Strömung innerhalb des Einlaufs nicht in den Unterschall verzögert. Dementsprechend erfolgt die nötige Umlenkung hier durch einen oder mehrere schräge Verdichtungsstöße. Diese von der Einlauflippe ausgehenden Stöße beeinflussen die Isolatorströmung maßgeblich. Ein Schema der Einlauf- und Isolatorströmung, wie sie sich innerhalb eines Triebwerks ausbilden kann, ist in Abbildung 3.2 gegeben.

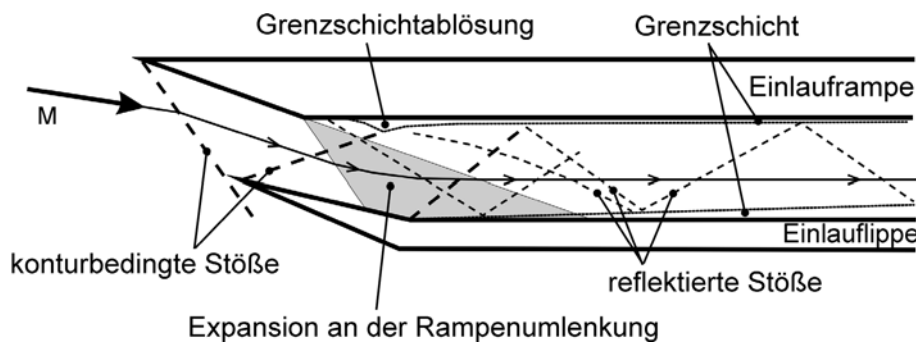


Abbildung 3.2: Strömungsphänomene innerhalb eines Staustrahltriebwerks

Deutlich zu erkennen ist die beschriebene Ablenkung der Strömung von der Triebwerkshauptebene als Folge der keilförmigen Rampenkontur. Ausgehend von der Lippe sind zwei Stöße eingezeichnet, die sich mit dem durch die Umlenkung erzeugten Expansionsfächer kreuzen. An den Auftreffpunkten dieser Stöße auf der Rampe, kommt es zu einer lokalen Ablösung der Grenzschicht und einer ausgeprägten Stoßreflektion. Im weiteren Verlauf kommt es aufgrund der reflektierten Stöße und Expansionen zu der Ausbildung eines Stoßsystems, das in dem gesamten weiteren Verlauf des Isolators erhalten bleibt.

Da das Verhalten der Einlaufströmung in diesem Bereich einen großen Einfluss auf die Druckrückgewinnung und damit auf die Gesamtleistung des Triebwerks hat, ist

die Untersuchung der Strömungserscheinungen sowie deren Beherrschung für den Betrieb besonders wichtig.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen sollen Aufschluss über den Einfluss der Isolatorgeometrie auf das Betriebsverhalten des Überschalleinlaufs geben. Zur Erfassung der Strömung wurde hierzu eine Farbschlierenoptik eingesetzt, die eine sehr gute Auflösung der innerhalb der Strömung auftretenden Dichtegradienten ermöglichte. Als Unterstützung für die so gewonnenen Bilder wurden die Wanddruckverteilungen innerhalb des Einlauf-Isolatorsystems gemessen, so dass insgesamt ein guter Einblick in die Strömung durch das Modell möglich war.

## 3.2 Prüfstand

### 3.2.1 Luftversorgung

Die Versorgung des Prüfstands mit Druckluft erfolgte über die institutseigenen Turbokompressoren. Der für den Versuch am Überschallwindkanal relevante Teil des zugehörigen Druckluftsystems ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die für den Versuch benötigte Luft wird über ein Filtersystem aus der Umgebung angesaugt und durch die in Serie geschalteten Nieder- und Hochdruckverdichter auf den benötigten Versuchsdruck komprimiert. Die Lufttemperatur wird hierbei über einen nachgeschalteten Wasserkühler geregelt, der für den Versuch eine Lufttemperatur zwischen 290K und 380K ermöglicht.

Die Regelung der benötigten Luftmenge erfolgt über einen einstellbaren Bypassschieber. Aus Sicherheitsgründen existiert noch ein pneumatisches Sicherheitsventil, das im Notfall eine schnelle Entlastung des Prüfstands ermöglicht. Die Leistungsdaten der Verdichteranlage können aus Tabelle 3.1 entnommen werden.

Totaldruckverhältnis:	$p_t/p_u$	=	6,2	[–]
max. Massenstrom:	$\dot{m}$	=	5,73	[kg/s]
max. Leistung:	$P$	=	1,6	[MW]
Ansaugvolumen:	$\dot{V}$	=	16000	[m <sup>3</sup> /s]
Temperaturbereich:	$T_L$	=	290-380	[K]

Tabelle 3.1: Leistungsdaten der Verdichteranlage

In der Schnittstelle zwischen Prüfstand und Druckluftsystem wird die verdichtete Luft durch eine Beruhigungskammer geführt, in der neben einem weiteren Filter auch ein Strömungsgleichrichter integriert ist. Für die Beschleunigung der Druckluft auf die benötigten Anströmmachzahlen stehen 2 Düsen in Verbindung mit einem Diffusorsystem zur Verfügung, deren Kenndaten in Tabelle 3.2 gegeben sind.

$M_\infty$ [-]	$p_t$ [bar]	$D_A$ [mm]	$T_t$ [K]	$Re$ [1/m]
2,5	5,6	110	295	$5.07 \cdot 10^7$
3,0	6,2	110	295	$4.84 \cdot 10^7$

Tabelle 3.2: Kenndaten der Lavaldüsen

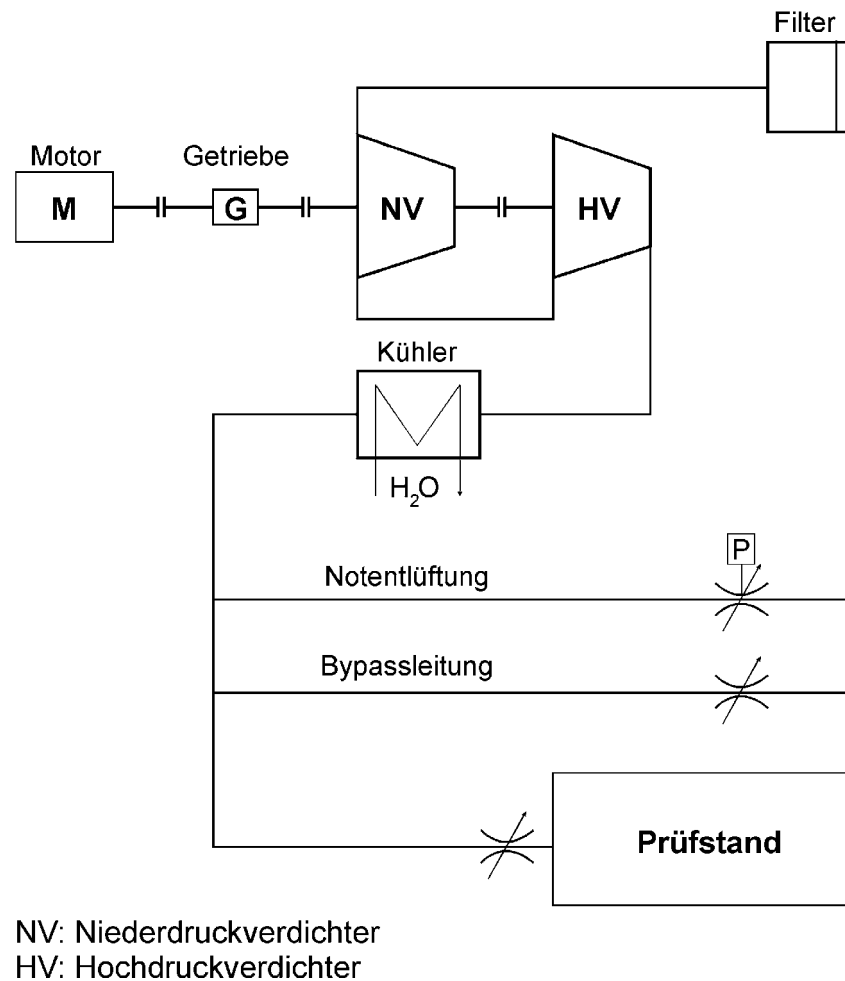


Abbildung 3.3: Zuleitungsschema des Druckluftsystems

### 3.2.2 Aufbau des Prüfstands

Der Prüfstand besteht, neben der Lavaldüse, aus einer Haltevorrichtung, die das Einlaufmodell in dem Freistrahл positioniert und einer Unterdruckkammer.

Bei den Messungen mit der  $M_\infty = 2,5$  – Düse war es möglich, das Modell so innerhalb der überexpandierten Strömung am Düsenaustritt (Abb.: 3.20(a)) zu positionieren, dass auf die Unterdruckkammer verzichtet werden konnte.

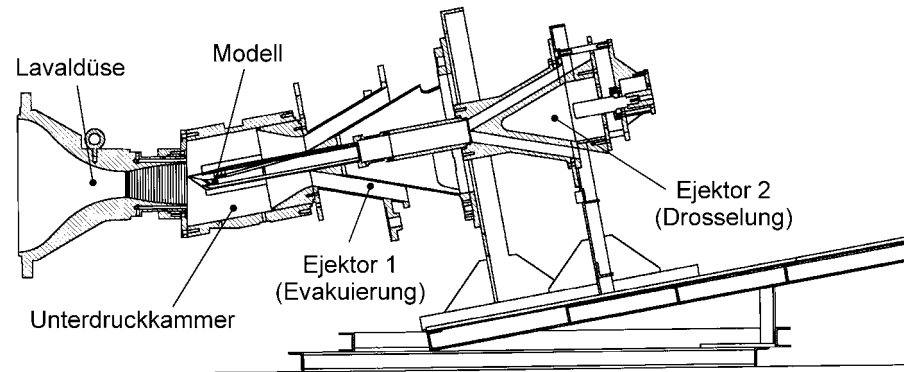


Abbildung 3.4: Skizze des Überschallprüfstands

Da bei Versuchen mit einer Anströmmachzahl von  $M_\infty = 3.0$  das Druckverhältnis über der Düse zu gering war, um die gewünschte Ausdehnung Überschallströmung am Austritt der Lavaldüse zu ermöglichen, wurde für diese Versuche zusätzlich die Unterdruckkammer installiert. Die Evakuierung dieser Kammer erfolgte unter Ausnutzung des Ejektorprinzips mit dem Teil des Düsenmassenstroms, der nicht von dem Einlaufmodell geschluckt wurde (Abb.:3.4; Ejektor 1). Der statische Druck innerhalb der Kammer konnte auf diese Weise auf  $p_{s,Kammer} \approx 0,65 \text{ bar}$  gesenkt werden.

Zur Simulation der weiteren Triebwerkskomponenten, wie Brennkammer und Schubdüse, ist an das Modell eine Drosselvorrichtung (Abb.:3.4; Ejektor 2) angesetzt.

Zur Vergleichbarkeit der Messreihen wurde der Drosselungsgrad des Prüfstands als prozentuales Flächenverhältnis zwischen der Modellaustrittsebene und der Eintrittsebene der Drosselvorrichtung definiert:

$$\Delta = \left(1 - \frac{A_{Ejektor2 \text{ Eintritt}}}{A_{Model \text{ Austritt}}}\right) * 100 \quad [\%] \quad (3.1)$$

Der Drosselungsgrad kann während des Versuchs mit Hilfe eines Schrittmotors von  $\Delta = 100\%$  (voll gedrosselt; keine Strömung innerhalb des Modells) bis  $\Delta = 0\%$  (ungedrosselt) variiert werden.

Analog dem für die Evakuierung der Unterdruckkammer genutzten Ejektorprinzips wird mittels des Ejektors 2 der statische Druck am Modellaustritt gesenkt. Hierdurch wird die Überschalldurchströmung des gesamten Einlaufmodells ermöglicht. Bei einer Erhöhung des Drosselungsgrades steigt die Machzahl am Ejektoreintritt an bis hier der kritische Zustand erreicht wird. Durch eine weitere Erhöhung der Drosselung baut sich am Modellaustritt ein Gegendruck auf, der bei entsprechender Größe die gesamte Strömung des Einlaufs beeinflusst.

Am Beginn der Versuche wurde ein Drosselungsgrad von  $\Delta = 100\%$  eingestellt, der

im Laufe des Experimentes schrittweise auf  $\Delta = 20\%$  gesenkt wurde. Aufgrund der kontinuierlichen Luftversorgung gab es keine zeitliche Beschränkung für die Messung der einzelnen Drosselungsgrade.

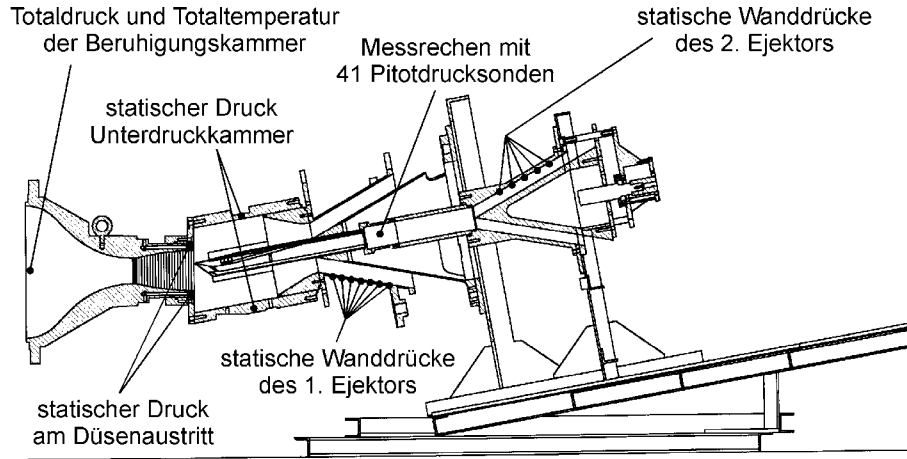


Abbildung 3.5: Sondenpositionen des Überschallprüfstands

Zur Überwachung des eingestellten Strömungszustandes standen die in Abbildung 3.5 dargestellten Messpositionen zur Verfügung. Die für die Auswertung wichtigste Größe war hierbei der Totaldruck in der Beruhigungskammer, der im Weiteren für die Normierung der Druckmessung innerhalb des Modells genutzt wurde. Die Größenordnung der verwendeten Totaldrücke kann aus Tabelle 3.2 entnommen werden.

### 3.3 Modell

Das für die Untersuchungen benutzte Einlaufmodell basiert auf einer Auslegung, die im Rahmen einer Kooperation der DASA und der RWTH Aachen entstand [36]. Ein zu dem Einlauf ähnliches Modell wurde parallel bei TsAGI im Rahmen einer deutsch-russischen Scramjet Kooperation untersucht [37]. In der ursprünglichen Version handelte es sich um ein Modell mit jeweils zwei rampen- und lippenseitigen Verdichtungsstößen. Hierbei bildeten die rampeninduzierten Stöße die Außenverdichtung und die lippeninduzierten Stöße den Anfang der Innenverdichtung. Zusätzlich zu den Stößen der Einlauframpen erfährt die Strömung noch eine Verdichtung durch den von dem Vorkörper der Unterstufe ausgehenden Bugstoß (Abb. 3.6).

Die sich bei einem Durchströmen dieses Stoßsystems ergebenden Machzahlen sind in Abhängigkeit von der Flugmachzahl in den Diagrammen der Abbildung 3.8 aufgetragen. So ergeben sich beispielsweise für eine Flugmachzahl von  $M_{Flug} = 6$  hinter den einzelnen Stößen die in Tabelle 3.3 angegebenen Machzahlen (entsprechend Abb. 3.8(a)).

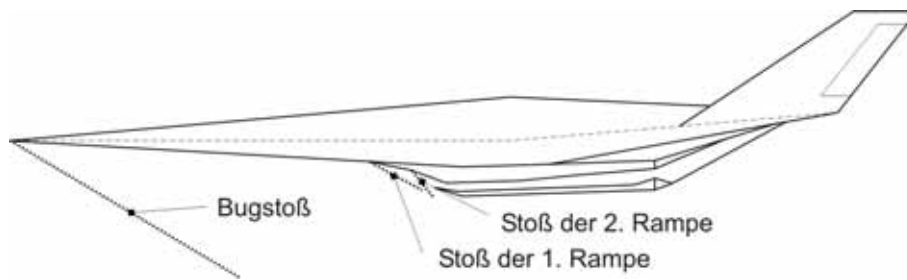


Abbildung 3.6: Stoßkonfiguration des ELAC

Position	Ma
Nach dem Bugstoß	5,18
Nach dem 1. Rampenstoß	4,11
Nach dem 2. Rampenstoß	3,27

Tabelle 3.3: Machzahlen der Außenverdichtung ( $M_{Flug} = 6$ )

Der Keilwinkel für die Berechnung des Bugstoßes ergibt sich aus der Geometrie der ELAC – Unterstufe und dem von der Flugmachzahl abhängigen Anstellwinkel des Flugkörpers[38]. Zusätzlich zu den sich bei einer genauen Einhaltung des Anstellwinkels ergebenden Machzahlverteilungen sind in den Diagrammen die sich bei einer Fehlanströmung von  $\pm 3^\circ$  ergebenden Machzahlen aufgetragen.

Um die Simulation von höheren Flugmachzahlen mit den vorhandenen Lavaldüsen (Tab. 3.2) zu ermöglichen, wurde das Einlaufmodell um eine Rampe, wie in den Abbildungen 3.7(a) und (b) dargestellt, gekürzt. Da die Vergleichbarkeit mit den vorherigen Messungen nur mit einer ähnlichen Anströmung gegeben ist, wurde diese zugleich um den Winkel der vorherigen Rampe gedreht ( $\delta_0 = \alpha = 10^\circ$ ). Diese Änderung des Modellinzidenzwinkels führte zu der in den Abbildungen 3.4 und 3.5 ersichtlichen Anordnung des Prüfstands auf einem keilförmigen Untergestell.

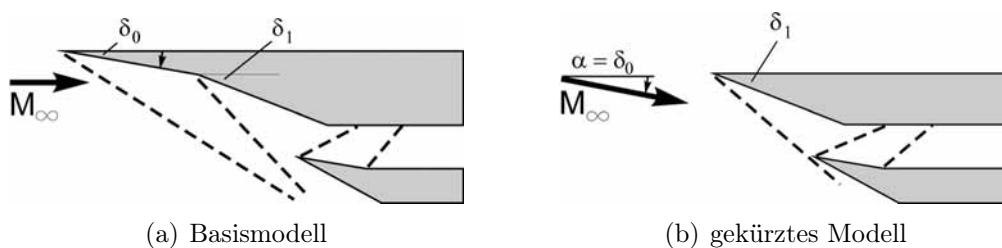
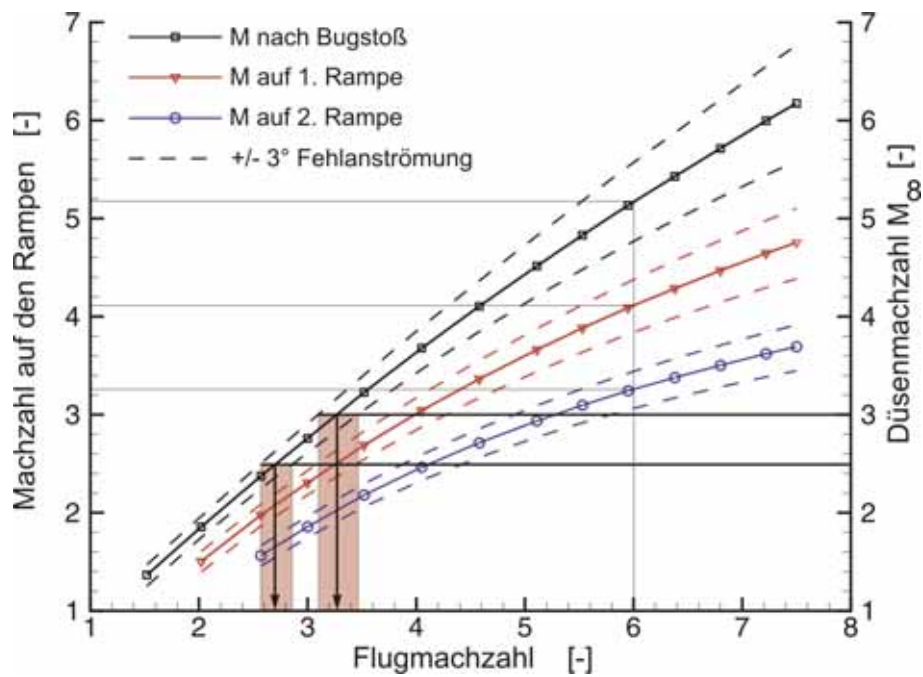
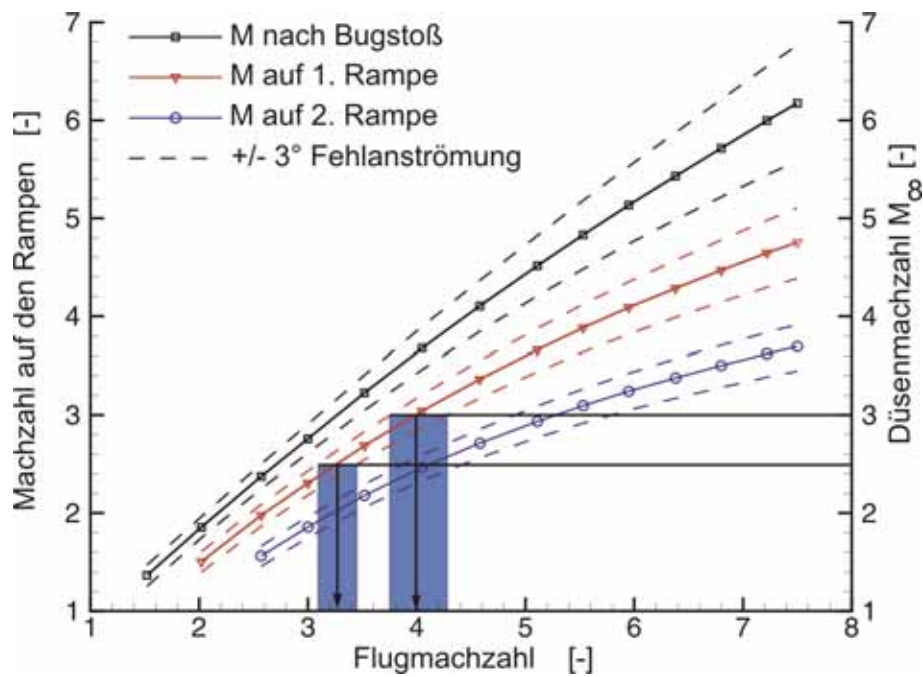


Abbildung 3.7: Verkürzung des ursprünglichen Einlaufmodells

Aus den Diagrammen in Abbildung 3.8 lassen sich die durch eine Modellverkürzung erreichbaren simulierten Machzahlen ablesen. Für die Anströmung mit  $M_\infty = 2,5$  ergibt sich somit eine Erhöhung von  $M_{Flug,Basis} = 2,7$  auf  $M_{Flug,gek.} = 3,27$  und für eine Anströmung mit  $M_\infty = 3,0$  von  $M_{Flug,Basis} = 3,27$  auf  $M_{Flug,gek.} = 4,0$ .



(a) Basismodell



(b) gekürztes Modell

Abbildung 3.8: Erhöhung der simulierten Machzahlen

Dementsprechend sind die Ergebnisse der neuen Messungen mit einer Anströmmachzahl von  $M_\infty = 2,5$  mit denen der alten Messungen bei einer Anströmmachzahl von  $M_\infty = 3,0$  vergleichbar.

### 3.3.1 Auslegung der Isolatorlänge

Die Auslegung des Modells erfolgte mit Hilfe der von Sullins und McLafferty für die Auslegung von rechteckigen Isolatoren erstellten Korrelation (Gl. 3.2) [31]. Die Gleichung gibt den experimentell ermittelten Zusammenhang zwischen der mit der Isolatorhöhe normierten Isolatorlänge ( $l/h$ ), der Isolatoreintrittsmachzahl ( $M_i$ ) und dem innerhalb des Isolators zu erwartenden statischen Druckrückgewinn ( $\pi_s = \frac{p_{s,e}}{p_{s,i}}$ ) an. Als weitere Ähnlichkeitsparameter werden zur Lösung der Gleichung noch die Impulsverlustdicke der Grenzschicht, bezogen auf die Kanalhöhe ( $\theta/h$ ), und die Reynoldszahl am Isolatoreintritt, gebildet mit der Impulsverlustdicke ( $Re_\theta$ ), benötigt.

$$\frac{l}{h} = \frac{\sqrt{\frac{\theta}{h}}}{Re_\theta} \cdot \frac{50 \cdot (\pi_s - 1) + 170 \cdot (\pi_s - 1)^2}{M^2 - 1} \quad (3.2)$$

Das sich aus dieser Gleichung ergebende Kennfeld für die Auslegung von Einlaufisolatoren ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Für diese erste Auslegung wurden die Impulsverlustdicke und die daraus resultierende Reynoldszahl entsprechend den Untersuchungen von Sullins und McLafferty angenommen. Anhand der eingezeichneten  $\pi_s$ -Isolinien können die zu erwartenden statischen Druckrückgewinne innerhalb des Isolators bei bekannter Eintrittsmachzahl und bekannter Geometrie abgelesen werden. Zusätzlich ist auch der maximal mögliche statische Druckgewinn ( $\pi_{s,max}$ ) eingezeichnet, der sich bei der jeweiligen Eintrittsmachzahl durch einen senkrechten Verdichtungsstoß (Gl. 3.3) ergeben würde.

$$\pi_{s,max} = \frac{2 \cdot \kappa}{\kappa + 1} \cdot M^2 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \quad (3.3)$$

Eine Isolatorauslegung für maximalen statischen Druckgewinn führt bei hohen Eintrittsmachzahlen zu sehr langen, in der Realität nicht zu realisierenden Triebwerken. In diesen Fällen muss auf eine Auslegung für 80% oder sogar 50% des maximalen Druckanstieges innerhalb des Isolators übergegangen werden [2]. Die Isolinien für 80% $\pi_{s,max}$  und 50% $\pi_{s,max}$  sind ebenfalls in dem Kennfeld (Abb. 3.9) wiedergegeben.

Die sich im Prüfstand ergebenden Isolatoreinströmmachzahlen können, bei gegebener Einlaufgeometrie, nach der mit Hilfe der Gleichungen für schräge Verdichtungsstöße [39]



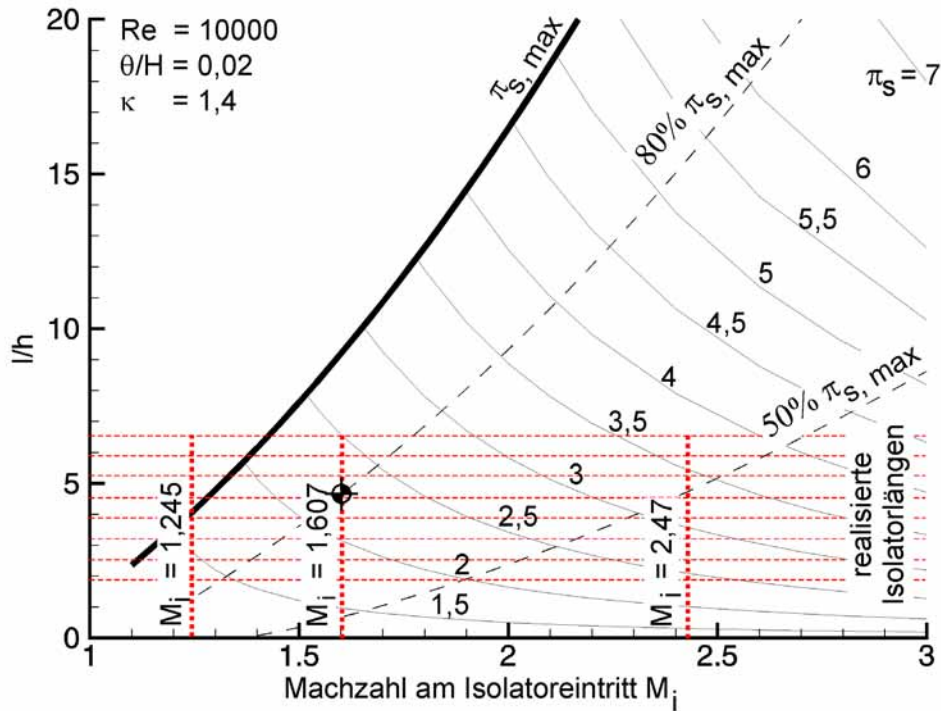


Abbildung 3.9: Kennfeld zur Isolatorauslegung

$$M_2^2 \cdot \sin^2(\sigma - \beta) = \frac{2 + (\kappa - 1) \cdot M_1^2 \sin^2 \sigma}{2\kappa \cdot M_1^2 \sin^2 \sigma - (\kappa - 1)} \quad (3.4)$$

und

$$\beta = \arctan \left\{ \frac{2 \cot \sigma (M_1^2 \sin^2 \sigma - 1)}{M_1^2 [\kappa + \cos(2\sigma)] + 2} \right\} \quad (3.5)$$

berechnet werden. Mit den vorhandenen Versuchsdüsen ergeben sich damit die in Tabelle 3.4 gegebenen Machzahlen für die Modeldurchströmung. Die aus dieser Berechnung resultierenden Isolatoreintrittsmachzahlen von  $M_i = 1,245$  und  $M_i = 1,607$  sind zusätzlich in das Isolator Kennfeld eingezeichnet.

Ziel der Isolatorauslegung war es, ein Modell zu erstellen, das bei den gegebenen Anströmbedingungen sinnvolle Betriebsgeometrien realisiert. Da bei einer Auslegung nach der kleinsten möglichen Eintrittsmachzahl nur sehr geringe statische Druckgewinne bei höheren Machzahlen zu erreichen wären, wurde das Modell für die Eintrittsmachzahl von  $M_i = 1,607$  ausgelegt. Um bei dieser Eintrittsmachzahl noch eine moderate Isolatorlänge zu erzielen, erfolgte die Auslegung des Modells auf ca. 80% des für diese Machzahl maximalen statischen Druckgewinns. Die verschiedenen Längen-zu-Höhen-Verhältnisse ( $l/h$ ) des Modells wurden demnach so

Position	Umlenkwinkel ( $\beta$ )	Düse M=2,5	Düse M=3,0
Anströmung ( $M_\infty$ )	-	2,5	3,0
1. Rampenebene ( $M_{R1}$ )	11,5°	2,023	2,431
1. Lippenebene ( $M_{L1}$ )	12,0°	1,586	1,944
2. Lippenebene ( $M_i$ )	9,5°	1,245	1,607

Tabelle 3.4: Einlaufmachzahlen ( $\kappa = 1,4$ )

gewählt, dass sie den angestrebten Auslegungspunkt umschließen. Für die geringere Eintrittsmachzahl ergibt sich hieraus ein deutlich zu langer Isolator, der nicht in seiner vollen Länge für den Druckrückgewinn genutzt werden kann. Bei einer Eintrittsmachzahl von  $M_i \cong 2,47$ , wie sie sich bei maximaler Flugmachzahl von 7,5 ergeben würde, kann mit dieser Auslegung immerhin noch ein Druckgewinn von ca.  $50\% \pi_{s,max}$  erreicht werden.

Die genauen Werte der  $(l/h)$ -Verhältnisse, wie sie sich aus der Modellkonstruktion ergeben, sind zusammen mit den absoluten und prozentualen Druckgewinnen in Tabelle 3.5 angegeben.

$l/h$	$M_i = 1,245; \pi_{s,max} = 1,64$		$M_i = 1,607; \pi_{s,max} = 2,85$	
	$\pi_s$ [-]	$\pi_s/\pi_{s,max}$ [%]	$\pi_s$ [-]	$\pi_s/\pi_{s,max}$ [%]
6,60	-	100	2,515	88,36
5,93	-	100	2,429	85,34
5,27	-	100	2,340	82,22
4,60	-	100	2,243	78,81
3,93	1,620	98,68	2,139	75,15
3,27	1,555	94,72	2,027	71,22
2,60	1,483	90,33	1,902	66,83
1,93	1,401	85,34	1,760	61,84

Tabelle 3.5: Statische Druckgewinne des Isolatormodells

### 3.3.2 Umsetzung der Modellauslegung

Auf der Grundlage der Messungen des Vorgängerprojektes wurde für die Außenverdichtung eine Geometrie gewählt, die für alle untersuchten Machzahlen ein gutes Startverhalten mit geringer Neigung zur Grenzschichtablösung zeigte [34, 40]. Um den Geometrieinfluss auf die Strömung innerhalb des Einlaufs zu untersuchen, wurde ein Modell konstruiert, das die Variation der Isolatorlänge (Abb. 3.10(a):  $l$ ) und des Öffnungswinkels (Abb. 3.10(b):  $\delta_3$ ) durch den Einbau von verschiedenen Rampeneinsätzen erlaubt.

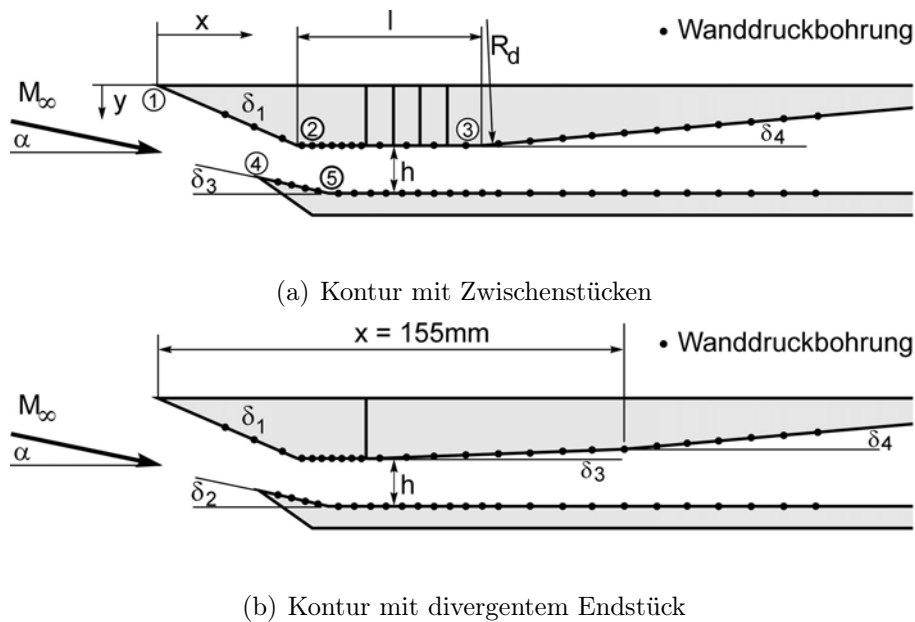


Abbildung 3.10: Skizzen des Einlaufmodells

Die Rampe besteht hierzu aus den Bauteilen Einlauframpe, mehreren Zwischenstücken, einem divergenten Endstück und einem Ausgleichsblech (Abb. 3.11). Für die Realisierung verschiedener Isolatorlängen können bis zu sieben der  $10\text{mm}$  breiten Zwischenstücke in die Rampe integriert werden. Um Strömungsstörungen, die von Unebenheiten an den Übergängen der einzelnen Elemente ausgehen können, zu vermeiden, wurden die Rampen nach dem Zusammenbau jeweils mit einer Aluminiumfolie überzogen. Die aus der Konstruktion resultierenden  $l/h$ -Verhältnisse sind in das Isolator-kennfeld (Abb. 3.9) eingezeichnet (waagerechte Linien) und führen zu den in Tabelle 3.5 angegebenen Werten.

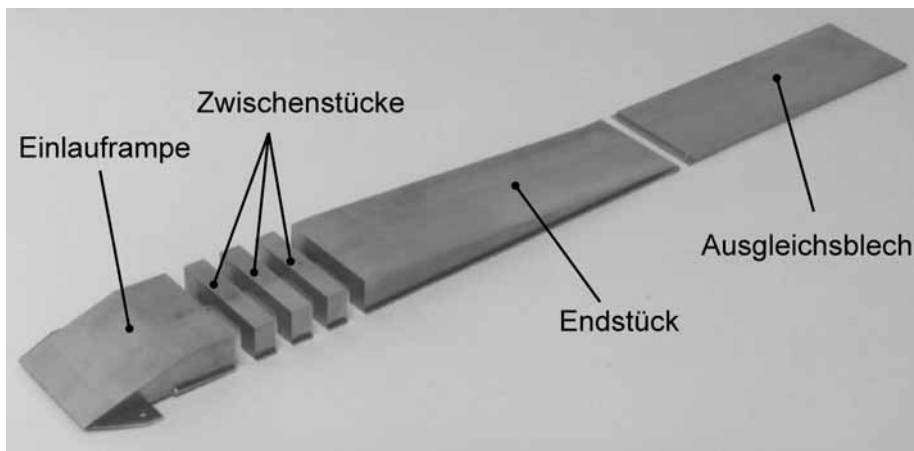


Abbildung 3.11: Aufbau der Einlauframpe

Die Variation des Isolatoröffnungswinkels wurde durch Endstücke mit verschiedenen Divergenzwinkeln realisiert. Um zu große Baulängen der Rampeneinsätze zu vermeiden, wurde bei den Konfigurationen mit einem kleineren Öffnungswinkel nach einer Lauflänge von  $x = 155\text{mm}$  der Divergenzwinkel auf den Maximalwert von  $5^\circ$  erhöht. Da der reine Winkeleinfluss untersucht werden sollte, wurden diese Messungen ausschließlich ohne Zwischenstücke durchgeführt.

Die genauen Maße der in Abbildung 3.10 verwendeten Geometrieparameter können aus Tabelle 3.6 entnommen werden; die Koordinaten der bezeichneten Punkte aus Tabelle 3.7.

Gesamtlänge des Modells:	400 mm
Einlaufbreite:	52 mm
Anströmwinkel ( $\alpha$ ):	$10^\circ$
Rampenwinkel ( $\delta_1$ ):	$21,5^\circ$
Radius am Isolatorende ( $R_d$ ):	100 mm
Divergenzwinkel Isolator ( $\delta_3$ ):	$0^\circ$ - $5^\circ$
Isolatoraustrittswinkel ( $\delta_4$ ):	$5^\circ$
Lippenwinkel ( $\delta_2$ ):	$9,5^\circ$
Isolatorhöhe ( $h$ ):	15 mm
Isolatorlänge ( $l$ ):	29,3-99,3 mm

Tabelle 3.6: Charakteristische Geometriedaten des Isolatormodells

Position nach Abb. 3.10	$x[\text{mm}]$	$y[\text{mm}]$
1 Rampenvorderkante	0	0
2 konvexer Rampenwinkel	45,7	18,0
3 Ende des parallelen Teils	75,0-145,0	18,0
	Schrittweite: 10mm	
4 Lippenvorderkante	35,0	29,0
5 konkaver Lippenwinkel	58,9	33,0

Tabelle 3.7: Koordinaten des Isolatormodells

Abbildung 3.12 zeigt das gefertigte Modell, wie es für die späteren Messungen genutzt wurde. Um den Einblick in das Innere des Modells zu ermöglichen, wurde in diesem Aufbau die rechte Seitenwand entfernt.

Für die Erfassung der Strömung innerhalb des Modells stehen zwei Arten der Messung zur Verfügung, die bei der Konstruktion berücksichtigt werden mussten:

- Messung der Wanddruckverläufe mittels Druckbohrungen und

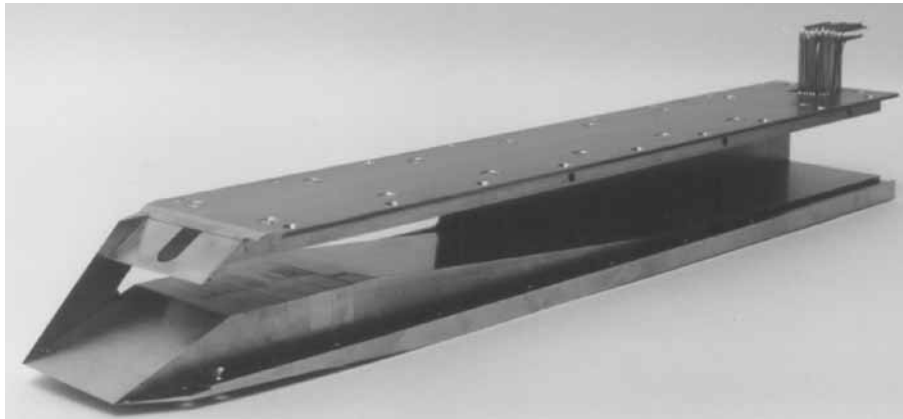


Abbildung 3.12: Zusammengebautes Einlaufmodell ohne Seitenwand

- Messung der Dichteänderungen innerhalb des Einlaufs mittels einer Farbschlierenoptik.

Für die Messung der Wanddruckverläufe wurden die Einlauflippe mit 25 und die Einlauframpe mit 20 Druckbohrungen ausgestattet. Hierbei wurde in den Bereichen der einfallenden Lippenstöße auf der Rampenseite und des Expansionsfächers auf der Lippenseite eine hohe Auflösung durch kleine Abstände zwischen den Bohrungen realisiert. Die Lage der einzelnen Bohrungen ist in Abbildung 3.10 skizziert. Die von dem jeweiligen Versuchsaufbau unabhängigen  $x$ -Koordinaten der Messstellen können Tabelle 3.8 entnommen werden. Aufgrund der festen Platzierung der Bohrungen in der Einlauflippe war es hier möglich, die an die Bohrungen angeschlossenen Druckröhrchen aus dem Modell herauszuführen und damit eine sehr kompakte Bauweise der Lippe zu realisieren. Da sich der Aufbau der Modellrampe und damit auch die jeweilige Belegung der Druckbohrungen mit jedem Aufbau änderte, wurden hier die für die Weiterleitung des Druckes nötigen Verbindungsschläuche in das Modell hineingeführt und direkt an die Bohrungen angeschlossen. Der gegenüber den Druckröhrchen relativ große Durchmesser der Druckschläuche führte aufgrund des begrenzten Bauraumes innerhalb der Rampe zu einer geringeren Zahl von Rampendruckmessstellen.

Für die Integration der Schlierenoptik musste einerseits die optische Zugänglichkeit des Modellinneren und andererseits ein kleines Höhen-zu-Breitenverhältnis des Modells sichergestellt werden. Die optische Zugänglichkeit des Modells wurde durch Glaswände im Bereich der Innenverdichtung sichergestellt. Vorversuche ergaben, dass bei der eingesetzten Schlierenoptik normales Fensterglas keine Nachteile gegenüber dem wesentlich teureren schlierenfreien Spezialglas hatte. Aufgrund von Verunreinigungen und Beschädigungen durch die mit Rost und Ölrückständen beladene Verdichterluft, mussten die Modellscheiben nach etwa jedem 10. Versuch ausgewechselt werden. In Abbildung 3.13 ist die Lage und Größe des Fensters in der Seitenansicht des Modells dargestellt.

Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Rampe	24,92	34,22	43,53	49,02	52,02	55,02	61	67	75
Lippe	40,92	45,85	50,78	55,71	60	65	70	75	80
Nr.	10	11	12	13	14	15	16	17	18
Rampe	85	95	105	115	125	135	145	155	165
Lippe	85	90	95	100	105	110	115	120	125
Nr.	19	20	21	22	23	24	25		
Rampe	175	185	-	-	-	-	-		
Lippe	130	135	145	155	165	175	185		

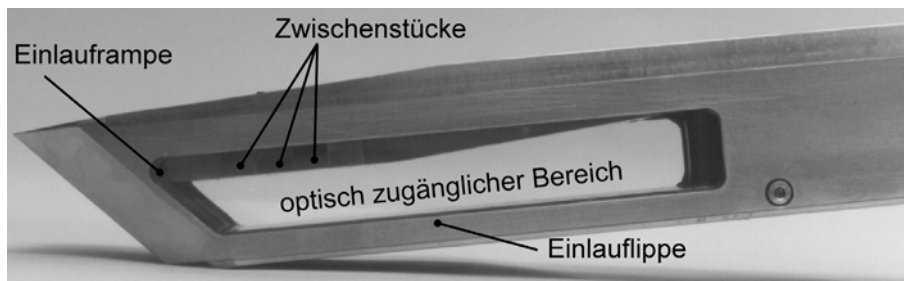
Tabelle 3.8:  $x$ -Koordinaten der Wanddruckbohrungen in  $mm$ 

Abbildung 3.13: Optisch zugänglicher Bereich des Einlaufmodells

Durch die Schlierenoptik können dreidimensionale Strömungen nur zweidimensional dargestellt werden. Um den Einfluss von dreidimensionalen Strömungsphänomenen, wie z.B. Eckenwirbel, auf die Schlierenbilder gering zu halten, muss das Einlaufmodell ein möglichst kleines Höhen-zu-Breitenverhältnis aufweisen. Ein weiterer positiver Effekt eines Modells mit großer Breite ist die verstärkende Wirkung, die ein langer Strahlengang innerhalb des Modells auf die Intensität der Strömungsaufnahmen hat.

Entsprechend dieser für die Schlierenoptik gemachten Überlegungen sind die Druckmessbohrungen in der Mittelebene des Modells angeordnet, so dass die gemessenen Druckverläufe einen von den Seitenwänden nahezu unbeeinflussten, zweidimensionalen Charakter haben.

### 3.3.3 Einhaltung der Ähnlichkeitsparameter

Neben der Mach-Ähnlichkeit ist die Reynolds-Ähnlichkeit des Modells ein wichtiger Parameter, um die Vergleichbarkeit der Modellmessungen mit den realen Strömungsvorgängen sicherzustellen [41]. Die zur Überprüfung der Reynolds-Ähnlichkeit benötigte Kennzahl, die sich aus dem Verhältnis der Trägheits- und Reibungskräfte

innerhalb der Strömung zusammensetzt, kann nach Gleichung 3.6 berechnet werden. Als charakteristische Länge wurde für den Vergleich des Modells mit dem Original die Triebwerkshöhe  $H$  gewählt.

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot l_{char}}{\eta} = \frac{\rho \cdot v \cdot H}{\eta} \quad (3.6)$$

Die für die Berechnung der Reynoldszahl benötigte Dichte der Strömung am Ende der Lavaldüsen läßt sich nach Gleichung 3.7 aus der Ruhegröße in der Beruhigungskammer und der Düsenauslegungsmachzahl ermitteln [39]:

$$\rho = \rho_0 \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{-\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (3.7)$$

Analog kann die statische Temperatur der Strömung, die für die Berechnung der Viskosität und der Geschwindigkeit benötigt wird, nach Gleichung 3.8 bestimmt werden:

$$T = T_0 \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{-1} \quad (3.8)$$

Die ebenfalls für die Reynolds-Zahl benötigte Strömungsgeschwindigkeit kann mit Hilfe der Definitionsgleichung für die Mach-Zahl (Gl. 3.9) ermittelt werden. Die hierfür nötige Schallgeschwindigkeit errechnet sich nach Gleichung 3.10 aus der Temperatur, die sich wiederum aus Gleichung 3.8 ergibt:

$$M = \frac{v}{a} \quad (3.9)$$

$$a = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T} \quad (3.10)$$

Die von der Temperatur abhängige dynamische Viskosität der Strömung  $\eta$  wird nach der Näherungsformel von Sutherland, wie sie unter anderem in [42, Seite 242] beschrieben wird, ermittelt:

$$\eta = \eta_{ref} \cdot \left(\frac{T}{T_{ref}}\right)^{3/2} \frac{T_{ref} + C}{T + C} \quad \left[ \frac{kg}{m \cdot s} \right] \quad (3.11)$$

Die Referenztemperatur beträgt  $T_{ref} = 288K$  mit der Referenzviskosität  $\eta_{ref} = 1,789 \cdot 10^{-5} kg/(m \cdot s)$  und der Konstanten  $C = 110,3K$ .

Die aus diesen Formeln resultierenden Werte sowie die sich hieraus ergebenden Reynoldszahlen des Modells sind in Tabelle 3.10 gegeben.

Für die dem realen Fall entsprechenden Werte der simulierten ELAC-Betriebspunkte müssen zunächst die Umgebungsbedingungen des Fluggerätes festgelegt werden. Dieses erfolgt mit Hilfe der für den ELAC festgelegten Bahnkurve, die jeder Flugmachzahl eine bestimmte Flughöhe zuordnet [43]. Die in diesen Höhen herrschenden Umgebungsbedingungen können aus der Standardatmosphäre entnommen werden [44]. Für die Berechnung der für den Vergleich relevanten Strömungsbedingungen auf der ersten Einlauframpe muss zudem noch der Anstellwinkel des Fluggerätes bei den jeweiligen Betriebspunkten aus der Bahnkurve entnommen werden. Eine Zusammenstellung dieser Daten ist in Tabelle 3.9 gegeben.

Flugmachzahl ( $M_{Flug}$ )	[-]	3,27	4,0
Anstellwinkel ( $\alpha$ )	[°]	2,2	2,46
Flughöhe	[km]	18,8	21,4
Temperatur ( $T$ )	[K]	216,6	218
Dichte ( $\rho$ )	[kg/m <sup>3</sup> ]	0,107	0,07

Tabelle 3.9: Parameter und Umgebungsbedingungen der simulierten ELAC - Flugmachzahlen

Bevor die Umströmung des Fluggerätes die im Versuch simulierte Triebwerksgeometrie erreicht, wird sie durch den sich an der Spitze des ELAC ausbildenden Bugstoß und durch die erste, im Experiment nicht vorhandene Rampe des Triebwerkseinlaufs komprimiert. Die Umlenkung, die die Strömung dabei durch den Bugstoß erfährt, setzt sich aus dem durch die Flugbahn festgelegten Anstellwinkel  $\alpha$  und dem Keilwinkel der ELAC Unterseite von  $2,6^\circ$  zusammen [38]. Der Keilwinkel der ersten Triebwerksrampe wurde in den vorhergehenden Untersuchungen auf  $\beta = 10^\circ$  festgelegt. Die Strömungsbedingungen auf der ersten Einlauframpe werden, sowohl beim Modell als auch beim ELAC, mit Hilfe der Gleichungen für die Dichte- und Temperaturverhältnisse [39] über einem schrägen Verdichtungsstoß (Gl. 3.12 und 3.13) ermittelt. Die hierfür benötigten Machzahlen können wiederum mit den Stoßgleichungen (Gl. 3.4 und 3.5) sowie den gegebenen Umgebungs- und Geometriedaten berechnet werden.

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\kappa - 1)M_1^2 \sin^2 \sigma}{(\kappa - 1)M_1^2 \sin^2 \sigma + 2} \quad (3.12)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \frac{2(\kappa - 1)}{(\kappa + 1)^2} \left( \frac{\kappa M_1^2 \sin^2 \sigma + 1}{M_1^2 \sin^2 \sigma} \right) (M_1^2 \sin^2 \sigma - 1) \quad (3.13)$$



Die Abschätzung der Viskosität der das Fluggerät umströmenden Luft erfolgt analog zu den Modellüberlegungen über die Näherungsformel nach Sutherland (Gl. 3.11). Die Ergebnisse der Berechnungen für die Original- und die Versuchsströmungen sind in Tabelle 3.10 zusammengefasst.

Anströmmachzahlen:	Modell		ELAC	
	$M_{Flug}$ [-]	-	-	3,27
$M_{\infty}, M_{ersteRampe}$ [-]	2,5	3,0	2,5	3,0
statische Temperatur $T_s$ [K]	135	105	301	325,7
Schallgeschwindigkeit $a$ [m/s]	233,3	205,4	347,7	361,7
Geschwindigkeit $v$ [m/s]	583,3	616,1	869,3	1085,1
Dichte $\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	0,816	0,5603	0,233	0,178
Einlaufhöhe $H$ [m]	0,037	0,037	2	2
Viskosität $\eta$ [kg/(m · s)]	$9,3 \cdot 10^{-6}$	$7,29 \cdot 10^{-6}$	$1,85 \cdot 10^{-5}$	$1,97 \cdot 10^{-5}$
Reynoldszahl $Re$ [-]	$1,89 \cdot 10^6$	$1,75 \cdot 10^6$	$1,85 \cdot 10^7$	$1,97 \cdot 10^7$

Tabelle 3.10: Reynoldszahlen

Ein Vergleich der Reynoldszahlen von Modell und Fluggerät zeigt, dass die im Versuch erreichten Werte um ca. eine Größenordnung geringer ausfallen als im realen Flug. Um trotz dieses Unterschieds eine Ähnlichkeit zwischen Modell- und Prototypenströmung sicherzustellen, wurde speziell in den Untersuchungen mit  $M_{\infty} = 3$  die Turbulenz der Einlaufströmung erhöht (s.a. Kap. 4.1.3).

## 3.4 Messtechnik

Für die Untersuchung der Strömung innerhalb des Modells wurden sowohl konventionelle Druck- und Temperaturmessungen als auch optische Verfahren zur Gewinnung von kompletten Strömungsbildern eingesetzt. Abbildung 3.14 stellt ein Schema der Datenflüsse innerhalb der Messkette des Prüfstands dar. Zusätzlich zu den für die Datenaufnahme benötigten Geräten und Leitungen sind auch die für die Steuerung des Prüfstands und der Messtechnik nötigen Versuchseinrichtungen skizziert.

### 3.4.1 Druck- und Temperaturmessung

Für die Messung der am Prüfstand und im Modell aufgenommenen Drücke stand ein Druckmessgerät der Firma Scanivalve zur Verfügung, welches über 3 Kanäle jeweils 48 Druckleitungen sequenziell aufnehmen konnte. Die im Prüfstand gemessenen Drücke wurden dabei wie folgt auf die Druckmesssensoren, die für Maximaldrücke von 25, 50 und 100 psi zugelassen waren, aufgeteilt:

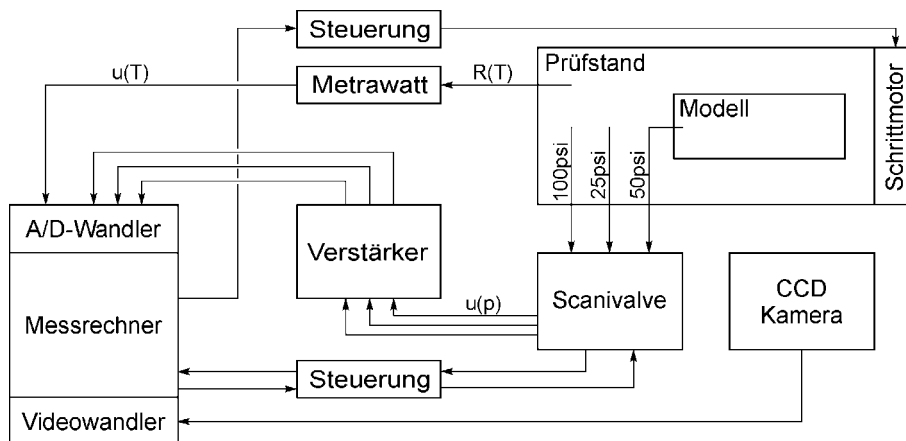


Abbildung 3.14: Steuer- und Messdatenfluss am Triebwerkseinlaufprüfstand

- 25 psi: Messung der für den Prüfstandsbetrieb relevanten Drücke in der Unterdruckkammer und an den Ejektoren.
- 50 psi: Messung aller Drücke innerhalb des Modells.
- 100 psi: Messung der Anströmdrücke in der Beruhigungskammer und der Drücke am Modellausgang.

Von diesem Druckmessgerät wurden die als analoge Werte vorliegenden Drücke an einen Verstärker weitergeleitet, der die Signale auf eine für den Analog-Digital-Wandler (A/D) des Messrechners auswertbare Intensität verstärkt. Um Fehlerquellen bei der Messung auszuschließen, wurde die gesamte Druckmesskette mit einem geeichten Druckgeber kalibriert. Da sich bei der Kalibrierung der Druckmesskette eine Temperaturabhängigkeit zeigte, wurde in jedem der späteren Messpunkte auch eine Nullmessung gegen den Umgebungsdruck durchgeführt. Mit Hilfe dieser Nullmessungen war es möglich, die temperaturbedingte Messwertabweichung aus den Datenfeldern herauszurechnen.

Für die Temperaturmessung stand ein „PT100“-Messfühler in Kombination mit einem Umwandlungsgerät der Firma Metrawatt zur Verfügung. Die von dem Fühler gelieferten elektrischen Widerstandswerte wurden in dieser Messanordnung von dem Umrechnungsgerät in Spannungswerte umgesetzt, die von der A/D-Wandlertarte des Messrechners ohne weitere Verstärkung eingelesen werden konnten.

### 3.5 Strömungsvisualisierung

Zur Aufzeichnung von kompletten Strömungsfeldern eignen sich besonders optische Strömungsvisualisierungen, da sie mit einer einzigen Aufnahme große Bereiche der

interessierenden Strömungsregion erfassen können und somit eine Momentaufnahme der untersuchten Strömung liefern. Ein weiterer Vorteil dieser Verfahren ist es, dass die Strömung nicht von den sonst zur Messung eingesetzten Geräten und Sonden beeinflusst wird und so eine störungsfreie Beobachtung der eigentlichen Strömungsphänomene möglich ist. Für die Messung von Strömungsvorgängen in sehr schnell strömenden Gasen bietet sich hierbei besonders die Messung der in der Strömung auftretenden Dichteänderungen an, da diese bei zunehmender Geschwindigkeit an Intensität zunehmen. Eine vorteilhafte Methode zur Aufzeichnung dieser Dichtegradienten ist die Strömungsaufnahme mittels einer Schlierenoptik. Nachteilig an dieser Methode ist lediglich die schon genannte Eigenschaft, dass die dreidimensionalen Strömungen innerhalb der Messvolumina nur als zweidimensionale Bilder dargestellt werden können. Um Darstellungsfehler aufgrund von dreidimensionalen Strömungsphänomenen, wie z. B. Wirbeln, die sich zwangsläufig in den Kanalecken ausbilden, zu vermeiden, muss bei der Konstruktion der für die Messung verwendeten Modelle auf eine ausreichende Tiefe des Messvolumens geachtet werden. Aufgrund der kontinuierlichen Ablenkung der Lichtstrahlen an einem Dichtegradienten führt eine große Tiefe der Modelle gleichzeitig zu einer gewünschten Verstärkung der interessierenden zweidimensionalen Strömungsphänomene. Eine weitere Eigenschaft der Schlierenoptiken ist, dass die dargestellten Dichteänderungen eine von der Ausrichtung der Optik abhängige Richtung aufweisen. Obwohl Schlierenoptiken für die gleichzeitige Aufzeichnung von zueinander senkrechter Gradienten bekannt sind [45], wurde, aufgrund des deutlich einfacheren Aufbaus, für die beschriebenen Versuche eine Anordnung gewählt, die nur eine gerichtete Aufnahme der Dichteänderungen erlaubte.

### 3.5.1 Schlierenverfahren

Das Prinzip des Schlierenverfahrens wurde erstmals 1866 von Toepler aus dem bis dahin bekannten Schattenverfahren entwickelt. Dieses Verfahren zeichnet sich durch eine deutlich gesteigerte Empfindlichkeit aus, was allerdings durch wesentlich höhere Anforderungen an die Visualisierungsoptik erkauft werden muss. Das Verfahren nutzt den in Flüssigkeiten und Gasen vorhandenen Zusammenhang zwischen Dichte und Brechungsindex, der näherungsweise durch Gleichung 3.14 beschrieben werden kann:

$$\frac{n - 1}{n_0 - 1} = \frac{\rho}{\rho_0} \quad (3.14)$$

Die Änderung des Brechungsindex innerhalb eines Mediums bedeutet für einen Lichtstrahl eine Ablenkung in Richtung des höheren Brechungsindex [46]. Für die Strömungsvisualisierung folgt hieraus, dass Dichtegradienten innerhalb des beobachteten Strömungsgebietes durch lokale Verschiebungen der Lichtintensität in dem Strömungsbild dargestellt werden.

Ein einfacher Aufbau einer Schlierenoptik ist in Abbildung 3.15 skizziert. Ausgehend von einer möglichst punktförmigen Lichtquelle (S) wird das für die Aufnahme verwendete Licht mittels eines Parabolspiegels (M1) oder einer Linse parallelisiert und durch das Messvolumen (K) geleitet.

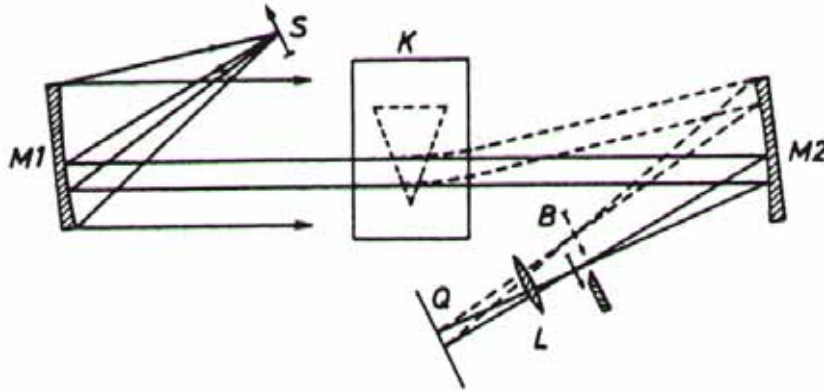


Abbildung 3.15: Aufbau einer Schlierenoptik in Z – Anordnung [47]

Durch einen hinter dem Messvolumen angeordneten zweiten Parabolspiegel (M2) wird der Lichtstrahl auf eine hinter der Brennebene (B) des Spiegels platzierte Linse (L) geleitet und von dieser auf einem Schirm (Q) abgebildet.

Die Abbildung der Dichtegradienten erfolgt über eine Schlierenblende, die im Brennpunkt des zweiten Parabolspiegels in dem Strahlengang installiert wird. Bei einem homogenen Medium innerhalb des Messvolumens bewirkt diese Schlierenblende lediglich eine Verringerung der Abbildungsintensität auf dem Schirm. Kommt es jedoch innerhalb des Messvolumens zu einer Ablenkung des Lichtstrahls aufgrund einer Dichteänderung, so wird dieser, je nach Ausrichtung, auf die Blende oder aber an ihr vorbei gelenkt. Dementsprechend erscheinen in der Abbildung die Gebiete, in denen Dichteänderungen vorliegen, als hellere oder dunklere Bereiche. Beispielhaft ist die Aufhellung des Strömungsbildes aufgrund eines an der Blende vorbeigeführten Lichtstrahles in dem in Abbildung 3.15 dargestellten Schlierenaufbau skizziert.

Die Ausblendung eines Teillichtstrahls an einer Blende ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Hier wird auch die Richtungsabhängigkeit der Schlierenoptik deutlich. Bei einer Verschiebung des Lichtstrahls senkrecht zu der Blendenschneide ( $f_2 \epsilon_x$ ) kommt es zu einer Vergrößerung oder Verkleinerung des die Blende passierenden Strahlteils und damit zu der beschriebenen Intensitätsänderung. Eine blendenparallele Verschiebung ( $f_2 \epsilon_y$ ) führt hingegen zu keiner Veränderung des die Blende passierenden Strahlteils. Es kommt also in diesem Fall nicht zu einer Intensitätsänderung in der Abbildung der Strömung. Aufgrund der Richtungsempfindlichkeit der Schlierenoptik ist es bei Strömungsfeldern, in denen die Ausrichtung der Dichtegradienten nicht bekannt ist, notwendig, zwei Aufnahmen mit zueinander senkrechten Orientierungen zu machen.

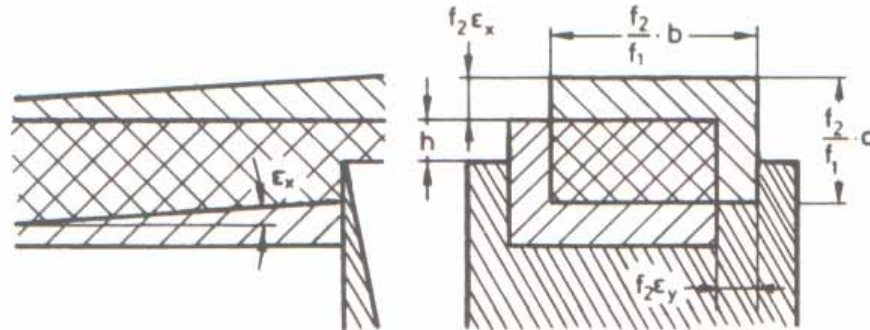


Abbildung 3.16: Strahlbescheidung an einer Schlierenblende [48]

Um die Auflösung der aus einer Schlierenoptik resultierenden Bilder zu erhöhen, kann die Schlierenblende durch eine Spaltblende ersetzt werden. Dieses ermöglicht einerseits eine einfache Anpassung der Optik an die Intensität der Dichtegradienten, andererseits wird der Informationsgehalt der Bilder eingeschränkt. Da bei jeder Art von spaltnormaler Strahlableitung eine Intensitätsabnahme erfolgt, kann keine qualitative Aussage über das Vorzeichen des Dichtegradienten mehr gemacht werden.

Um weitere Informationen über die Art der Dichteänderung zu erhalten, besteht die Möglichkeit, die Lichtquelle einer Schlierenoptik durch eine ausgeleuchtete Farbmaste zu ersetzen und so dem für die Aufnahme genutzten Lichtbündel eine Farbinformation aufzuprägen. Hierbei sind eine Vielzahl von Maskengeometrien möglich, die jeweils in Verbindung mit einer angepassten Blende eingesetzt werden können [49]. Durch Kombination von Masken mit verschiedenen Farben und Ausrichtungen lassen sich neben der beschriebenen eindimensionalen Optik auch zweidimensionale Aufbauten realisieren [45].

### 3.5.2 Integration der Schlierenoptik

Abbildung 3.17 zeigt schematisch den Aufbau der für die Untersuchung der Überschalleinläufe eingesetzten Farbschlierenoptik. Die Optik entspricht dem vorher beschriebenen Aufbau in Z-Anordnung. Aufgrund des geringen Bauraums innerhalb der Versuchskammer wurden 2 Planspiegel in den Strahlengang integriert. Diese ermöglichen auf der Lichtseite eine Platzierung der Lichtquelle außerhalb des Prüfstands und auf der Bildseite eine prüfstandsparallele Anordnung des Kamera- und Blendenaufbaus. Um den bildseitigen Aufbau der Schlierenoptik vor der Abluft des

offenen Kanals zu schützen, wurden diese Komponenten durch eine Trennwand von dem Prüfstand abgeteilt.

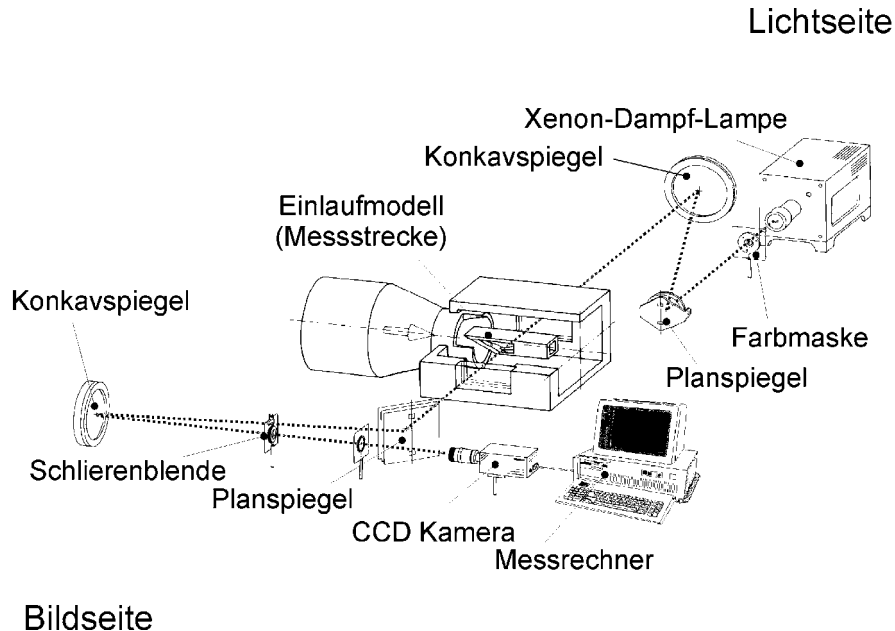


Abbildung 3.17: Skizze der eingesetzten Farbschlierenoptik [50]

### Die Farbmaske

Bei den Farbmasken, die für die bisherigen Untersuchungen verwendet wurden, konnte die Konturschärfe der Schlierenbilder über eine Verkleinerung des Blendenapertures verbessert werden. Diese Verkleinerung des Spaltes bewirkt jedoch gleichzeitig eine Verringerung der Lichtintensität, die ab einer bestimmten Blendenöffnung zu einer Ausblendung der Nutzinformation führte. Da bei den aktuellen Untersuchungen der aufgenommene Bildbereich wesentlich vergrößert wurde, musste eine neue Farbmaske ausgelegt werden, die bei einer ausreichenden Konturschärfe eine erhöhte Lichtintensität ermöglichte. Die Auslegung dieser Maske erfolgte mit Hilfe eines für diesen Zweck konstruierten Maskenträgers, der eine schnelle Variation der Farbgeometrien erlaubte.

Da wegen der rauen Versuchsbedingungen keine genaue Reproduzierbarkeit der Farbwerte erreicht werden konnte und dementsprechend von einer direkten Auswertung der aufgenommenen Farbwerte abgesehen wurde, war es möglich, einen sehr einfachen Aufbau der Farbmaske zu realisieren. Die Geometrie der Farbfelder, wie sie in Abbildung 3.18(a) und (b) dargestellt ist, wurde nach den von Grönig und Kleine vorgestellten Auslegungskriterien für Farbschlierenmasken mit definierten Farbfeldern erstellt [51].

Die jeweiligen Spaltbreiten der einzelnen Farbfelder wurde so gewählt, dass sich in

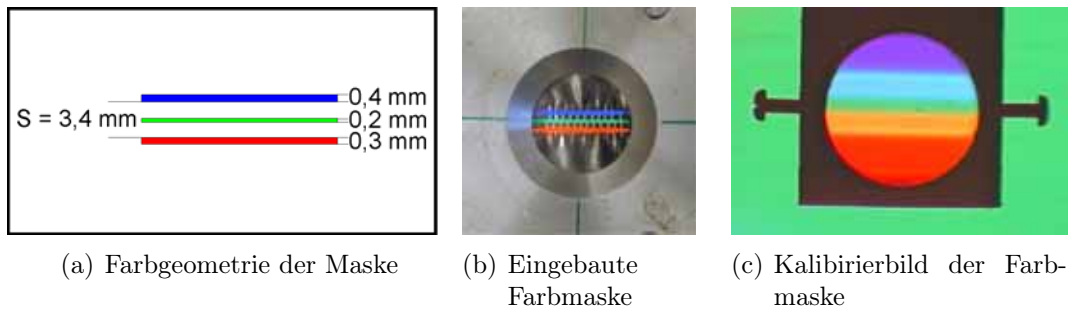


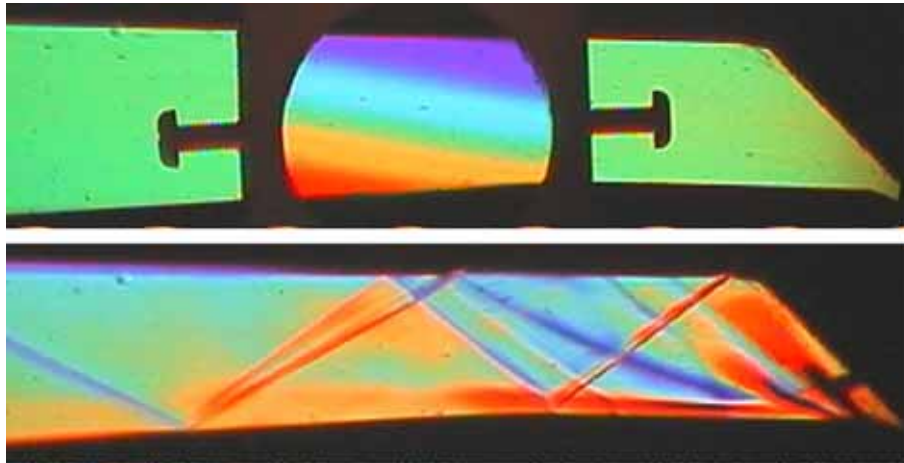
Abbildung 3.18: Aufbau und Kalibrierbild der Farbmaske

einem mit Hilfe einer Kalibrierlinse aufgenommenen Testbild eine einheitliche Intensität der Farbwerte ergab. Bei Spaltbreiten unter  $0,2\text{ mm}$  kam es in dem verwendeten Versuchsaufbau zu Fehldarstellungen aufgrund der Beugung des Lichtstrahls an der Spaltblende. In Abbildung 3.18(c) ist ein mit der Kalibrierlinse (Brennweite  $f = 5\text{ m}$ ) aufgenommenes Testbild dargestellt. Neben den Übergängen der verschiedenen Farbwerte innerhalb der Linse kann man die einheitliche Ausleuchtung des Hintergrundes deutlich erkennen. Für dieses Testbild wurde die Spaltbreite der Blende entsprechend der Breite des neutralen Bereichs  $S$  der Farbmaske (Abb.3.18(a)) auf  $3,2 - 3,4\text{ mm}$  eingestellt.

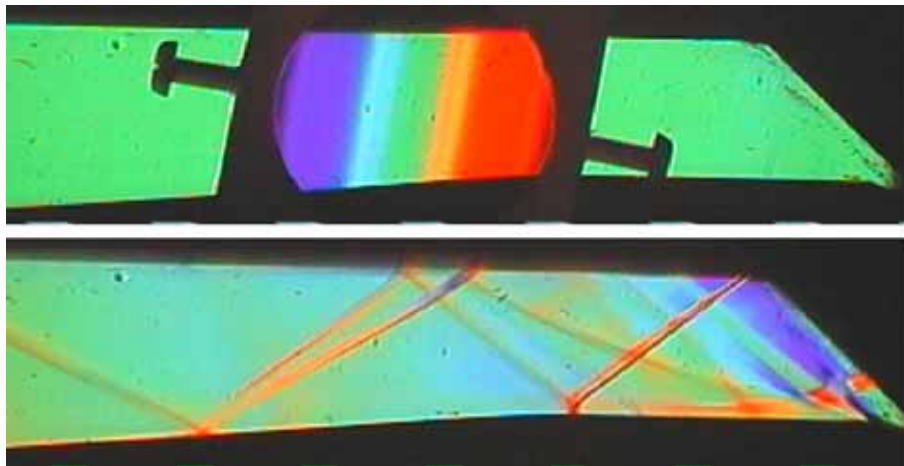
### Ausrichtung der Farbmaske

Entsprechend der Schwarz–Weiss–Schlierenaufnahmen können mit der beschriebenen Farboptik nur eindimensionale Dichtegradienten aufgenommen werden. Die Ausrichtung der Gradienten ist hierbei durch die Ausrichtung der Farbmasken–Schlierenblenden–Anordnung festgelegt. Abbildung 3.19 zeigt Schlierenaufnahmen der Einlaufströmung einer Modellkonfiguration mit unterschiedlichen Ausrichtungen der Optik. In den oberen Teilbildern sind jeweils die zugehörigen Kalibrierbilder dargestellt, aus der die Lage der Dichtegradienten entnommen werden kann. Die Winkelabweichung zwischen Maskenausrichtung und Modellachse von  $10^\circ$  bzw.  $80^\circ$  ergibt sich aus dem geänderten Modellinzidenzwinkel (Kap. 3.3) und der daraus resultierenden Schrägstellung des Modells.

Die Bilder geben eine Strömung wieder, wie sie sich in einem ungedrosselten Einlauf ergeben. In beiden Bildern sind die starken Dichtegradienten, die durch Verdichtungsstöße und Expansionsfächer erzeugt werden, deutlich zu erkennen. Bei den Aufnahmen mit horizontaler Ausrichtung der Optik werden zusätzlich zu diesen starken Gradienten die Dichteänderungen im Bereich der Grenzschicht sichtbar. Dieses kann entsprechend der beschriebenen Funktionsweise der Schlierenoptik mit der Ausrichtung der Gradienten nahezu senkrecht zur Blendenschneide erklärt werden. Die unterschiedliche Intensität der dargestellten Gradienten begründet sich unter anderem durch eine geringfügig geänderte Blendenöffnung, die zu einer Veränderung der Empfindlichkeit der Schlierenoptik führt.



(a) horizontale Ausrichtung



(b) vertikale Ausrichtung

Abbildung 3.19: Schlierenbilder mit unterschiedlichen Ausrichtungen

Nach Vorversuchen wurde für die Aufnahmen die horizontale Ausrichtung der Blendenschneide gewählt, da es in der Einlaufströmung hierzu keine markanten Dichtegradienten mit normaler Ausrichtung gibt (Abb.3.19(a)).

Die Reduzierung der Strömungsbilder auf eine Aufnahme mit einer definierten Optikausrichtung hat, neben der besseren Vergleichbarkeit der verschiedenen Messungen, den Vorteil, dass die komplette Strömung mit einem Bild erfasst und so der Versuchsaufwand deutlich verringert werden kann.

Bei dieser Optikausrichtung ergeben sich für die aufgenommenen Dichtegradienten je nach Lage verschiedene Farbdarstellungen, wie sie in Abbildung 3.20 ersichtlich sind. Entsprechend der Maskenfarbgeometrie werden Übergänge in dichteres Medium bei steigender  $y$ -Koordinate rot (Abb. 3.20(b)  $1 \rightarrow 2$  und  $3 \rightarrow 4$ ) und umgekehrt bei dem Übergang in dünneres Medium bei steigender  $y$ -Koordinate blau (Abb. 3.20(b)  $1 \rightarrow 3$  und  $2 \rightarrow 5$ ) dargestellt.



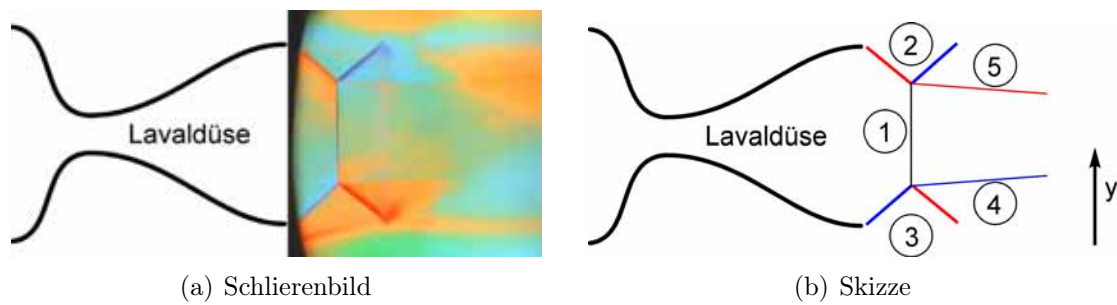


Abbildung 3.20: Ungestörte, überexpandierte Strömung hinter der Versuchsdüse ( $Ma=2,5$ )

### 3.5.3 Bildaufnahmen

Die Aufnahme der Strömungsbilder und Videosequenzen erfolgte mit einer Farb-CCD Kamera der Firma Kappa, die über eine handelsübliche Videokarte direkt an den Messrechner angeschlossen wurde. Durch diesen Aufbau war es möglich, die Einlaufströmung während des Versuchs am Bildschirm zu überwachen. Störungen des Messablaufs konnten so sehr schnell entdeckt und gegebenenfalls im laufenden Versuch behoben werden.

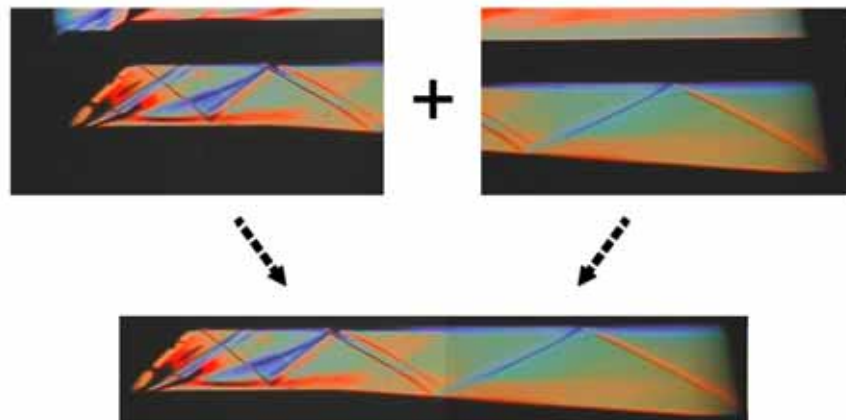


Abbildung 3.21: Aufbau der Strömungsbilder aus zwei Teilbildern

Um mit der gegebenen Kameraauflösung von  $768 \times 576$  Punkten eine möglichst hohe Auflösung des Isolatorbereiches in Längsrichtung zu erreichen, wurden die zu einem Betriebspunkt gehörenden Strömungsaufnahmen in einen vorderen und einen hinteren Bereich aufgeteilt und nach dem Versuch, wie in Abbildung 3.21 dargestellt, zu einem Bild zusammengesetzt.

# Kapitel 4

## Ergebnisse

Entsprechend der in Kapitel 3.3.2 beschriebenen geometrischen Variationsmöglichkeiten des Einlaufmodells ergaben sich für die Experimente die in Tabellen 4.1 angegebenen Isolatorlängen und Öffnungswinkelkonfigurationen.

Isolatorlänge		Isolatorwinkel	
$l$	$\delta_3$	$l$	$\delta_3$
[ <i>mm</i> ]	[°]	[ <i>mm</i> ]	[°]
29,3	0	99,3	0
39,3	0	29,3	1
49,3	0	29,3	2
59,3	0	29,3	3
69,3	0	29,3	4
79,3	0	29,3	5
89,3	0		
99,3	0		

Tabelle 4.1: Untersuchte Modellkonfigurationen

Diese Konfigurationen wurden mit den vorhandenen Lavaldüsen für die Anström-machzahlen von  $M_\infty = 2,5$  und  $3,0$  vermessen. Die Versuche wurden jeweils mit einem Drosselungsgrad von  $\Delta = 100\%$ , entsprechend einem voll gedrosselten Modell, gestartet, der im Verlauf des Versuchs auf  $\Delta = 20\%$  abgesenkt wurde. Hierbei wurde der mit starken Druckschwankungen verbundene Bereich hoher Drosselungsgrade ( $\Delta = 100\%..80\%$ ) schnell durchfahren, um Beschädigungen des Prüfstands zu minimieren. Nach einem hochaufgelösten Bereich des startenden Einlaufs und der sich entwickelnden Isolator-durchströmung ( $\Delta = 80\%..60\%$ ) folgt ein dritter Bereich ( $\Delta = 60\%..20\%$ ) mit weit auseinanderliegenden Messpunkten (Tab. 4.2). Bei einem Drosselungsgrad von  $20\%$  wurden die Messungen abgebrochen, da bei einer weitem Absenkung des Drosselungsgrads keine Veränderungen der Strömung mehr festgestellt werden konnten.

	Drosselungsbereich	Schrittweite
stark gedrosselter Bereich	$\Delta = 100 \div 80\%$	–
Start des Einlaufmodells	$\Delta = 80 \div 68\%$	0,5%;1%
Ausbildung der Überschallströmung innerhalb des Modells	$\Delta = 68 \div 60\%$ $\Delta = 60 \div 20\%$	2% 10%;20%

Tabelle 4.2: Messauflösung der Drosselungsgrade

Aufgrund der Konstruktion des Modells konnten die Messungen mit einem Öffnungswinkel von  $\delta_3 = 0^\circ$  und die Messungen mit einer Isolatorlänge von  $l = 99,3\text{mm}$  mit demselben Modellaufbau gemessen werden. Entsprechendes gilt für die Messungen mit einem Öffnungswinkel von  $\delta_3 = 5^\circ$  und einer Isolatorlänge von  $l = 29,3\text{mm}$ .

Als Referenzfall für die Beschreibung der verschiedenen Isolatorströmungsformen, sowie für den Vergleich mit parallel durchgeführten Forschungsprojekten, wurde die Konfiguration mit einer Isolatorlänge von  $l = 79,3\text{mm}$  gewählt. Diese Konfiguration entspricht dem in Kapitel 3.3.1 gewählten Auslegungspunkt.

## 4.1 Die ungedrosselte Isolatorströmung

### 4.1.1 Strömungsaufnahmen bei $M_\infty = 2,5$

Abbildung 4.1 zeigt das Schlierenbild einer Isolatorströmung, wie sie sich bei einem ungedrosselten Einlauf einstellt. Im oberen Teilbild sind die verschiedenen Strömungsphänomene skizziert.

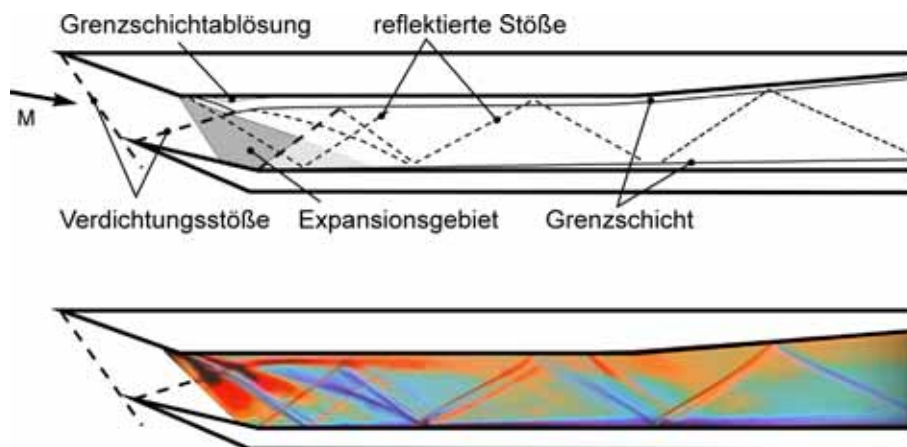


Abbildung 4.1: Schlierenaufnahme und Skizze der ungedrosselten Isolatorströmung ( $M_\infty = 2,5; l = 79,3\text{mm}; \Delta = 20\%$ )

Die freie Düsenströmung ( $M_\infty$ ) wird am Beginn der Rampe, im Bereich der äußeren

Verdichtung, durch einen schrägen Verdichtungsstoß umgelenkt und tritt danach in den Einlauf ein. Auf der Rampenseite der Einlaufs erfolgt hier eine Umlenkung an einer konvexen Ecke, an der die Strömung einer Prandl–Meyer–Expansion folgt. Diese ist auf dem Schlierenbild als rotes Gebiet sichtbar.

Unterhalb der ersten Rampenebene trifft der ankommende Luftstrom auf die Lip-penschneide, die eine Verdichtung mit Innenstößen verursacht.

Am Beginn der Lippe bildet sich, ausgelöst durch die Richtungsänderung der Strömung, erneut ein schräger Verdichtungsstoß aus, der in den Einlauf hineinläuft. Im vorderen Bereich der inneren Verdichtung kreuzt sich die von der Rampe ausgehende Expansion mit dem von der Lippe ausgehenden Stoß.

In dem Bereich, in dem das von der Rampenumlenkung ausgehende Expansionsgebiet auf die Lippe trifft, befindet sich die zweite unstetige Änderung der Lippenkontur. An dieser konkaven Ecke entsteht erneut ein Verdichtungsstoß, der die Strömung in Richtung der Triebwerkshauptebene umlenkt. In den Schlierenbildern ist dieser Stoß als rote Linie deutlich zu erkennen. Das von der konvexen Rampenumlenkung ausgehende Expansionsgebiet wird infolge dieser zusätzlichen Richtungsänderung weitestgehend ausgelöscht.

Der auf der Rampe einfallende erste Lippenstoß führt in der Rampengrenzschicht zu einer deutlichen Strömungsablösung im Auftreffpunkt. Die sich bildende Ablöseblase erzeugt an ihrem Beginn einen Ablösestoß und an ihrem Ende einen Wiederanlegestoß. Beide Stöße sind als blaue Linien in dem Schlierenbild zu erkennen. Während der Ablösestoß an der lippenseitigen Wand reflektiert wird und sich im stromabwärtigen Schlierenbild verliert, vereinigt sich der Wiederanlegestoß mit der Reflektion des zweiten Lippenstoßes und trifft auf die Lippenwand.

Die Intensität der auf der Lippe einfallenden Stoßkombination reicht hier wiederum aus, um eine leichte Ablösung, verbunden mit dem dafür charakteristischen Ablöse- und Wiederanlegestoß, zu erzeugen. Die Ablösung ist jedoch u. a. wegen der wesentlich dünneren Grenzschicht an der Lippe deutlich kleiner als die vorher beschriebene Ablösung auf der Rampe. Stromabwärts bilden sich, ausgehend von diesem Stoßsystem, weitere Stoßreflektionen aus.

Am Ende des Isolators kommt es infolge der konvexen Rampengeometrie zu einer Beschleunigung der Strömung, die wiederum als schwach rotes Gebiet erkennbar ist.

Allgemein fällt auf, dass sich an der Rampenseite eine deutlich dickere Grenzschicht ausbildet als auf der Lippenseite. Dieses kann durch die längere Lauflänge der Rampe und die lokale Ablösung im Bereich der vorderen Umlenkung erklärt werden.

Die kurz vor dem Beginn der Querschnittserweiterung von der Rampe ausgehende Störung der Strömung wird durch eine konstruktive Unebenheit auf der Rampenkontur erzeugt. Testmessungen ergaben, dass diese durch Unebenheiten hervorgerufenen Störungen nur einen sehr geringen Einfluss auf die Durchströmung des Einlaufs und speziell auf die gemessenen Wanddruckverläufe haben.

### 4.1.2 Wanddruckmessungen bei $M_\infty = 2,5$

Neben den Schlierenaufnahmen wurden für die Vermessung der Isolatorströmung auch die Wanddruckverläufe innerhalb des Einlaufs gemessen. Die zu der in Kapitel 4.1.1 vorgestellten Isolatorströmung gehörenden Verläufe sind in Abbildung 4.2 zusammen mit dem Schlierenbild wiedergegeben.

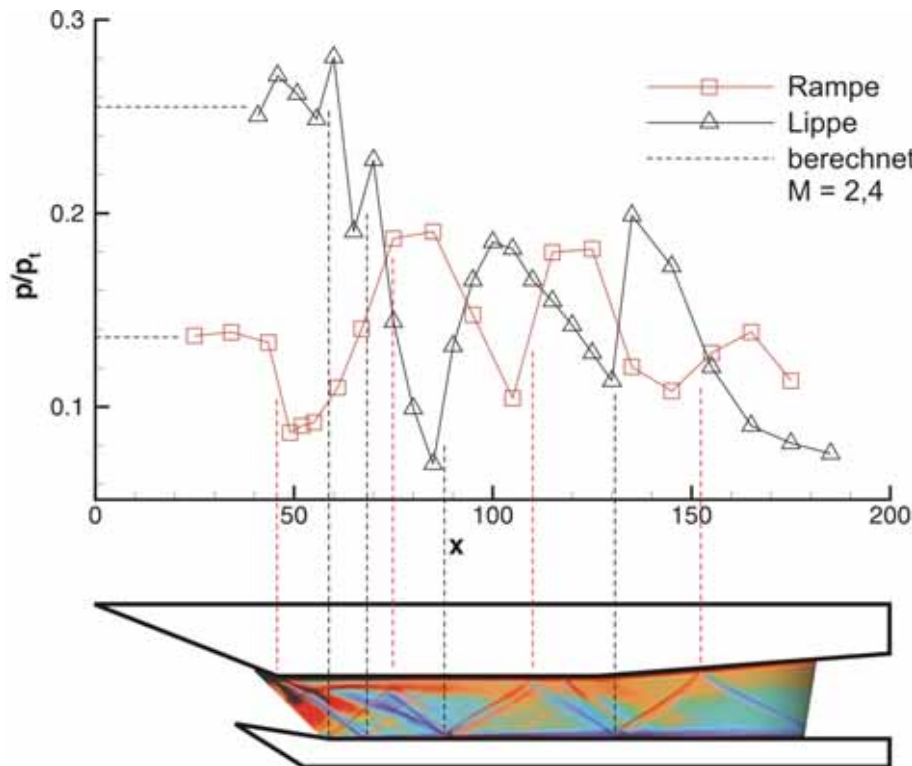


Abbildung 4.2: Schlierenbild und Wanddruckverlauf des quasi ungedrosselten Einlaufs ( $M_\infty = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 20\%$ )

Auf der ersten Rampenoberfläche stellt sich ein einheitliches Druckniveau der ersten 3 Druckmessstellen ( $x = 35 - 45\text{mm}$ ) ein. Aufgrund des relativ einfachen, ungestörten Strömungsfeldes an dieser Stelle des Einlaufes lassen sich die hier herrschenden Druckverhältnisse noch mit Hilfe der eindimensionalen gasdynamischen Theorie abschätzen. Die Gleichung für den statischen Druck innerhalb einer Strömung in Abhängigkeit von der Machzahl:

$$\frac{p_\infty}{p_{t,\infty}} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M_\infty^2\right)^{\left(-\frac{\kappa}{\kappa - 1}\right)} \quad (4.1)$$

und die Gleichung für das statische Druckverhältnis über einem schrägen Verdichtungsstoß [39]:

$$\frac{p}{p_\infty} = 1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1}(M_\infty^2 \sin^2 \sigma - 1) \quad (4.2)$$

lieferten hierbei eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen für eine Anströmmachzahl von  $M_\infty = 2,4$  ( $p/p_{tRampe} = 0,136$ ,  $p/p_{tLippe} = 0,255$ ). Die Vermutung, dass die tatsächliche Anströmmachzahl unter der Auslegungsmachzahl der Düse lag, wurde später durch die numerischen Untersuchungen bestätigt (s. Kap. 4.6). Die für diese Berechnung nötige Größe des Stoßwinkels läßt sich mit Hilfe der Gleichungen 3.4 und 3.5 sowie den festgelegten Geometriedaten ermitteln.

Wie aus den Druckverläufen des Diagramms in Abbildung 4.2 ersichtlich ist, entsprechen die gemessenen Werte sehr gut den errechneten. Die leichten Schwankungen der Messwerte auf der ersten Rampenebene, die sich in ähnlicher Form in allen durchgeführten Messungen ergaben, können den hier auftretenden Störungen der Seitenwände und den damit verbundenen dreidimensionalen Strömungseffekten zugeschrieben werden.

Aufgrund der Expansion um die erste konvexe Rampenecke ( $x = 50mm$ ) kommt es zu einem starken Abfall der Rampendrucke. Eine Nachrechnung des Wanddruckverlaufs entlang der Rampe unter Annahme einer Prandl–Meyer–Expansion führt in diesem Fall zu keinem brauchbaren Ergebnis, da innerhalb der Ablösung hohe Druckwerte stromauf transportiert werden und dementsprechend die errechneten Werte deutlich zu gering ausfallen. Des Weiteren wird die Expansion zum Teil durch das sich ausbildende Stoßsystem kompensiert.

Die weitere Betrachtung des Rampendruckverlaufs zeigt, dass es nach dem Bereich der Ablöseblase ( $x = 50 - 60mm$ ), in der ein nahezu gleichbleibendes Druckniveau gemessen werden kann, schnell zu einem merklichen Anstieg des Druckverhältnisses kommt ( $x = 60 - 75mm$ ). Dieser Anstieg kann durch die Druckerhöhung der von der Lippe ausgehenden Verdichtungstöße erklärt werden. Bedingt durch das Expansionsgebiet und die Ablösung mit den dazugehörigen Kompressionen und Expansionen erfolgt der Druckanstieg in einem ausgedehnteren Bereich, als es bei einem einfachen Auftreffen eines Stoßes der Fall wäre.

Der Verlauf des Lippenwanddrucks startet entsprechend der zusätzlichen Kompression durch den ersten Lippenstoß auf einem deutlich höheren Niveau als der Rampendruck. Anschließend an eine weitere leichte Druckerhöhung aufgrund des zweiten Lippenstoßes bei  $x = 58mm$  kommt es zu einem starken Druckabfall bedingt durch den Expansionsfächer, der sich an der konvexen Rampenumlenkung ausbildet ( $x = 60 - 85mm$ ). Bei einer Lauflänge von  $x = 68mm$  kommt es durch den auf die Lippe auftreffenden Ablösestoß zu einer Störung des Druckabfalls.

Bei  $x = 88mm$  trifft der reflektierte zweite Lippenstoß zusammen mit dem Wiederanlegestoß der Rampenablösung auf die Lippenwand. Hierdurch kommt es wiederum zu einem starken Anstieg des Rampenwanddrucks im Bereich von  $x = 90 - 100mm$ .

Im weiteren Verlauf der Isolatorströmung kommt es bedingt durch die Reflektionen der einfallenden Stöße und der Expansionsgebiete zu einem auf Rampe und Lippe gegenläufigen Druckanstieg und -abfall. Die Intensität dieser Druckschwankungen nimmt mit zunehmender Lauflänge ab.

Im hinteren Bereich der vermessenen Strömung ( $x > 120\text{mm}$ ) kommt es sowohl auf der Rampe als auch auf der Lippe zu einem den beschriebenen Schwankungen überlagerten Druckabfall. Dieser kann durch die an dieser Stelle einsetzende Querschnittserweiterung des Einlaufmodells erklärt werden, die bei der vorherrschenden Überschallströmung zu einer Beschleunigung und damit zu einer Verminderung des statischen Drucks führt.

### 4.1.3 Anströmmachzahl $M_\infty = 3,0$

Bei den Messungen mit einer Anströmmachzahl von  $M_\infty = 3,0$  ergaben sich deutlich ausgedehntere Ablösegebiete hinter der konvexen Rampenecke ( $x = 45\text{mm}$ ), die je nach Konfiguration bis zu 50% des Einlaufquerschnitts versperren. Ein beispielhafter Betriebspunkt aus dieser Messreihe ist mit Schlierenbild und den dazu gehörigen Wanddruckverläufen in Abbildung 4.3 dargestellt.

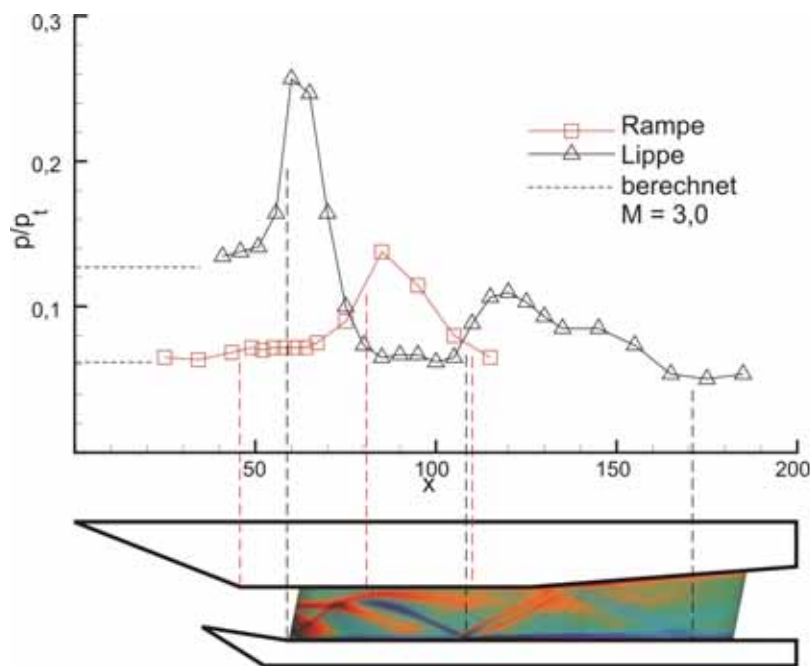


Abbildung 4.3: Schlierenbild und Wanddruckverlauf des quasi ungedrosselten Einlaufs ( $M_\infty = 3,0$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 20\%$ ; ohne Stolperdraht)

Die gemessenen Druckverhältnisse auf den vorderen Rampen- und Lippenebenen

stimmen recht genau mit den errechenbaren Werten überein. Nach der Strömungsumlenkung kann auf der Rampe kein Druckabfall, wie er sich infolge einer Prandl–Meyer–Expansion ergibt, erkannt werden. Aufgrund dieser Druckmessungen kann man vermuten, dass sich die auf dem Schlierenbild zu erkennende Ablösung, die ca. 30% des Einlaufquerschnitts versperrt, bis zu der Eckenumströmung ausdehnt. Der sich hieraus in der Grenzschicht ergebende Druckausgleich zwischen der ersten und zweiten Rampenebene erklärt den Wanddruckverlauf dieser Messung.

Der Lippendruckverlauf zeigt an der konkaven Ecke einen deutlichen Druckanstieg aufgrund des sich hier ausbildenden Verdichtungsstoßes. Der moderate Anstieg des Druckes an der vierten Messposition läßt hierbei vermuten, dass es auch an dieser konkaven Umlenkung zu einer Ablösung der Strömung kommt. Im weiteren Verlauf kommt es dann zu einem Druckabfall, der dem sich an die Ablöseblase anschließenden Expansionsfächer zugeschrieben werden kann. Nach dem Wiederanliegen der Strömung bilden sich innerhalb des Modells Strömungsformen aus, die denen für die geringere Machzahl beschriebenen ähneln.

Aufgrund der Komplexität der Einlaufströmung gibt es verschiedene Einflussfaktoren, die zu einer Ablösung in dieser Größe führen können:

- Die unveränderte Modellgeometrie führt bei der höheren Machzahl zu einer größeren Intensität der Stöße und Expansionen innerhalb des Einlaufs und damit zu einem größeren Ablösepotential.
- Von Schneider und Koschel [34] durchgeführte Untersuchungen des Übergangs von der Außen– in die Innenverdichtung ergaben, dass es zu einer Ablösung der Rampengrenzschicht kommen kann, wenn die von der Lippe ausgehenden Verdichtungsstöße in zu kurzer Folge auf die Grenzschicht auftreffen. Infolge der höheren Anströmmachzahl kommt es zu einer Annäherung der Stoßauftrittspunkte und damit zu einer erhöhten Ablöseineigung der Rampengrenzschicht.
- Nach den Versuchen von Sternberg [52] kann es bei einem Druckabfall in einem strömenden Fluid zu einer Relaminarisierung der Grenzschicht kommen (s. Abb. 2.4(b)). Diese Grenzschicht mit einem größeren laminaren Anteil kann leichter von einem einfallenden Stoß abgelöst werden als eine relativ stabile turbulente Grenzschicht.

Die Verringerung der Stoßintensität und die Verschiebung der Stoßauftrittspunkte wäre durch eine Veränderung der Einlaufgeometrie möglich[34]. Da dieses aber nur mit sehr großem Aufwand möglich war, wurde zunächst versucht, den Turbulenzgrad der Strömung auf der vorderen Rampe so weit zu erhöhen, dass sich auch nach der Eckenumströmung noch eine stabile Grenzschicht ausbildet.

Um die Turbulenz zu erhöhen, wurden verschiedene Methoden wie die Aufrauung der Oberfläche oder die Integration von Stolperdrähten in Versuchen getestet. Am wirkungsvollsten zeigte sich hierbei der Einbau eines Stolperdrahtes auf der Rampe



bei einer Lauflänge von  $x = 31\text{mm}$ , wie es in Abbildung 4.4 skizziert ist. Die Integration eines turbulenz erhöhenden Drahtes wurde auch in anderen Teilprojekten des SFB 253 erfolgreich eingesetzt [53].

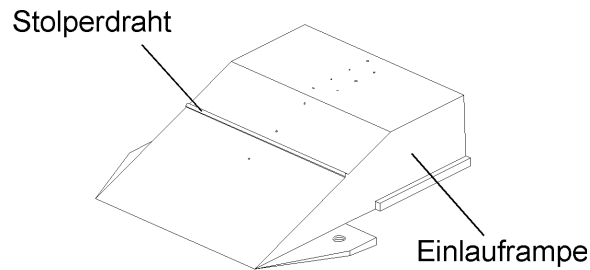


Abbildung 4.4: Einlauframpe mit installiertem Stolperdraht

Während sich durch den Einbau des Stolperdrahtes die Strömung bei den Messungen mit  $M_\infty = 3,0$  merklich beeinflussen ließ, konnte bei den  $M_\infty = 2,5$  Messungen keine wesentliche Änderung der Einlaufströmung festgestellt werden.

Wie in dem Schlierenbild in Abbildung 4.5 deutlich zu sehen ist, kann durch den

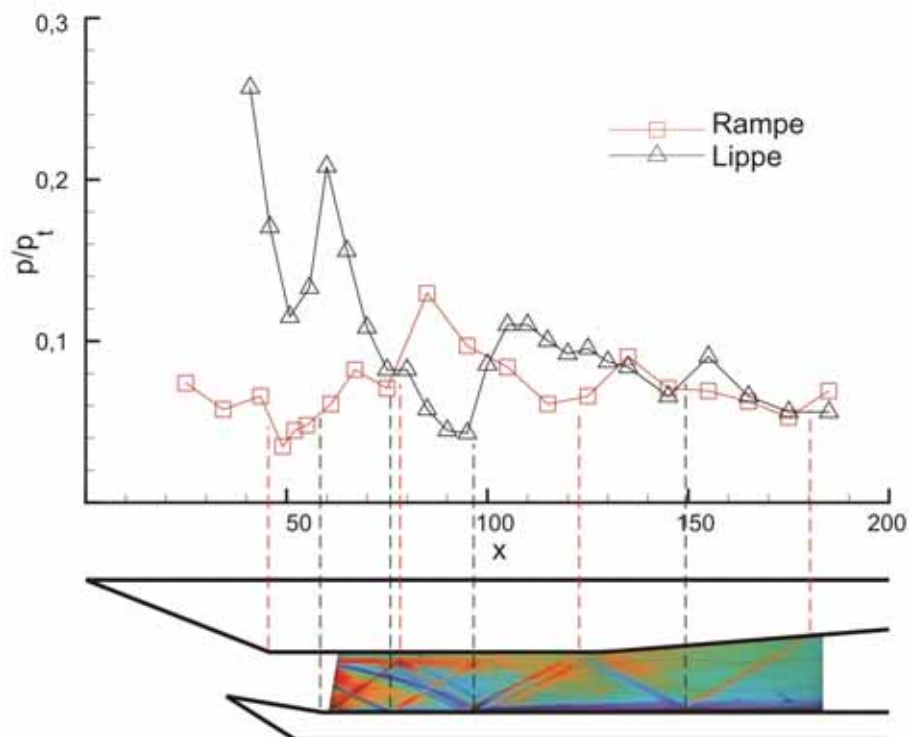


Abbildung 4.5: Schlierenbild und Wanddruckverlauf des quasi ungedrosselten Einlaufs ( $M_\infty = 3,0$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 20\%$ ; mit Stolperdraht)

Einsatz des Stolperdrahtes die Strömung innerhalb des optisch zugänglichen Bereiches wieder zum Anliegen gebracht werden. Hinweise auf eine Ablösung liefert lediglich die Rampendruckmessung nach der Eckenströmung ( $x = 50\text{mm}$ ), die aufgrund der Expansion deutlich kleinere Werte ergeben müsste, sowie die in dem Schlierenbild zu erkennenden Ablöse- und Wiederanlegestöße.

Auffällig an den Druckmessungen ist allerdings die Schwankung der Messwerte auf der jeweils ersten Rampen- und Lippenebene. Auf der Rampe kann dieses durch den Stolperdraht erklärt werden, der zwischen der ersten und zweiten Druckmessbohrung angebracht ist und somit einen Einfluss auf die Messwerte dieser beiden Bohrungen hat.

Die großen Druckschwankungen im vorderen Lippenbereich ( $x = 40 - 60\text{mm}$ ) lassen sich durch den in Abbildung 4.6 skizzierten Einfluss des Stolperdrahtes auf die Strömung der ersten Rampe erklären, der aus den parallel zu den Experimenten durchgeführten numerischen Untersuchungen folgte [54]. Demnach kommt es im Bereich des Stolperdrahtes auf der Rampe zu einer Ablösung. Der am Beginn der Ablöseblase induzierte Stoß bedingt eine Druckerhöhung am Beginn der Lippenebene. Die auf den Stoß folgende Expansion senkt im weiteren Lippenverlauf den Druck wieder stark ab (Abb.4.5:  $x = 40 - 50\text{mm}$ ). Eine anschließende Druckerhöhung folgt aus dem einfallenden Wiederanlegestoß und dem durch die konkave Lippenecke ausgelösten Stoß. Die Reflektionen der von der Ablösung ausgelösten Stöße vereinigen sich jeweils nach einer kurzen Lauflänge mit dem ersten bzw. zweiten Lippenstoß.

Eine Vereinigung des reflektierten Wiederanlegestoßes mit dem zweiten Lippenstoß ist auch im vorderen Bereich der Schlierenaufnahme zu erkennen.

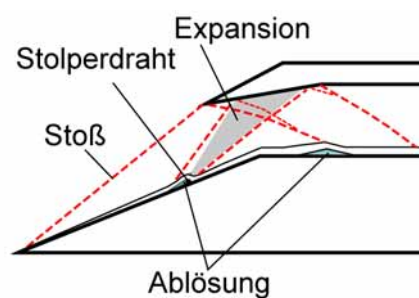


Abbildung 4.6: Beeinflussung der Strömung durch einen Stolperdraht

Die sich mit einem Stolperdraht einstellende Strömung im hinteren Teil des Einlaufs entspricht dem schon für die  $M_\infty = 2,5$ -Messungen beschriebenen Strömungsbild.

#### 4.1.4 Vergleich der ungedrosselten Isolatorströmung bei unterschiedlichen Anströmmachzahlen

Ein direkter Vergleich der Lippendruckmessungen der beiden untersuchten Machzahlen zeigt, in Übereinstimmung mit den Schlierenbildern, einen ähnlichen Verlauf der Isolatorströmungen (Abb. 4.7).

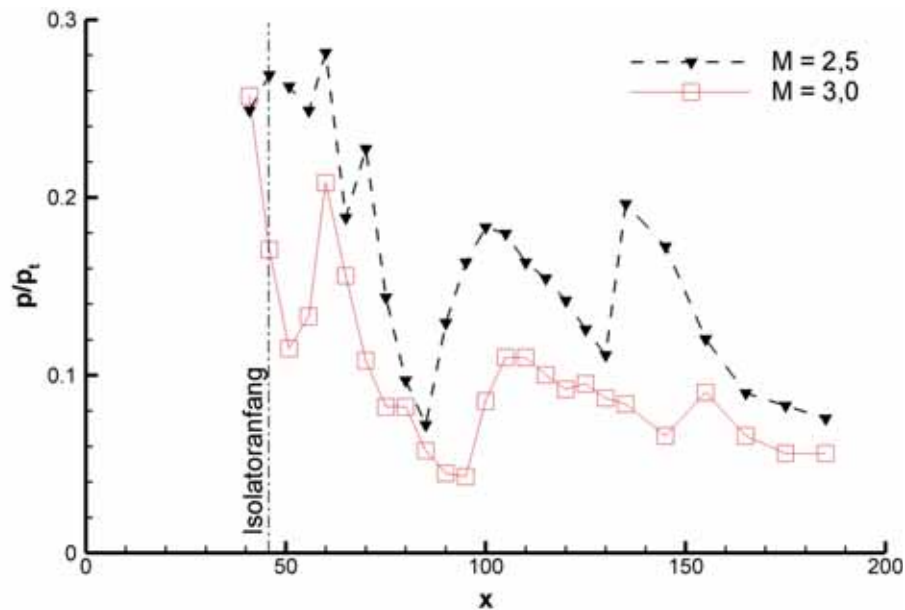


Abbildung 4.7: Vergleich der Lippendruckmessung bei verschiedenen Anströmmachzahlen

Wie in Abbildung 4.7 zu erkennen ist, kommt es bei den Messungen mit  $M_\infty = 3,0$  zu einer Streckung des gemessenen Druckverlaufs bei größeren  $x$ -Werten. Diese Streckung ist mit den von der Geschwindigkeit abhängigen Stoßwinkeln zu erklären. Ebenso folgt das geringere Niveau der  $M_\infty = 3,0$ -Messungen aus den sich durch die höhere Machzahl ergebenden geringeren Druckverhältnissen ( $p/p_t$ ).

Der sehr unterschiedliche Verlauf der beiden Druckkurven im Bereich der ersten Lippendruckmessstellen erklärt sich durch Umströmung des für die  $M_\infty = 3,0$ -Messungen verwendeten Turbulenzdrahtes.

## 4.2 Die gedrosselte Isolatorströmung

Zur Simulation der dem Isolator folgenden Triebwerkskomponenten ist der Prüfstand mit einer Drosselvorrichtung ausgestattet, mit der verschiedene Betriebspunkte des Einlaufs eingestellt werden können (Kap. 3.2.2). Als Beispiel für das Verhalten einer gedrosselten Isolatorströmung wird, wie schon im vorigen Abschnitt, eine Messung

mit einer Anströmmachzahl von  $M_\infty = 2,5$  vorgestellt und diskutiert, bevor die Messungen mit verschiedenen Drosselungsgraden verglichen werden.

### 4.2.1 Anströmmachzahl $M_\infty = 2,5$

Die Aufgabe des Isolators ist es, die Einlaufströmung von den im Betrieb auftretenden Druckschwankungen der nachfolgenden Triebwerkskomponenten – wie Brennkammer und Düse – zu isolieren und damit den sicheren Betriebsbereich des Triebwerks zu erweitern.

Ein Merkmal von Überschallströmungen ist, dass sich Informationen über Störungen der Strömung, wie sie durch Einbauten oder erhöhten Gegendruck hervorgerufen werden, nicht gegen die Strömungsrichtung ausbreiten können. Bei einer stromabwärtigen Strömungsstörung kann sich aber die Druckinformation innerhalb der wandnahen, mit Unterschallgeschwindigkeit strömenden Grenzschicht gegen die Strömungsrichtung ausbreiten und für eine Aufdickung oder Ablösung der Grenzschicht sorgen. Die aus der veränderten Grenzschichtdicke entstehende Änderung des Strömungsweges hat dann wiederum Auswirkungen auf die Strömungsgebiete weit oberhalb der eigentlichen Störung. In dem Bereich zwischen der ersten Grenzschichtveränderung und der Störung kommt es durch Stöße und Kompressionen zu einer Anhebung des Drucks auf das von den Störungen vorgegebene Niveau.

In Abbildung 4.8 sind die Schlierenaufnahme und die Wanddruckverläufe für eine Isolatorströmung bei einem durch die Drosselvorrichtung erhöhten Gegendruck dargestellt.

Ein Vergleich mit der in Abbildung 4.2 vorgestellten, ungedrosselten Isolatorströmung zeigt, dass sich weder die Schlierenbilder noch die Wanddruckverläufe der beiden Messungen im vorderen Teil des Einlaufs unterscheiden ( $x = 0 - 90\text{mm}$ ). Ab einer Lauflänge von  $x = 90\text{mm}$  kann man auf der Einlauframpe die erste Aufdickung der Grenzschicht erkennen, welche von dem nächsten einfallenden Stoß abgelöst wird ( $x = 105\text{mm}$ ). Aufgrund des erhöhten Gegendrucks kommt es nicht wieder zu einem Anlegen der Strömung. Wie an dem Verlauf der Grenzschichten im hinteren Teil des Isolators erkennbar ist, ist die abgelöste Strömung nicht mehr in der Lage, der vorgegebenen Konturänderung zu folgen. Sie verlässt den einsehbaren Teil des Einlaufs in einem relativ schmalen, lippennahen „Kanal“.

Ab dem Ablösepunkt kommt es zu einem starken Anstieg des statischen Drucks bis auf den von der Drosseleinrichtung vorgegebenen Wert.

Bei dem in Abbildung 4.8 dargestellten Messpunkt sollte sich ein der niedrigen Eintrittsmachzahl entsprechender „Shock-Train“ mit senkrechten Stößen ausbilden. Da die Grenzschichten durch die Strömungsumlenkung auf Rampen- und Lippenseite sehr unterschiedlich ausgeprägt sind und es zusätzlich durch die von Rampe und Lippe ausgehenden Stöße zu sehr unsymmetrischen Störungen der Grenzschichten

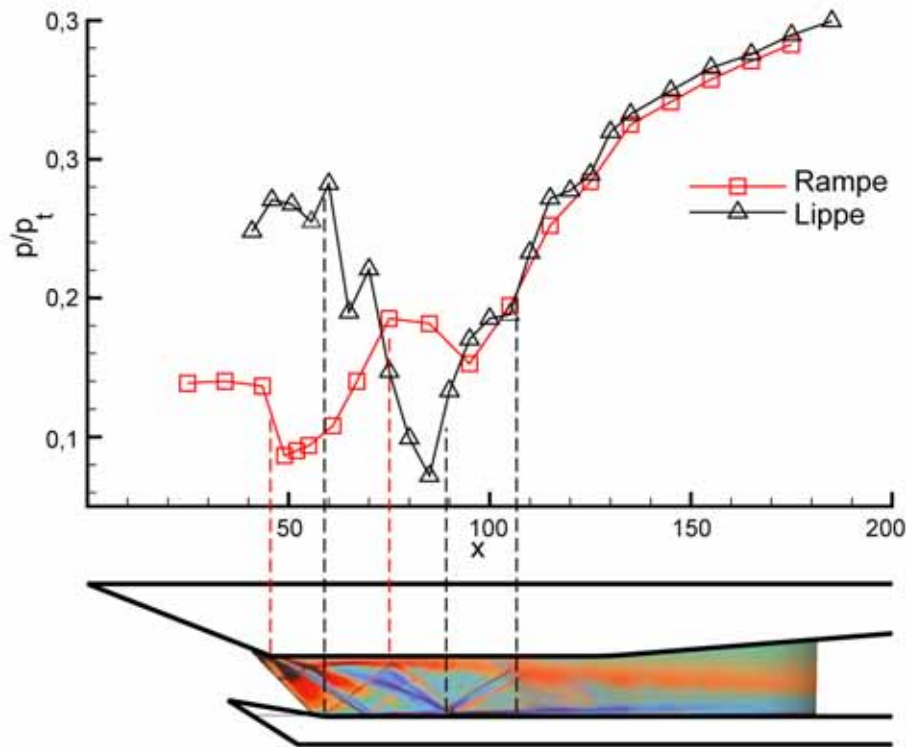


Abbildung 4.8: Schlierenbild und Wanddruckverlauf des gedrosselten Einlaufs ( $M_\infty = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 71\%$ )

kommt, lässt sich in den Schlierenaufnahmen kein ausgeprägter senkrechter „Shock-Train“ erkennen. Ausgehend von der Ablösung an dem Stoßeinfall ( $x = 105\text{mm}$ ) bildet sich vielmehr ein unsymmetrisches Gebiet aus Kompressionen und Expansionen, welches man an den Farbänderungen in dem Bereich zwischen  $x = 105\text{mm}$  und  $x = 150\text{mm}$  erkennen kann. Die gemessenen Druckverläufe sehen jedoch dem Verlauf in Abbildung 2.6(a) in der Tendenz ähnlich und lassen deshalb die Vermutung zu, dass es sich tatsächlich um eine Abwandlung des Geradstoß-„Shock-Trains“ handelt.

#### 4.2.2 Variation des Drosselungsgrades ( $M_\infty = 2,5$ )

Im Folgenden werden die Messungen der Konfiguration mit einer Isolatorlänge von  $l = 79,3\text{mm}$  bei verschiedenen Drosselungsgraden vorgestellt. Die Reihenfolge der vorgestellten Messpunkte entspricht einem Versuchsablauf. Um die Vergleichbarkeit der Messung sicherzustellen, wurde mit der definierten Position der komplett geschlossenen Drosseleinrichtung gestartet ( $\Delta = 100\%$ ). Im Laufe des Versuchs wurde der Drosselungsgrad so lange reduziert, bis keine Veränderung der Strömung und der Wanddruckverläufe mehr erkannt werden konnte.

### Drosselungsgrad $\Delta = 100\%$ ; geschlossenes Drosselventil

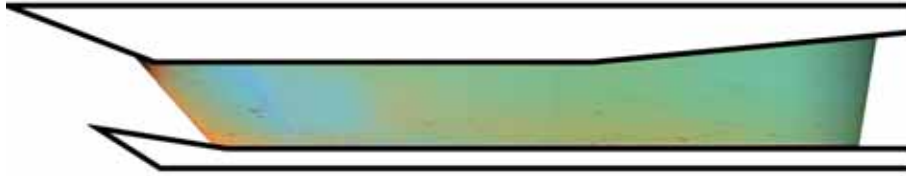


Abbildung 4.9: Gedrosselte Einlaufströmung ( $M_\infty = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 100\%$ )

Am Beginn des Versuchs ist das Drosselventil noch komplett geschlossen. Innerhalb des Einlaufmodells ist also die Strömungsgeschwindigkeit und damit auch die Machzahl gleich Null. Die im Überschall anströmende Luft wird vor dem Einlauf durch einen Verdichtungsstoß unter starken Verlusten verzögert und fließt außerhalb des Modells ab. Die in dem Schlierenbild (Abb. 4.9) zu erkennende uneinheitliche Farbverteilung wird von den Dichteänderungen der das Modell umströmenden Luft erzeugt. Am deutlichsten ist der Farbfehler am Beginn des optisch zugänglichen Bereichs sichtbar. Die zu erkennende Dichteänderung wird durch die Unstetigkeit der Modellaußenwand an der Fenstereinfassung und den daran anschließenden Wirbeln erzeugt.

Eine Aussage, inwieweit sich diese auf die Umströmung zurückzuführenden Farbänderungen auf die Messergebnisse bei geringeren Drosselungsgraden auswirken, kann wegen der Überlagerung der Mess- und der Störgröße nicht gemacht werden. Es kann jedoch vermutet werden, dass bei geringeren Drosselungsgraden und der damit verbundenen höheren Schluckfähigkeit des Einlaufs, die Intensität der Farbstörungen abnimmt und sie damit im Vergleich zu den starken Gradienten der Modellströmung zu vernachlässigen ist.

### Drosselungsgrad $\Delta = 78\%$ ; stark gedrosselter Einlauf



Abbildung 4.10: Gedrosselte Einlaufströmung ( $M_\infty = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 78\%$ )

Nach dem Öffnen der Drosselvorrichtung stellt sich ein sehr rauher Betriebsbereich ein, der als Einlaufbrummen bezeichnet wird. Dieser Betriebsbereich ist durch energiereiche Schwingungen und damit verbundener hoher Materialbeanspruchung und

Geräuschentwicklung gekennzeichnet. Die Vibrationen des Modells bei dem Durchfahren dieser Betriebspunkte lassen sich deutlich an den unscharfen Modellkonturen der Schlierenaufnahme erkennen.

Charakteristisch für diesen Drosselungsbereich sind die sich schwach abzeichnenden Überschall-Strömungsphänomene innerhalb des Einlaufs, die schon eine deutliche Ähnlichkeit mit der sich später entwickelnden Einlaufströmung haben. Die zu diesem Betriebspunkt gehörenden Wanddruckverläufe (Abb. 4.16 und 4.17) zeigen jedoch noch das Verhalten eines nicht gestarteten Einlaufs.

Um die Gefahr der Beschädigung des Prüfstands und der verwendeten Messtechnik zu minimieren, muss dieser Drosselungsbereich zügig durchfahren werden. Hierbei kommt es zu merklichen Frequenzänderungen der Schwingungen, bis diese bei einem bestimmten Drosselungsgrad spontan enden.

Die markanten Schwingungen dieses Betriebsbereichs gehen von starken Geschwindigkeits- und Druckschwankungen innerhalb des Einlaufs aus, die wie folgt erklärt werden können:

Die sich entwickelnde Einlaufströmung blockiert den Strömungskanal, woraufhin mehr Luft in den Einlauf eintritt als abfließen kann. Dieses bewirkt, dass die Überschallströmung innerhalb des Einlaufs zusammenbricht und die Verdichtungsstöße vor den Einlauf geschoben werden. Der durch diese neuen Stoßkonstellationen in den Einlauf eintretende Luftstrom ist nun geringer als der durch die Drosselvorrichtung entweichende, woraufhin sich innerhalb des Einlaufs wieder eine Überschallströmung ausbilden kann und der Zyklus von neuem beginnt.

Das Problem des Einlaufbrummens wurde schon sehr früh erkannt und untersucht. Eine Erklärung der grundlegenden Phänomene haben beispielsweise Griggs und Goldsmith schon 1952 geliefert [55]. Eine umfassende Beschreibung der bisher auf diesem Gebiet durchgeführten Untersuchungen ist in [35] gegeben.

#### Drosselungsgrad $\Delta = 75\%$

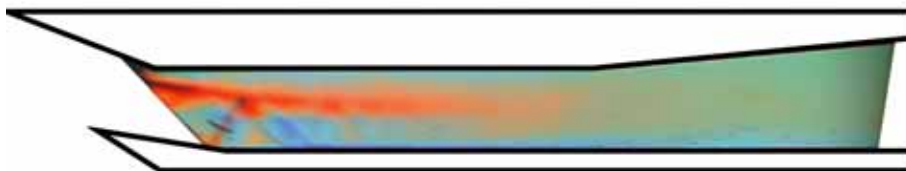


Abbildung 4.11: Gedrosselte Einlaufströmung ( $M_\infty = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 75\%$ )

Bei einem Drosselungsgrad von  $\Delta \cong 75\%$  kommt es innerhalb des Einlaufs zu den ersten stationären Überschallerscheinungen. In Abbildung 4.11 sind, neben der ausgeprägten Ablösung der Grenzschicht auf der Rampe, ein von der konkaven Lippenecke

ausgehender Stoß und dessen Reflektionen an der gegenüberliegenden Grenzschicht zu erkennen.

Anhand der später noch zu diskutierenden Wanddruckmessungen (Abb. 4.16) läßt sich zeigen, dass sich auf der vorderen Rampenebene ein Verdichtungsstoß befindet, der die Strömung vor dem Eintritt in den Einlauf in den Unterschall verzögert. Dass sich im Inneren des Einlaufs trotzdem eine Überschallströmung ausbildet, liegt an dem Halsquerschnitt, der sich zwischen der ersten Lippenebene und der konvexen Rampenumlenkung bildet und der eine erneute Beschleunigung in den Überschall erlaubt.

Die geringe Beschleunigung innerhalb des Einlaufs und die damit verbundene niedrige Machzahl zeigt sich auch an dem sehr großen Stoßwinkel des ersten Lippenstoßes.

**Drosslungsgrad  $\Delta = 74\%$**

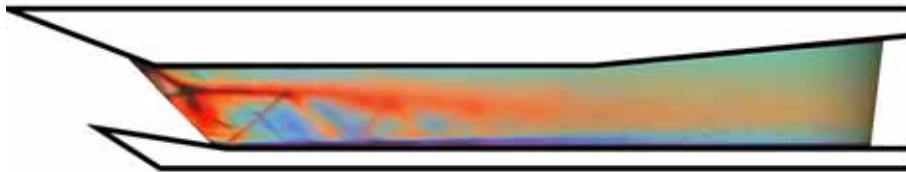


Abbildung 4.12: Gedrosselte Einlaufströmung ( $M_\infty = 2,5; l = 79,3\text{mm}; \Delta = 74\%$ )

Bei einem Drosslungsgrad von  $\Delta = 74\%$  kommt es das erste Mal zu einer Überschalldurchströmung des Einlaufs. Im vorderen Teil des Schlierenbildes (Abb. 4.12) ist der von der Lippenvorderkante erzeugte, in den Einlauf hereinlaufende Stoß zu erkennen. Der Stoßwinkel dieser Verdichtung entspricht, genau wie der des zweiten von der Lippenkontur ausgehenden Stoßes, schon dem Stoßwinkel der komplett entdrosselten Einlaufströmung.

Diese beiden von der Lippe ausgehenden Verdichtungsstöße erzeugen eine Ablösung der Strömung auf der Einlauframpe, die durch den hohen Gegendruck vergrößert und am Wiederanlegen gehindert wird.

An der abgelösten Grenzschicht kommt es zu Reflektionen der beiden Lippenstöße.

**Drosslungsgrad  $\Delta = 73$  bis  $72\%$**

Die weitere Absenkung des Drosselungsgrades bewirkt ein spontanes Umschlagen der Strömung. Die großflächige Ablösung auf der Rampe hat wegen des abnehmenden Gegendrucks die Möglichkeit, wieder an der Kontur des Einlaufs anzuliegen. Die



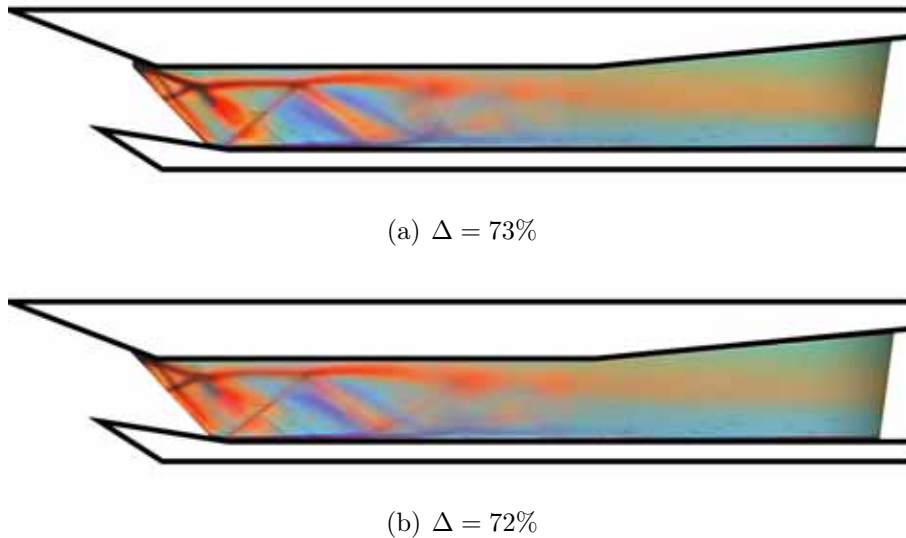


Abbildung 4.13: Gedrosselte Einlaufströmung ( $M_\infty = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 73\% - 72\%$ )

vertikale Ausdehnung der Ablösung wird hierbei besonders im vorderen Bereich des Einlaufs merklich reduziert. Aufgrund dieser Verkleinerung der Störung kann die Überschallströmung weiter in den Einlauf eintreten, bevor sie, ausgehend von den sich an den Grenzschichten bildenden Stößen, in den Unterschall verzögert wird.

Bei weiter fallendem Gegendruck kommt es zu einer deutlichen Verkleinerung der Ablöseblase, bis diese bei einem Drosselungsgrad von  $\Delta < 72\%$  ihre minimale Ausdehnung erreicht hat. Wie auf den Schlierenbildern in Abbildung 4.13(a) und (b) zu erkennen ist, kommt es in diesem Drosselungsbereich nicht zu einem weiteren Eindringen der Überschallströmung in den Einlauf. Die durch den Gegendruck bedingten Ablösungen von Rampe und Lippe erfolgen bei beiden Drosselungsgraden bei einer ähnlichen Lauflänge. Dieses Verhalten wird später auch durch die in Abbildung 4.16 und 4.17 wiedergegebenen Druckmessungen bestätigt werden.

Im Zuge der Entdrosselung nähert sich die Strömung im vorderen Isolatorbereich immer mehr der ungedrosselten Strömung an. Nachdem die Ablöseblase auf der Rampe ihre kleinste Ausdehnung erreicht hat, kommt es zu einer ersten sichtbaren Ausbildung des Wiederanlegestoßes. Die Vereinigung dieses Stoßes mit dem reflektierten Lippenstoß ist in Abbildung 4.13(b) das erste Mal schwach zu erkennen.

#### Drosselungsgrad $\Delta = 71$ bis $64\%$

Bei einer Senkung des Drosselungsgrades unter  $\Delta \leq 71\%$  bildet sich eine voll entwickelte Strömung im vorderen Einlauf aus. Eine weitere Senkung des Gegendrucks hat dementsprechend keinen messbaren Einfluss auf die vor dem Isolator gelegene

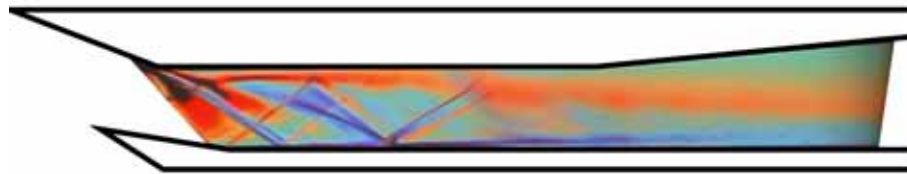
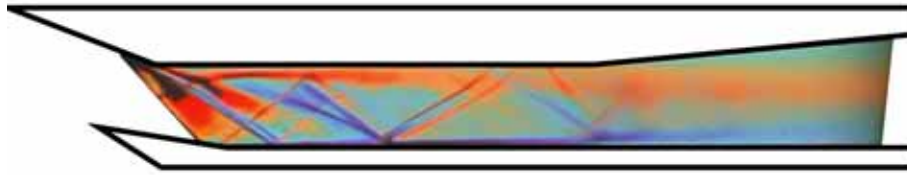
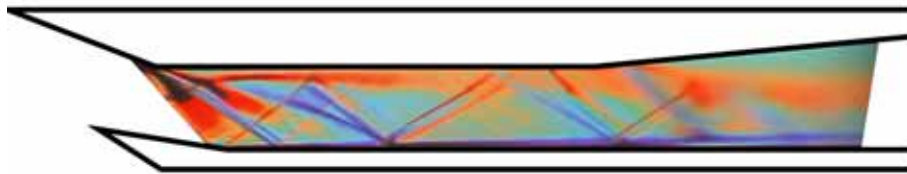
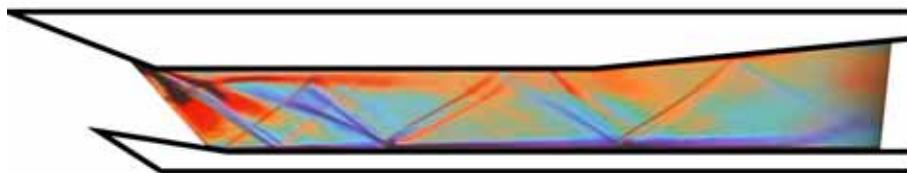
(a)  $\Delta = 71\%$ (b)  $\Delta = 70\%$ (c)  $\Delta = 68\%$ (d)  $\Delta = 64\%$ 

Abbildung 4.14: Gedrosselte Einlaufströmung ( $M_\infty = 2,5; l = 79,3\text{mm}; \Delta = 71\% - 64\%$ )

Einlaufströmung.

Wie in den Abbildungen 4.14 zu erkennen ist, kommt es mit abnehmendem Drosselungsgrad zu einer stromabwärts gerichteten Verschiebung der Grenzschichtablösung. Dies entspricht sehr gut den in Kapitel 2.2.4 beschriebenen Untersuchungen von Waltrup und Billig [23] über den Startpunkt eines „Shock-Trains“ in Abhängigkeit vom eingestellten Gegendruck.

Aus den Schlierenbildern ist ersichtlich, dass die Ablösepunkte im parallelen Teil des Isolators bei geringer werdendem Drosselungsgrad sehr schnell stromab wan-

dern. Sobald die Überschallströmung den divergenten Teil des Einlaufs erreicht hat, verlangsamt sich dieses Verhalten.

#### Drosslungsgrad $\Delta = 60$ bis $20\%$ ; ungedrosselter Einlauf

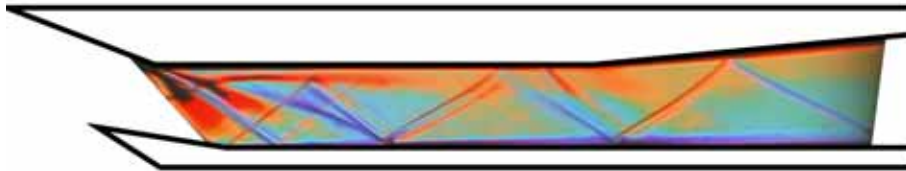


Abbildung 4.15: Quasi ungedrosselte Einlaufströmung ( $M_\infty = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 20\%$ )

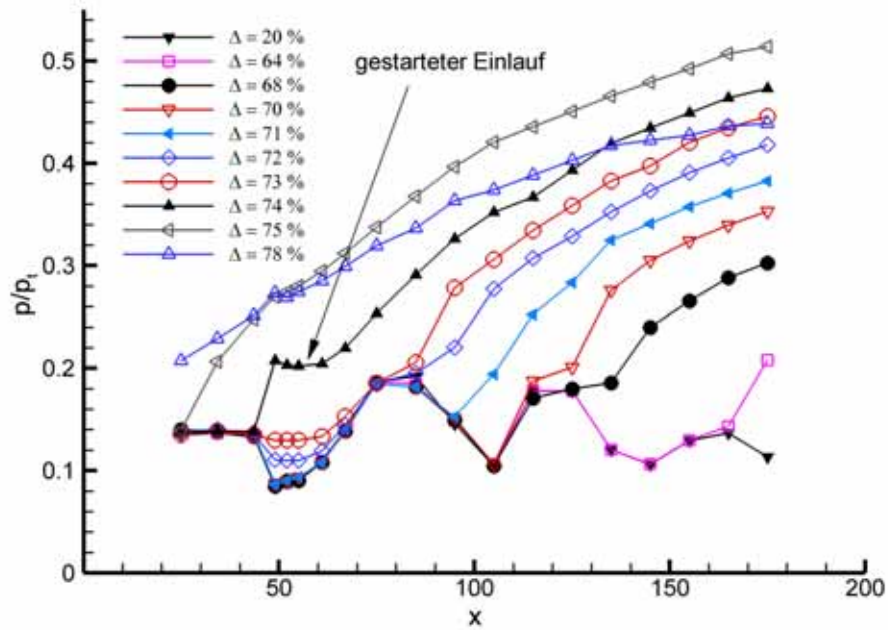
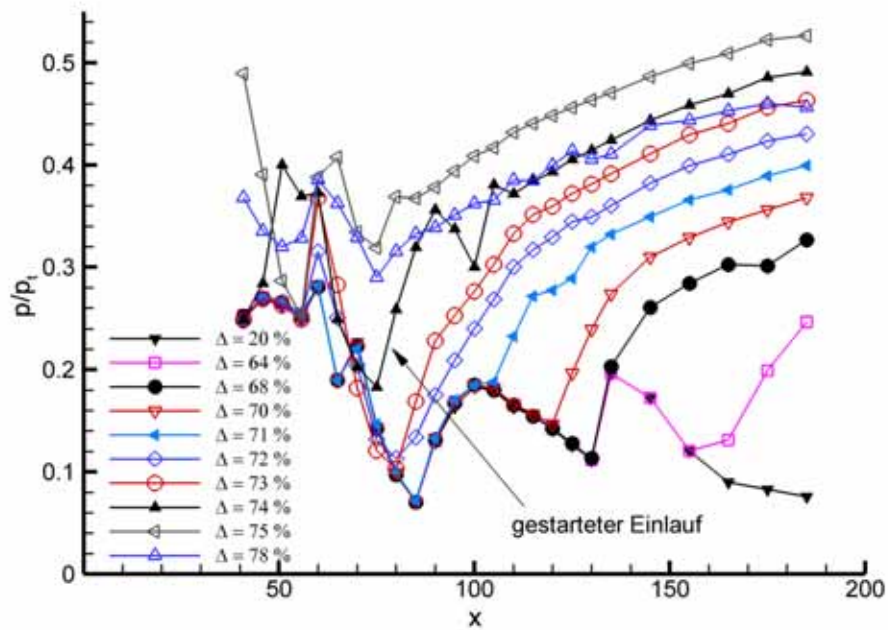
Bei einer weiteren Öffnung der Drosselvorrichtung kommt es zu einer kompletten Überschalldurchströmung des betrachteten Strömungsgebietes. Bei Variation des Drosslungsgrades innerhalb dieses Betriebsbereiches kann weder in den dazugehörigen Wanddruckmessungen noch in den jeweiligen Schlierenaufnahmen eine Veränderung erkannt werden. Eine ausführliche Beschreibung des zu diesem Betriebsbereich gehörenden Schlierenbildes (Abb. 4.15) erfolgte bereits in Kapitel 4.1.1.

#### Entwicklung der Wanddruckverläufe bei Variation des Drosslungsgrades

In den Abbildungen 4.16 und 4.17 sind die Wanddruckmessungen der vorgestellten Schlierenaufnahmen (Abb. 4.10 – 4.15) wiedergegeben.

Auffällig in beiden Diagrammen ist, dass sich bei sehr starker Drosselung ( $\Delta = 78\%$ ) im hinteren Teil des Einlaufs ein geringerer Wanddruck einstellt als bei kleineren Drosslungsgraden. Die Erklärung hierfür ist der senkrechte Verdichtungsstoß, der sich vor dem Einlauf ausbildet. Dieser Stoß wirkt sich neben einem geringeren Totaldruck in einem geringeren Massenstrom innerhalb des Einlaufs aus.

Wie schon anhand der Schlierenbilder beschrieben wurde, werden bei einer Absenkung des Drosslungsgrades die sich vor dem Einlauf befindenden Stöße in Richtung Einlauf verschoben und schließlich von diesem geschluckt. Beispielhaft hierfür sind die Rampenmessung bei  $\Delta = 75\%$  (Abb. 4.16) und die Lippenmessung bei  $\Delta = 74\%$  (Abb. 4.17). In beiden Fällen kommt es zu einem merklichen Druckanstieg zwischen der ersten und der zweiten Druckmessstelle. Dieses läßt darauf schließen, dass die Strömung sich an der jeweils ersten Messbohrung noch im Überschall befindet und vor dem Erreichen der zweiten Bohrung in den Unterschall verzögert wird. Bei der gegebenen Modellgeometrie kann diese Verzögerung nur mittels eines Verdichtungsstoßes erfolgen.

Abbildung 4.16: Wanddruckverlauf auf der Einlauframpe ( $M_\infty = 2,5; l = 79,3\text{mm}$ )Abbildung 4.17: Wanddruckverlauf auf der Einlauflippe ( $M_\infty = 2,5; l = 79,3\text{mm}$ )

In dem Drosselungsbereich von  $\Delta = 74\%$  bis  $\Delta = 71\%$  kommt es, wie am Beispiel der Schlierenbilder beschrieben, zu einer Überschalldurchströmung des Modells mit großen Ablösegebieten auf der Einlauframpe. In den Druckmessungen der Rampe spiegelt sich diese Ablösung und deren Größenentwicklung wieder. Während es bei einem Drosselungsgrad von  $\Delta = 74\%$  bei  $x = 50\text{mm}$  zu einem starken Druckanstieg infolge der großen Ablösung kommt, wird dieser Drucksprung mit abnehmender Drosselung immer geringer.

Ab einem Drosselungsgrad von  $\Delta = 73\%$  kommt es nach den Schlierenbildern (Abb. 4.13) zu einem Wiederanlegen der Strömung. Dieses Verhalten ist auch in den Druckmessungen wiederzuerkennen. Obwohl die Druckverläufe im Bereich der Ablösung noch relativ große Werte zeigen ( $x = 50 - 75\text{mm}$ ), bilden sich hinter der Ablöseblase schon die Druckwerte einer ungestörten Strömung aus ( $x \approx 75\text{mm}$ ). Bei einer Drosselung von  $\Delta = 71\%$  ist die vordere Einlaufströmung voll entwickelt und zeigt auf Rampe und Lippe die entsprechenden Wanddruckverläufe.

In den Wanddruckmessungen der Lippe (Abb. 4.17) fallen besonders die Schwankungen des Druckverlaufes des Betriebspunktes mit  $\Delta = 74\%$  ins Auge. Wie in Abbildung 4.12 zu erkennen ist, kommt es bei diesem Gegendruck zu einer großen Ablösung auf der Rampenseite des Modells, so dass die Strömung an die Lippenwand gedrängt wird. Aufgrund dieser Nähe zu den Wanddruckbohrungen werden Druckschwankungen der Kompressions- und Expansionsgebiete innerhalb des "Shock-Trains" nicht mehr von der Grenzschicht verwischt und können so von der Messtechnik erfasst werden.

Nachdem sich die vordere Einlaufströmung ausgebildet hat ( $\Delta \leq 71\%$ ), nähern sich die Druckverläufe auf Rampe und Lippe dem Verlauf einer ungedrosselten Strömung an. Entsprechend dem eingestellten Gegendruck platziert sich der Startpunkt des „Shock-Trains“ innerhalb des Einlaufs.

Die am Beispiel der Abbildung 4.14 beschriebene Unabhängigkeit der vorderen Einlaufströmung von der eingestellten Drosselung in diesem Bereich ist auch anhand der Wanddruckmessungen ersichtlich. Aus den Druckverläufen (Abb. 4.16–4.18) wird deutlich, dass es innerhalb einer entwickelten Überschallströmung nur noch zu vernachlässigbaren Druckschwankungen kommt.

In Abbildung 4.18 sind sowohl die Rampen- als auch die Lippenwanddruckverläufe der gestarteten Betriebspunkte aufgetragen. Diese Darstellung zeigt, dass die Ablösungen der zusammengehörenden Rampen- und Lippendruckverläufe bei nahezu identischen, von dem jeweiligen Drosselungsgrad abhängigen Lauflängen ( $x$ ) beginnen. Des Weiteren ist bei den dargestellten Paaren ein einheitlicher Druckverlauf der Rampen- und Lippendruckverläufe stromabwärts der jeweiligen deutlich Ablösepunkte zu erkennen.

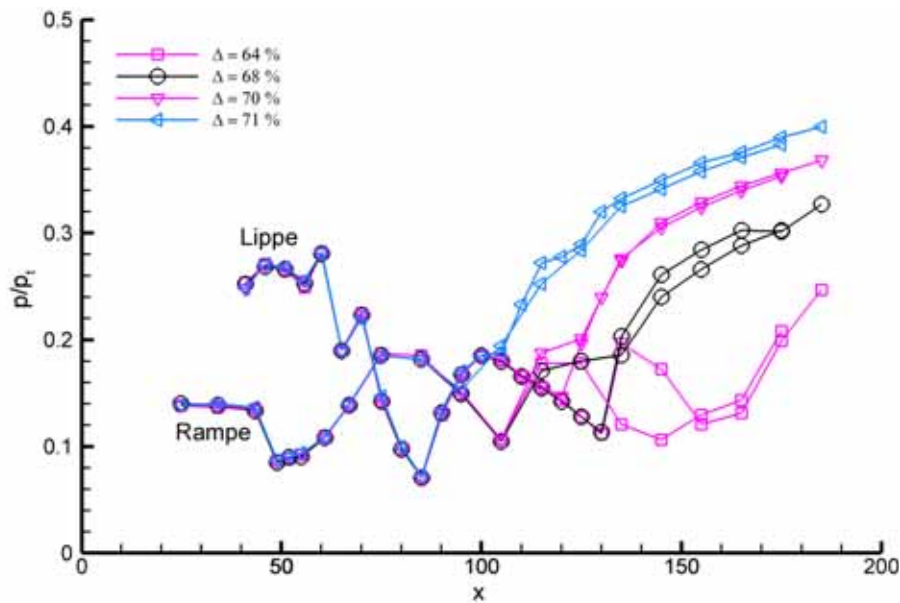


Abbildung 4.18: Vergleich von gestarteten Wanddruckverläufen  
( $M_\infty = 2,5; l = 79,3\text{mm}$ )

### Ablöseverhalten bei verschiedenen Drosselungsgraden

Besonders bei Messungen mit kurzen Isolatorgeometrien konnte ein drosselungsabhängiges Umschlagen der abfließenden Strömung innerhalb des Modells von der Lippen- auf die Rampenseite beobachtet werden. Als Beispiel hierfür sind in Abbildung 4.19(a) und (b) die Schlierenbilder der Konfiguration mit einer Isolatorlänge von  $l = 39,3\text{mm}$  bei den Drosselungsgraden  $\Delta = 69\%$  bzw.  $\Delta = 70,5\%$  gegeben.

Die Schlierenbilder zeigen, dass die Reflektionspunkte der Stöße einen deutlichen Einfluss auf die Abströmrichtung haben. Bei der in Abbildung 4.19(a) wiedergegebenen Strömung kommt es wegen des hohen Gegendrucks und der hohen Stoßintensität des einfallenden Stoßes zu einer Ablösung der Strömung auf der Einlauflippe. Da im Bereich dieser Ablösung auch die Querschnittserweiterung der Rampe einsetzt, kann die Strömung von der Ablöseblase ausgehend in Richtung der Rampe umgelenkt werden.

Bei einer Verringerung des Drosselungsgrades reicht der Gegendruck nicht mehr aus, um die an dem Stoßeinfall entstehende Ablöseblase in der relativ dünnen Lippengrenzschicht aufzureißen, so dass es stromab zu einem Ablösen der wesentlich dickeren Rampengrenzschicht kommt (Abb. 4.19(b)).

Bei Drosselungsgraden, die zwischen diesen beiden Werten liegen, kam es während der Messung zu einem instabilen Umschlagen der Abströmung.

Bei den vermessenen längeren Isolatorkonfigurationen konnte, auch bei ähnlichem Stoßeinfall, kein Abströmen entlang der Einlauframpe beobachtet werden (s. Abb.

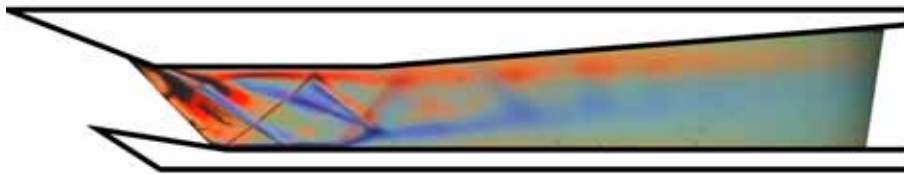
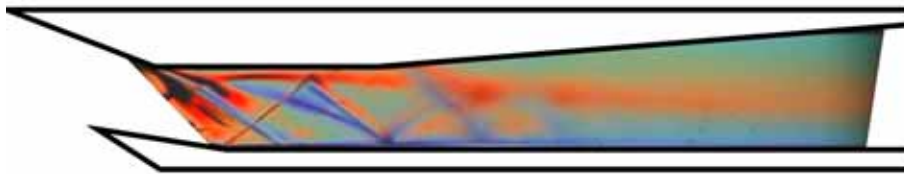
(a) Abströmung an der Rampe  $\Delta = 70,5\%$ (b) Abströmung an der Lippe  $\Delta = 69\%$ 

Abbildung 4.19: Verlauf der Abströmung in Abhängigkeit von dem Drosselungsgrad ( $M_\infty = 2,5; l = 39,3mm$ )

4.14(b)). Ein Grund hierfür ist die in den hinteren Isolatorbereichen verringerte Stoßintensität, die zusammen mit dem geringeren Gegenruck nicht mehr zu einem Ablösen der dünnen Lippengrenzschicht führt.

### 4.2.3 Anströmmachzahl $M_\infty = 3,0$

Das Verhalten der Einlaufströmung bei einer Anströmmachzahl von  $M_\infty = 3,0$  entspricht in weiten Teilen den Messungen bei  $M_\infty = 2,5$ . Zur Verdeutlichung der Strömung sind in den Abbildungen 4.20 und 4.21 die Daten der gerade startenden und in Abbildung 4.22 und 4.23 die Bilder und Wanddruckverläufe der sich entwickelnden Isolatorströmung wiedergegeben.

Nach dem – nicht dargestellten – sehr rauen Betriebsbereich des Einlaufbrummens stellen sich bei einem Drosselungsgrad von  $\Delta = 77\%$  innerhalb des Isolators die ersten stabilen Überschallerscheinungen ein (Abb. 4.20(a)). Diese können jedoch, wie ein Vergleich mit den Wanddruckmessungen in Abbildung 4.21 zeigt, noch nicht auf einer ausgebildeten Überschalldurchströmung des vorderen Einlaufs beruhen. Durch das Reduzieren des Drosselungsgrades auf  $\Delta = 75\%$  kommt es im Bereich der äußeren Verdichtung zu einer entwickelten Überschallströmung (Abb. 4.21(a)(b) 75%). Innerhalb des Isolators werden die ersten Verdichtungsstöße an der abgelösten Rampengrenzschicht reflektiert (Abb. 4.20(c)). Ein weiteres Absenken des Gegenrucks führt, infolge des geringeren Drucks in der Grenzschicht (Abb. 4.21(a) 74%), zu einer Verkleinerung der Ablösung.

Die ausgeprägte Ablösung auf der Rampenseite führt auch bei den Messungen mit

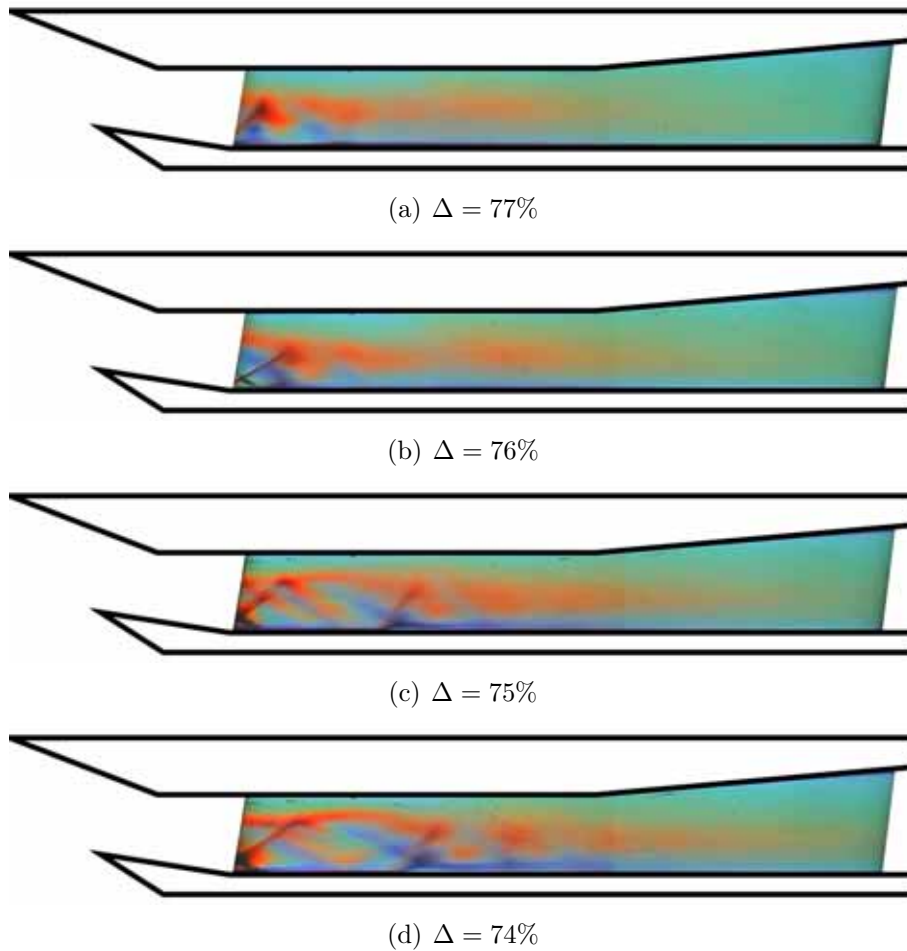
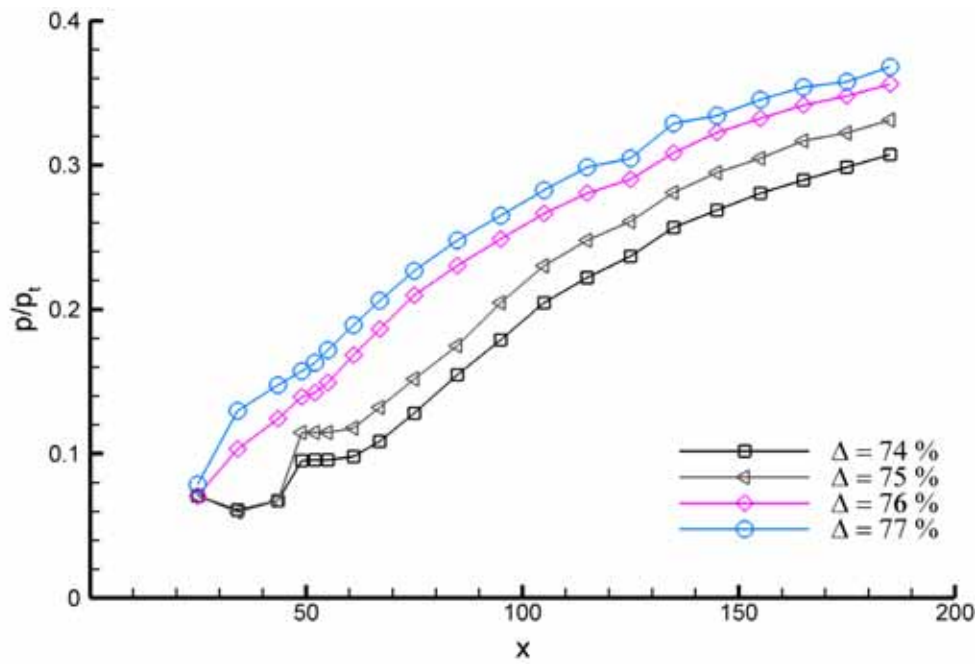


Abbildung 4.20: Gedrosselte Einlaufströmung  
 ( $M_\infty = 3,0$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 77\% - 74\%$ )

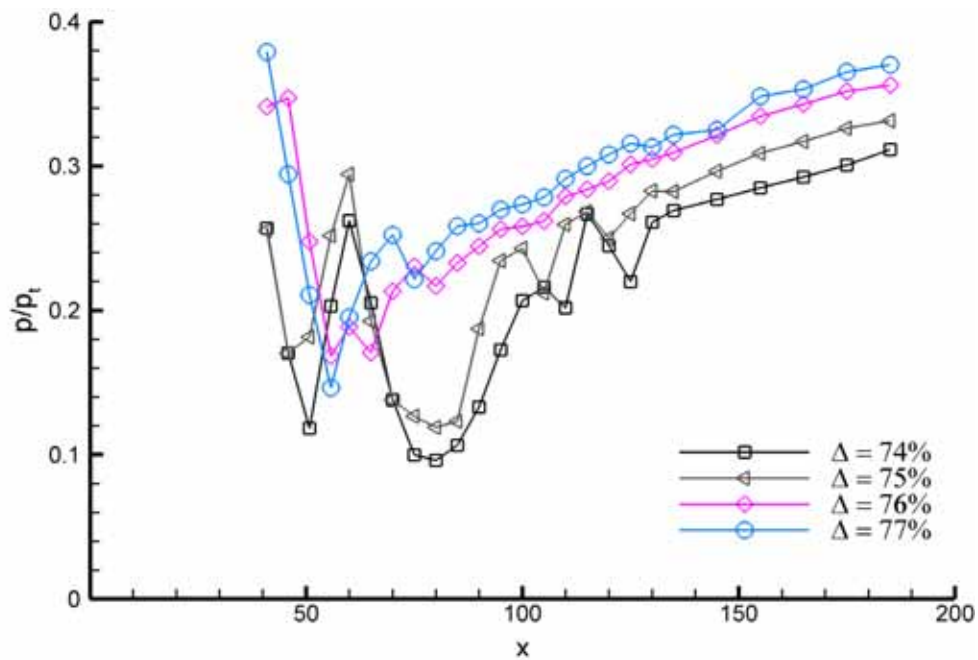
$M_\infty = 3,0$  zu einer Konzentration der Strömung auf der Lippenseite. Die Lippendruckverläufe dieser Betriebspunkte (Abb. 4.21(b) 74%;75%) zeigen, analog zu den  $M_\infty = 2,5$ -Messungen, Druckschwankungen, die sich innerhalb der sich verzögernden Kernströmung ergeben.

Im Gegensatz zu den Messungen mit  $M_\infty = 2,5$  kommt es bei den  $M_\infty = 3,0$ -Messungen mit Stolperdraht nicht zu einem Wiederanlegen der Strömung nach einer Grenzschichtablösung auf der Rampe. Bei einem Absenken des Drosselungsgrades unter  $\Delta = 74\%$  schlägt die Strömung spontan in den komplett anliegenden Fall um. Die zu  $\Delta = 73\%$  gehörende Schlierenaufnahme (Abb. 4.22(a)) zeigt dementsprechend die im vorderen Isolatorbereich vollkommen ausgebildete Isolatorströmung. Ebenso ist an den Wanddruckmessungen für Rampe und Lippe (Abb. 4.23(a) und (b)) zu erkennen, dass die Überschallströmung bis in den mittleren Teil des Isolators bestehen kann. Wie an den in den Schlierenaufnahmen ersichtlichen Ablöse- und Wiederanlegestoß erkannt werden kann, kommt es an dem Auftreffpunkt des





(a) Rampe



(b) Lippe

Abbildung 4.21: Wanddruckverlauf der startenden Einlaufströmung  
 ( $M_\infty = 3,0$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 77\% - 74\%$ )

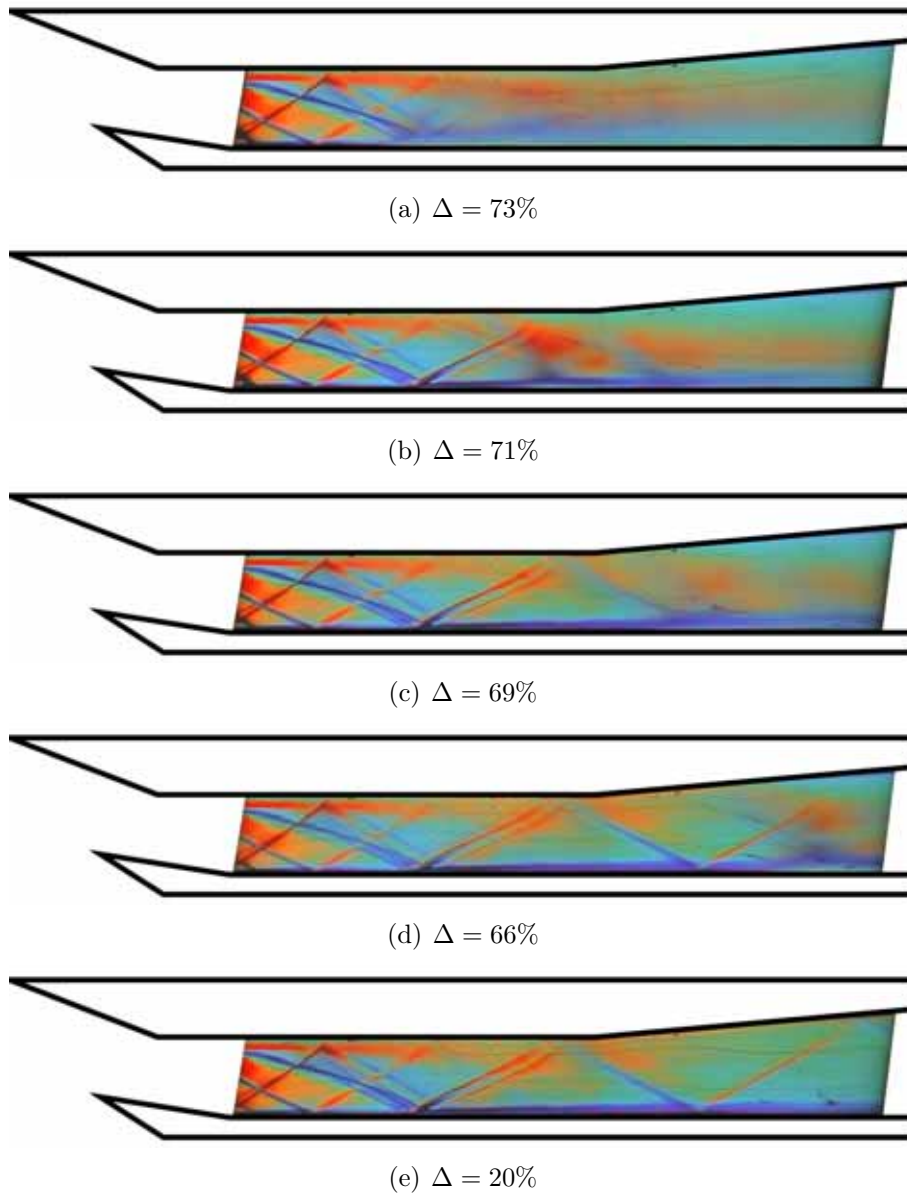
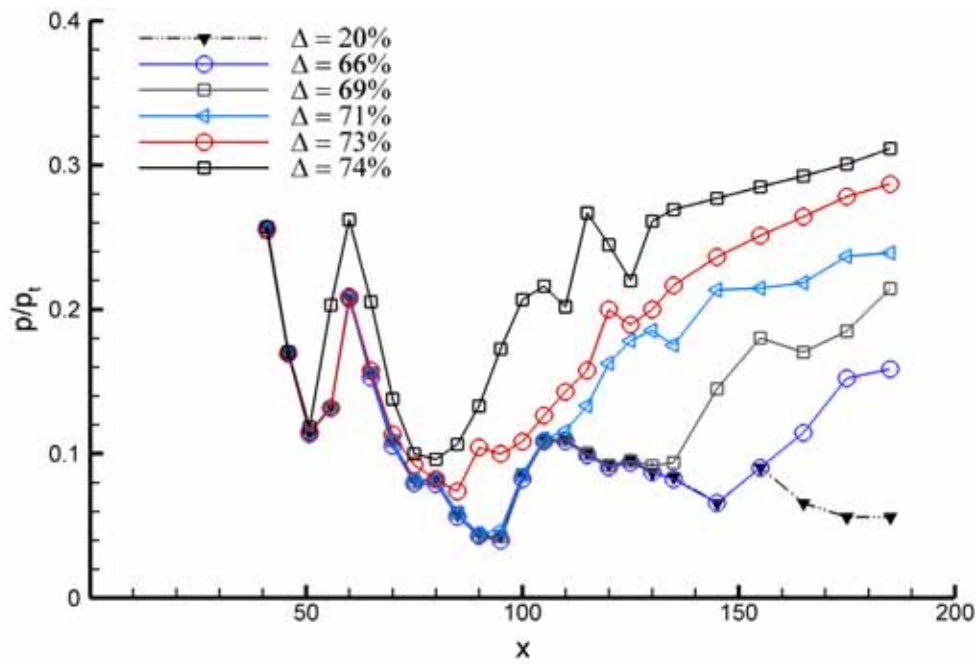


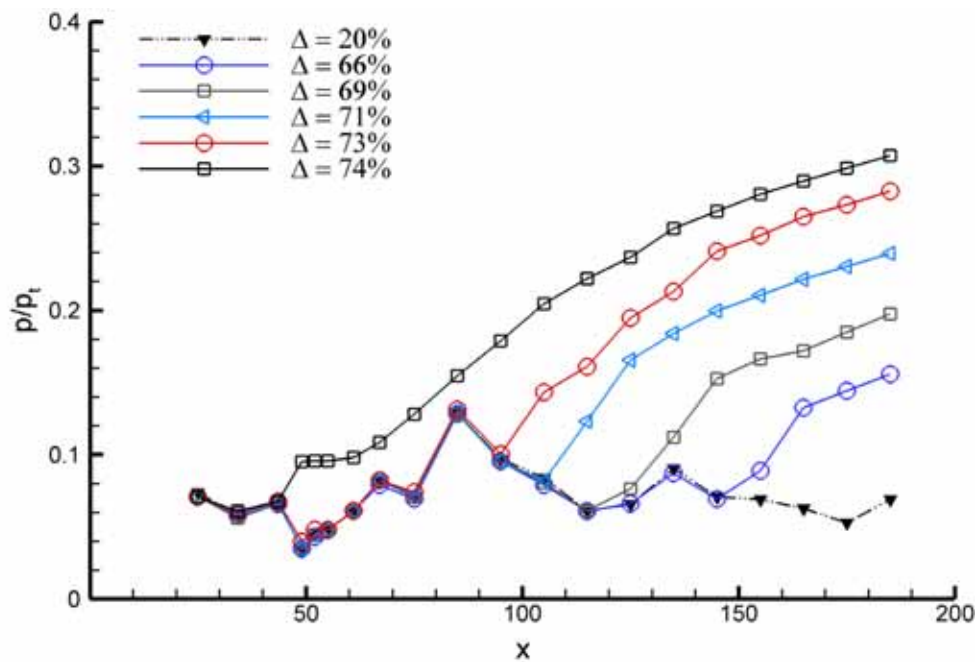
Abbildung 4.22: Gedrosselte Einlaufströmung  
 ( $M_\infty = 3,0$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 73\% - 20\%$ )

ersten Lippenstoßes weiterhin zu einer Ablösung der Rampengrenzschicht. Diese Ablöseblase ist jedoch örtlich so begrenzt, dass sie sich außerhalb des in den  $M_\infty = 3,0$  Messungen einsehbaren Bereichs befindet.

Bei weiterer Absenkung des Drosselungsgrades kommt es, analog den  $M_\infty = 2,5$  Messungen, zu einem immer tieferen Eindringen der Überschallströmung in den Isolator und den nachfolgenden divergenten Abschnitt.



(a) Rampe



(b) Lippe

Abbildung 4.23: Wanddruckverlauf der gestarteten Einlaufströmung  
 $(M_\infty = 3,0; l = 79,3\text{mm}; \Delta = 74\% - 20\%)$

## 4.3 Geometrieinflüsse

### 4.3.1 Die ungedrosselte Einlaufströmung

#### Konfigurationen mit unterschiedlichen Isolatorlängen

In den Abbildungen 4.24 und 4.25 sind die Schlierenbilder der ungedrosselten Isolatorströmung für die Messungen mit unterschiedlichen Isolatorlängen dargestellt. Wie aus den Bildern ersichtlich ist, wird die Strömung im vorderen Teil des Einlaufs nicht

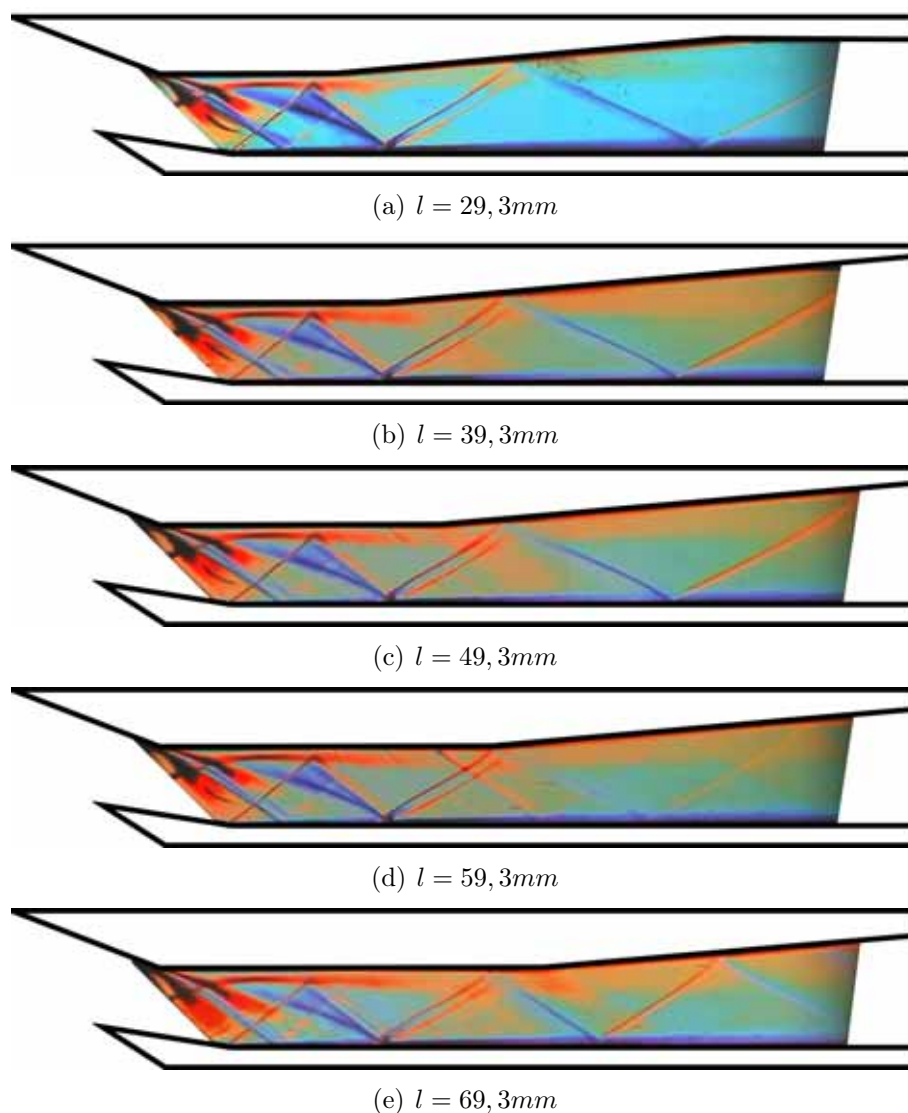


Abbildung 4.24: Schlierenbilder der ungedrosselten Isolatorströmung der Modellkonfigurationen mit unterschiedlicher Isolatorlänge ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 20\%$ ;  $l < 70mm$ )

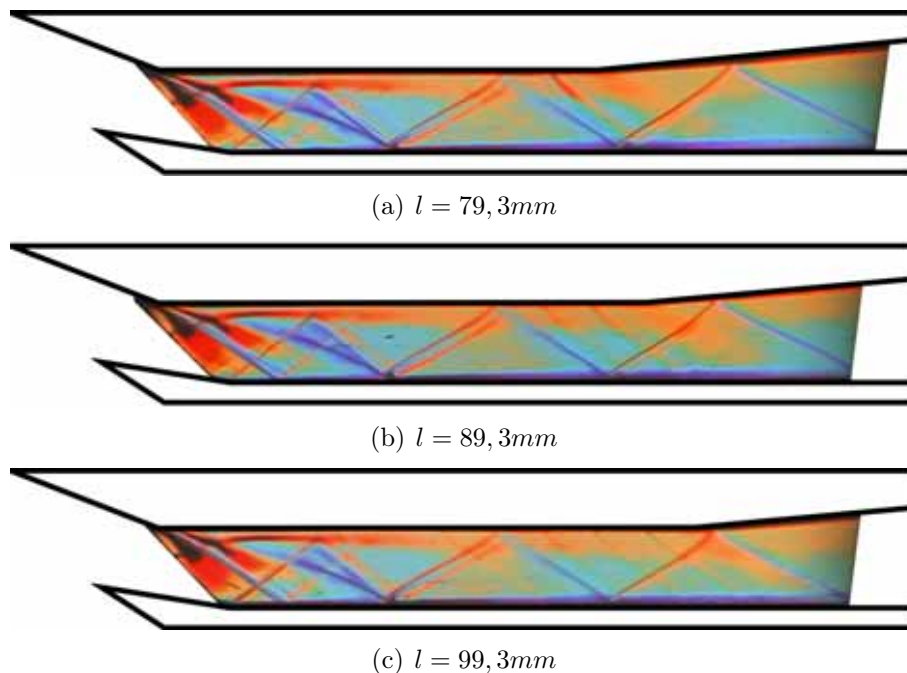
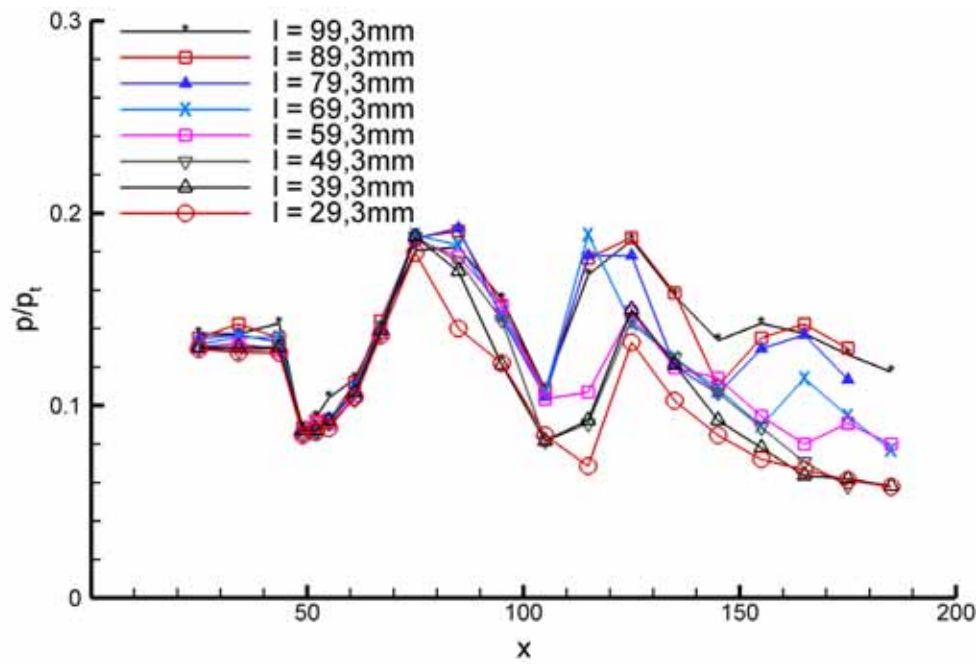


Abbildung 4.25: Schlierenbilder der ungedrosselten Isolatorströmung der Modellkonfigurationen mit unterschiedlicher Isolatorlänge ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 20\%$ ;  $l > 70\text{mm}$ )

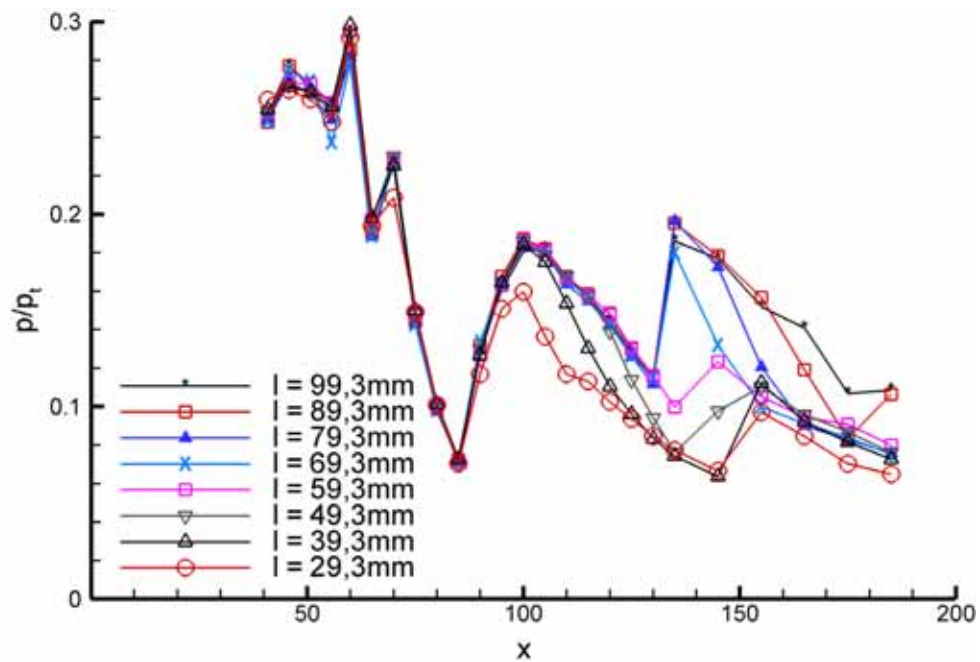
von der nachfolgenden Isolatorgeometrie beeinflusst. Die zu den Schlierenbildern gehörenden Wanddruckverläufe (Abb. 4.26) bestätigen dieses. Auf der Rampenseite (Abb. 4.26(a)) kommt es bei einer Lauflänge von  $x > 75\text{mm}$  zu einer ersten signifikanten geometriebedingten Beeinflussung der Strömung.

Diese Position entspricht der konvexen Umlenkung am Isolatorende der kürzesten Modellkonfiguration. Die Lippendruckmessung wird durch die Ausbreitung der Rampengeometrieinformation innerhalb der Überschallströmung (Gl. 2.1) erst bei deutlich größeren  $x$ -Werten betroffen (Abb. 4.26(b)).

Aufgrund der Beschleunigung der Überschallströmung in dem sich an den Isolator anschließenden divergenten Teil des Einlaufs, kommt es hier bei allen Konfigurationen zu einer Abnahme des statischen Druckes. Entsprechend dem unterschiedlichen Beginn des divergenten Bereichs werden hierbei die Wanddruckverläufe von den Messungen mit dem kürzesten und dem längsten parallelen Diffusor eingehüllt. Zwischen diesen beiden Extremkonfigurationen entspricht die Reihenfolge, in der sich die Absenkung des statischen Druckes bemerkbar macht, genau den jeweiligen Isolatorlängen. Besonders deutlich ist dies an den Lippendruckmessungen zu erkennen. Die Schlierenbilder und Druckmessungen zeigen des Weiteren eine stromabwärtige Verschiebung der Stoßauftreffpunkte innerhalb des divergenten Teilstücks. Diese Verschiebung lässt sich wieder auf die, der größeren Kanalhöhe entsprechenden, vergrößerten Lauflänge der Stöße und die flacheren Stoßwinkel der beschleunigten



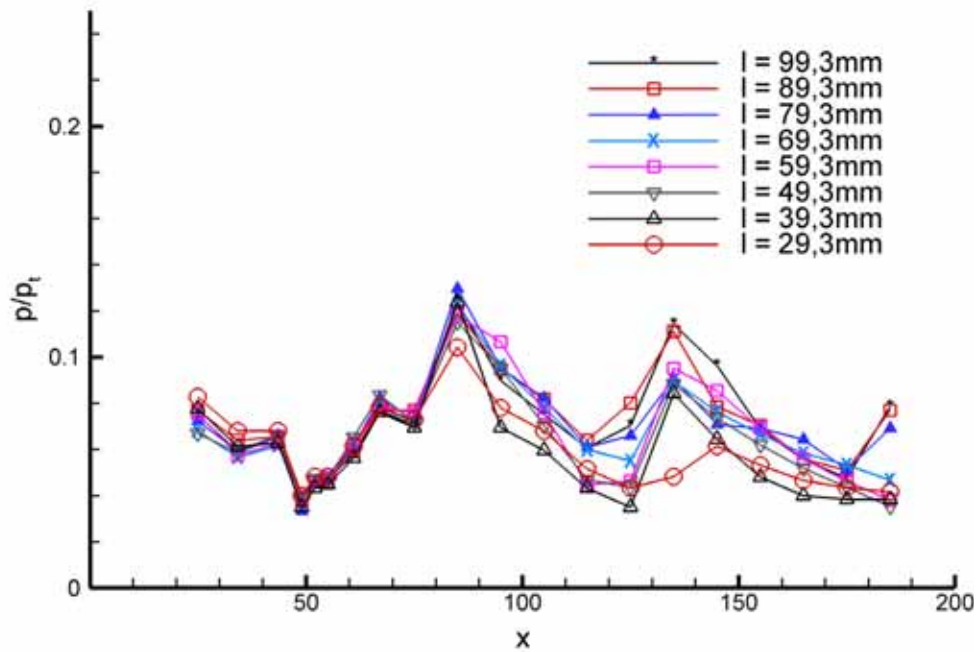
(a) Rampe



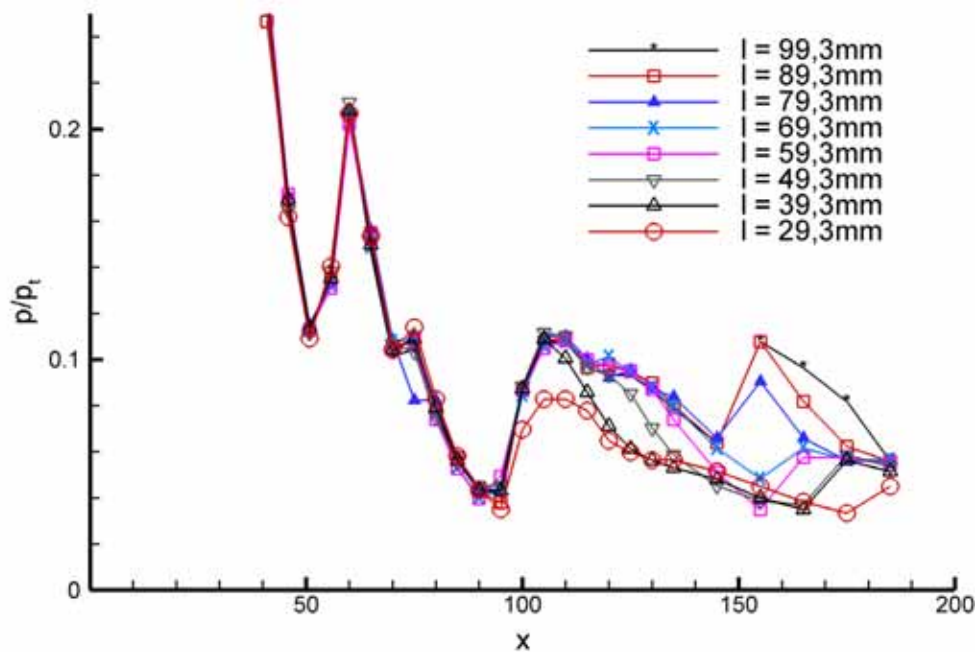
(b) Lippe

Abbildung 4.26: Wanddruckverläufe ungedrosselter Strömungen bei Variation der Isolatorlänge ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 20\%$ )

nigten Strömung zurückführen.



(a) Rampe



(b) Lippe

Abbildung 4.27: Wanddruckverläufe ungedrosselter Strömungen bei Variation der Isolatorlänge ( $M_\infty = 3,0$ ;  $\Delta = 20\%$ )

In Abbildung 4.27 sind die Druckverläufe für die  $M_\infty = 3,0$  Messungen abgebildet. Analog den vorhergehenden Ergebnisbeschreibungen gelten die für die  $M_\infty = 2,5$  Messungen gemachten Anmerkungen auch für diese Druckverläufe.

Wiederum sind die Auswirkungen der Geometrieänderungen an den Lippendruckmessungen wesentlich klarer zu erkennen als an denen der Rampe. Dieses kann mit der sehr viel dickeren Grenzschicht auf der Rampe und den, im Vergleich zur Lippe, wesentlich stärkeren Störungen der Grenzschicht zusammenhängen.

### Konfigurationen mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln

Analog der vorherigen Darstellung sind in Abbildung 4.28 und 4.29 die Wanddruckverläufe der  $M_\infty = 2,5$  und  $M_\infty = 3,0$ -Messungen mit verschiedenen Isolatoröffnungswinkeln wiedergegeben.

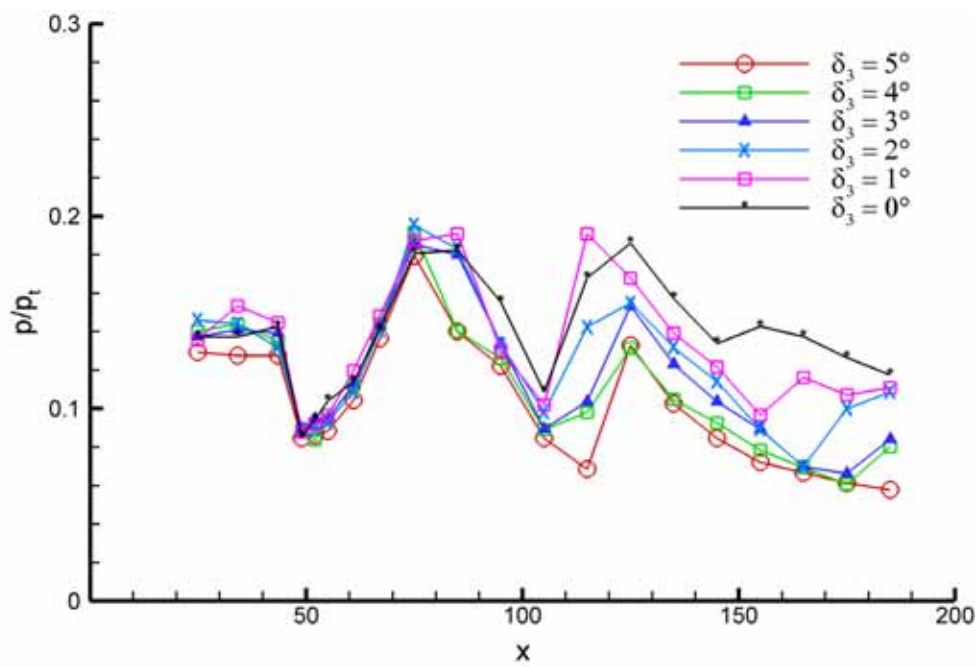
Im Gegensatz zu den Untersuchungen mit unterschiedlicher Isolatorlängen beginnt bei diesen Messungen der divergente Einlaufbereich bei allen Konfigurationen bei einer Lauflänge von  $x = 75mm$ .

Dies bedeutet für die Messung, dass der beschleunigungsbedingte Druckabfall der Druckverläufe bei allen Modellen in dem gleichen Punkt beginnt. Wie schon im vorigen Abschnitt werden die Druckverläufe wieder durch die Extremkonfigurationen eingehüllt. Hierbei bildet die Konfiguration mit dem kleinsten Öffnungswinkel ( $\delta_3 = 0^\circ$ ) die obere und die Konfiguration mit dem größten Öffnungswinkel ( $\delta_3 = 5^\circ$ ) die untere Grenze. Wiederum läßt sich die Verschiebung der Stoßaufreffpunkte aufgrund der längeren Stoßlauflänge und der flacheren Stoßwinkel an den Druckverläufen gut erkennen.

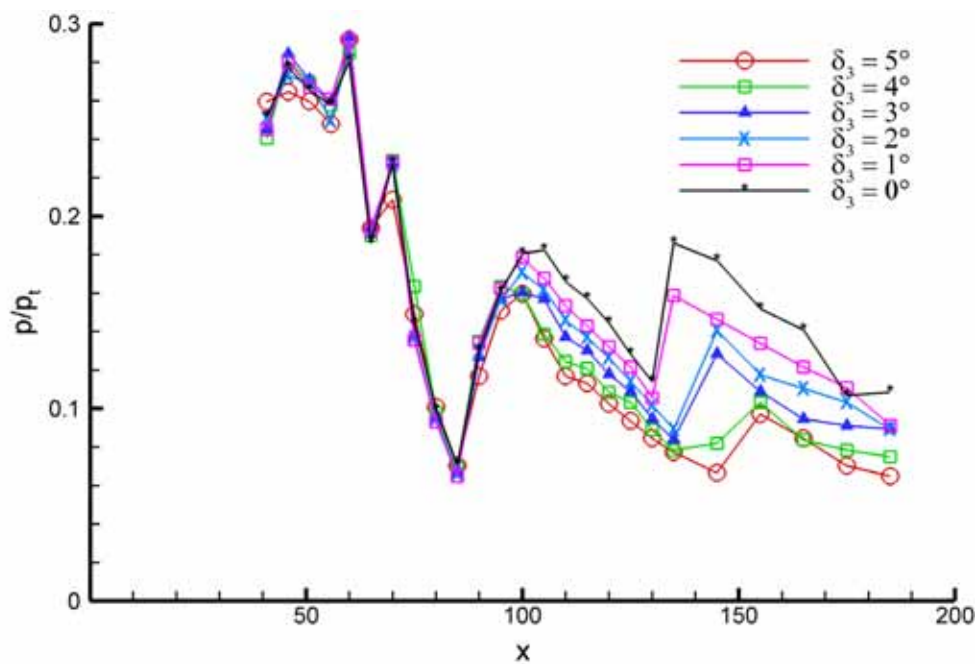
In Abbildung 4.30 sind die Schlierenbilder der Messungen mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln bei einer Anströmmachzahl von  $M_\infty = 3,0$  gegeben. Die Bilder zeigen deutlich die in den Druckverläufen zu erkennende, stromabwärtige Verschiebung der Stoßaufreffpunkte mit größer werdendem Isolatorwinkel.

Alle untersuchten Konfigurationen bilden somit bei geringen Drosselungsgraden eine ähnliche Isolatorströmung aus. Die Unterschiede der einzelnen Isolatorströmungen lassen sich hierbei klar den jeweiligen Geometrieänderungen zuordnen.





(a) Rampe



(b) Lippe

Abbildung 4.28: Wanddruckverläufe ungedrosselter Strömungen bei Variation des Isolatoröffnungswinkels ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 20\%$ )

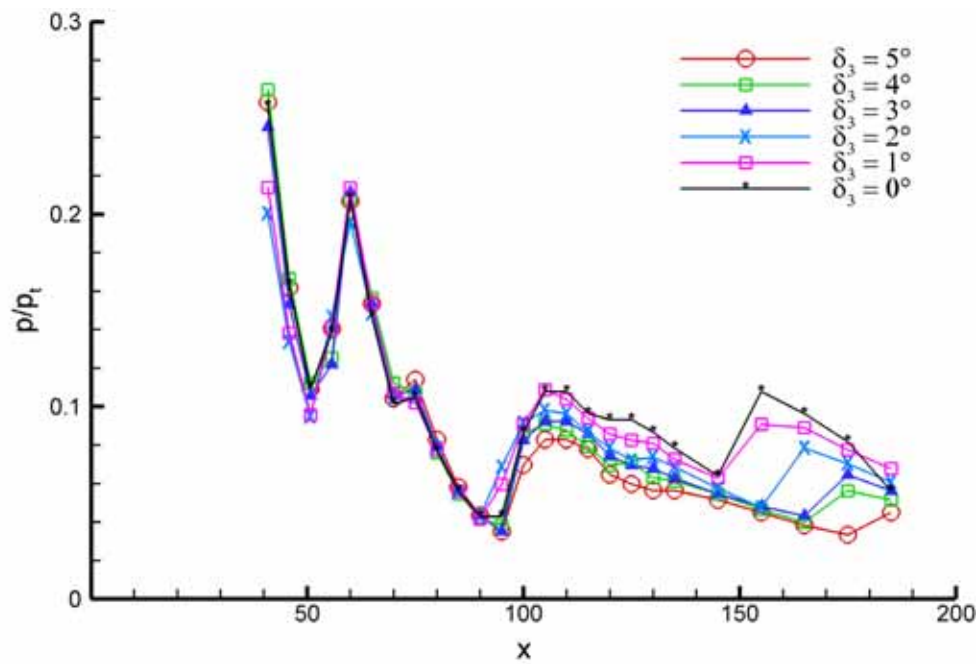
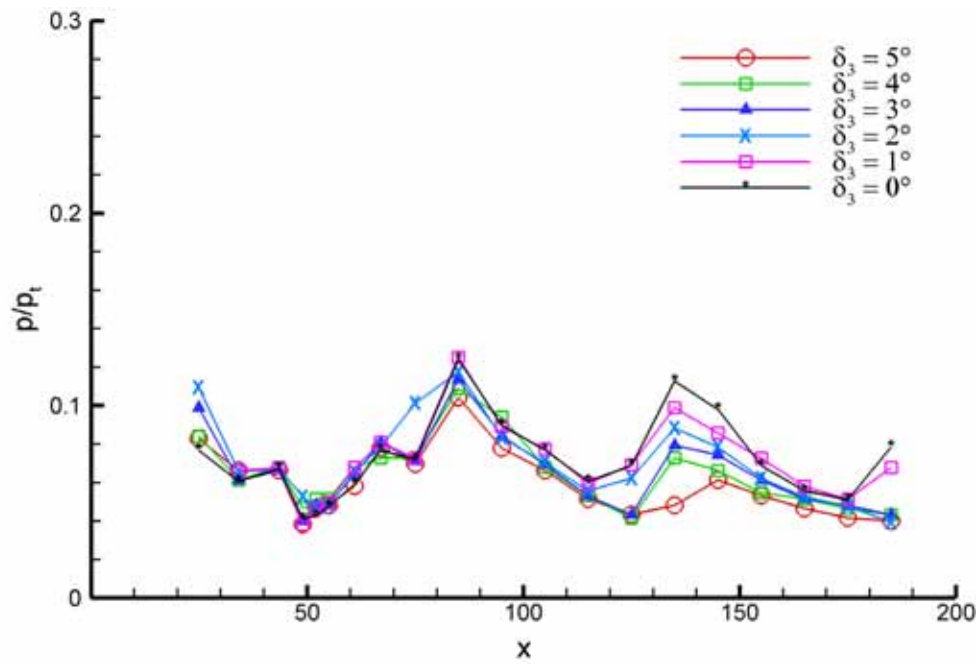


Abbildung 4.29: Wanddruckverläufe ungedrosselter Strömungen bei Variation des Isolatoröffnungswinkels ( $M_\infty = 3,0$ ;  $\Delta = 20\%$ )

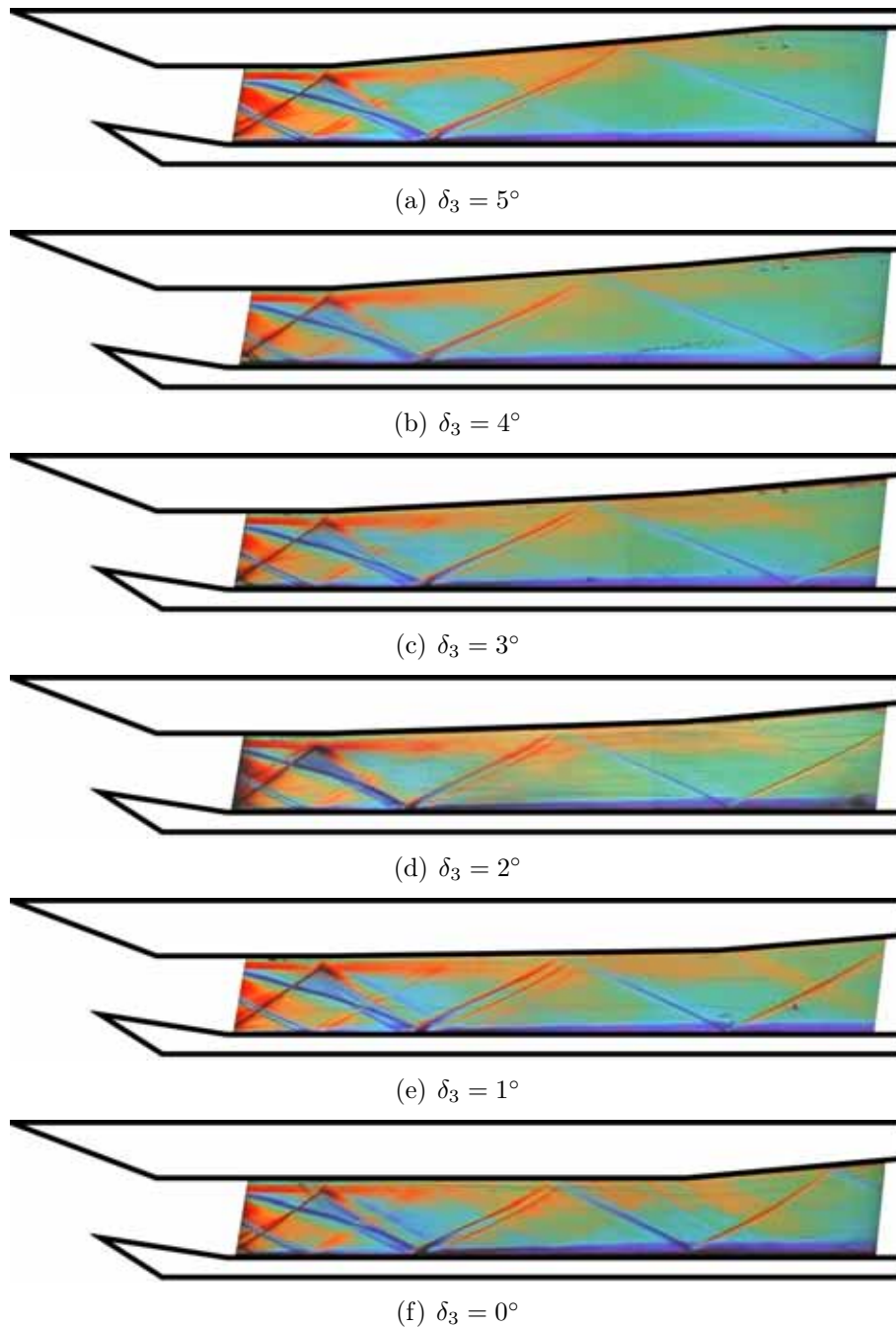


Abbildung 4.30: Schlierenbilder der ungedrosselten Isolatorströmung der Modellkonfigurationen mit unterschiedlichen Isolatoröffnungswinkeln ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 20\%$ )

### 4.3.2 Die gedrosselte Isolatorströmung

#### Konfigurationen mit unterschiedlichen Isolatorlängen

In Abbildung 4.31 sind die Wanddruckverläufe von Konfigurationen mit unterschiedlichen Isolatorlängen für einen Betriebspunkt mit einem niedrigen Gegendruck dargestellt. Bei diesen kleinen Drosselungsgraden kommt es, wie im Abschnitt 4.2 beschrieben, im divergenten Teilstück des Einlaufmodells zu einer Ablösung der Grenzschicht und daran anschließend zu einer Verzögerung in den Unterschall. Die Position der Ablösung stellt sich dabei in Abhängigkeit vom Drosselungsgrad bei einem bestimmten Erweiterungsverhältnis ein. Bei Konfigurationen mit einer geringen Isolatorlänge liegt dieses Erweiterungsverhältnis schon in einem Bereich, der von den Wanddruckmessungen erfasst werden kann.

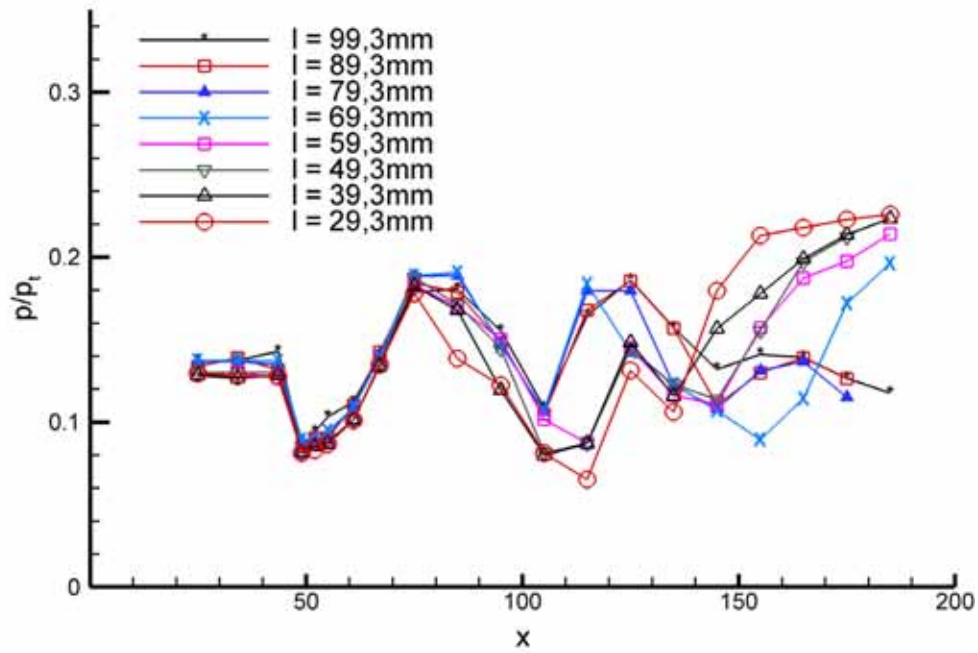
Für die in Abbildung 4.31 gegebenen Druckverläufe heißt dies, dass es bei dem gewählten Drosselungsgrad schon zu einer sichtbaren Strömungsbeeinflussung bei den kürzeren Isolatorlängen kommt, während bei den beiden längsten vermessenen Konfigurationen noch keine Veränderung der Strömung bemerkt werden kann.

Die Position der Ablösung im divergenten Endstück richtet sich nach dem eingestellten Gegendruck und dem Flächenverhältnis der Querschnittserweiterung. Durch die Erhöhung des Gegendrucks kann die Strömungsbilösung zum Ende des Isolators verschoben werden. Die vorgestellten Messungen für eine Isolatorlänge von  $l = 79,3\text{mm}$  zeigen, dass sich bei einem Drosselungsgrad von  $\Delta = 68\%$  die Strömungsbilösungen am Ende des parallelen Isolatorbereiches befinden (Abb. 4.14(c)). Aufgrund der einheitlichen Querschnittsverhältnisse gilt dies für alle Konfigurationen mit unterschiedlichen Isolatorlängen. Die bei diesem Drosselungsgrad gemessenen Wanddruckverläufe sind in Abbildung 4.32(a) und (b) dargestellt.

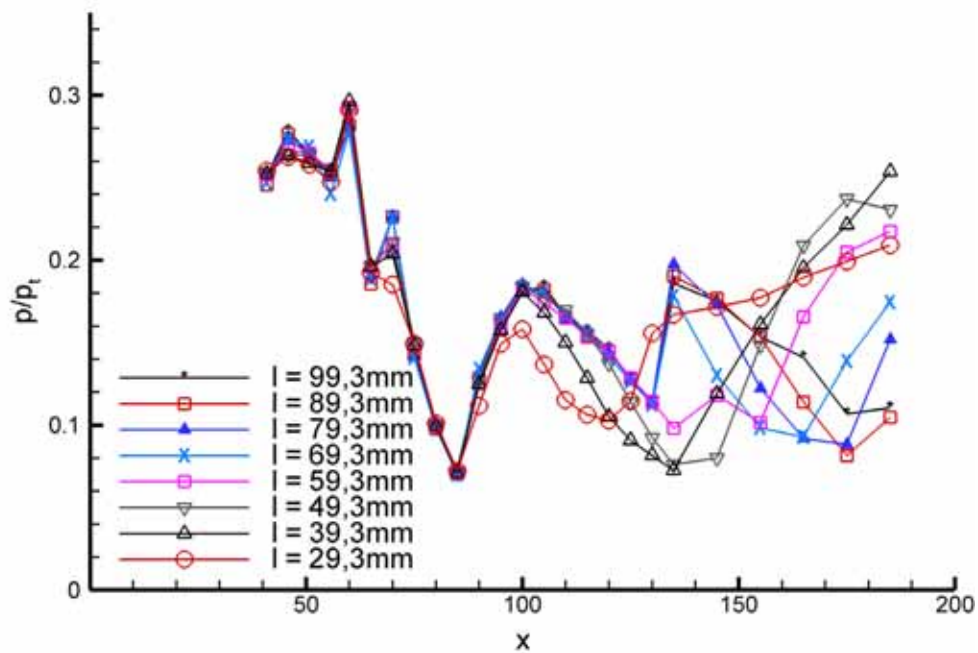
Während die Rampendruckverläufe noch die Ablösepositionen entsprechend der jeweiligen  $x$ -Koordinate des Isolatorendes zeigen, kommt es auf der lippenseitigen Messung zu einer Bündelung von Druckverläufen verschiedener Konfigurationen (Abb. 4.33(b)). Bei weiterer Erhöhung des Drosselungsgrades verschiebt sich der Startpunkt des "Shock-trains" stromauf in den parallelen Teil des Isolators hinein. Wie aus den Druckverläufen dieser Drosselungsgrade (Abb. 4.33 – 4.35) ersichtlich ist, kommt es bei Messungen mit  $\Delta > 68\%$  auch bei den Verläufen auf der Rampenseite zu einer Bündelung der Kurven. Die Zusammensetzung dieser Kurvenbündel ändert sich je nach Drosselungsgrad.

Eine Erklärung dieses Verhaltens kann mit Hilfe der Schlierenaufnahmen erfolgen. Beispielfhaft werden hierzu die Schlierenbilder der  $\Delta = 70\%$  Messungen, aufgeteilt nach der Bündelung der Druckverläufe (Abb. 4.34), verwendet.

Die Schlierenbilder zeigen, dass sich ein hoher Gegendruck jeweils bis zur nächsten stromauf liegenden Störung der Grenzschicht ausbreiten kann. Die von dem Stoßeinfall erzeugte Ablösung reicht aus, um die Verzögerung der Strömung einzuleiten.

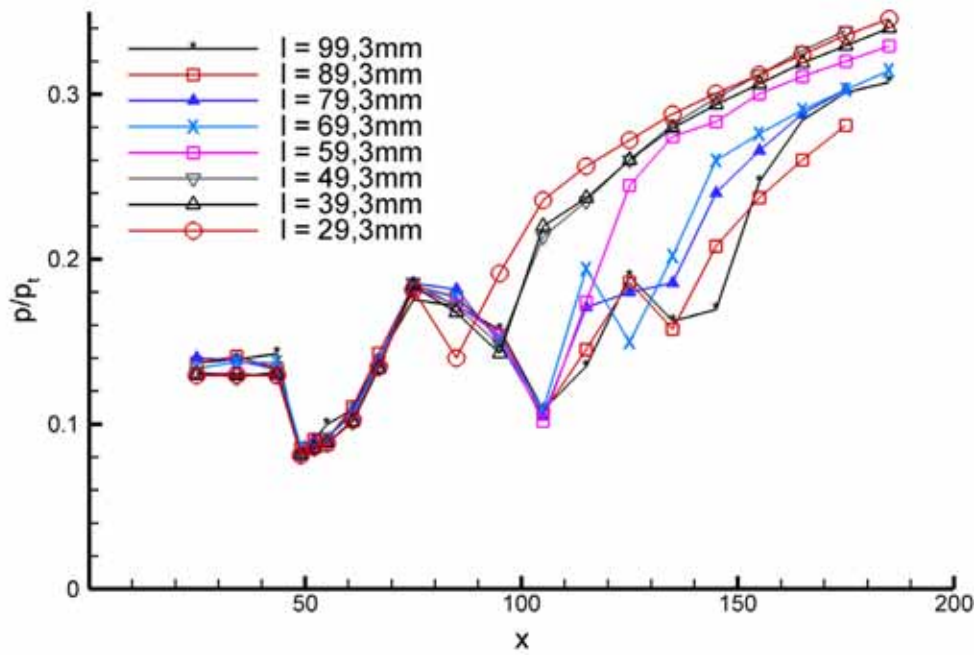


(a) Rampe

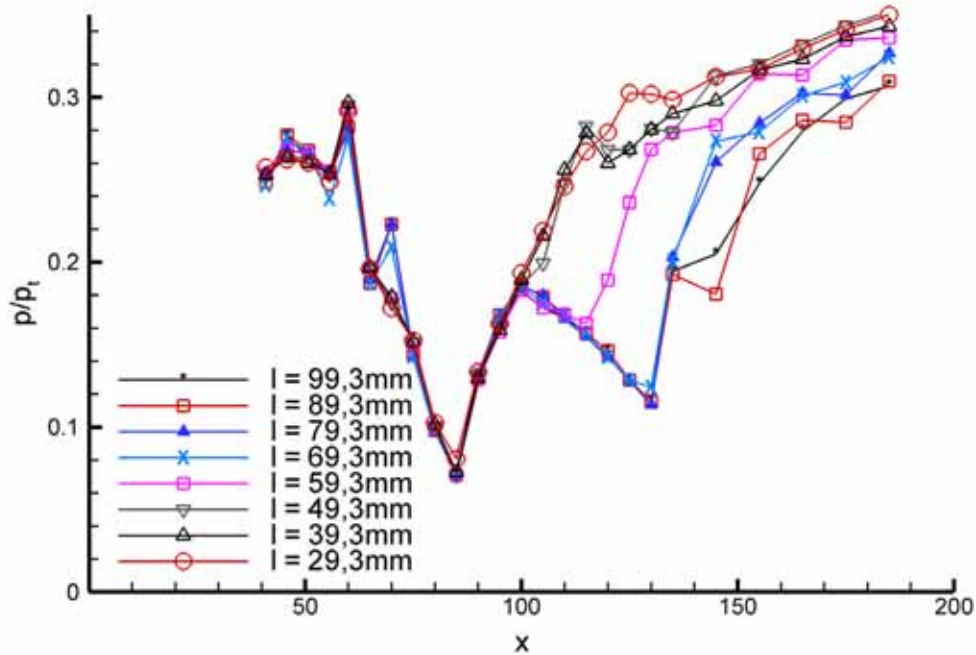


(b) Lippe

Abbildung 4.31: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation der Isolatorlänge ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 62\%$ )

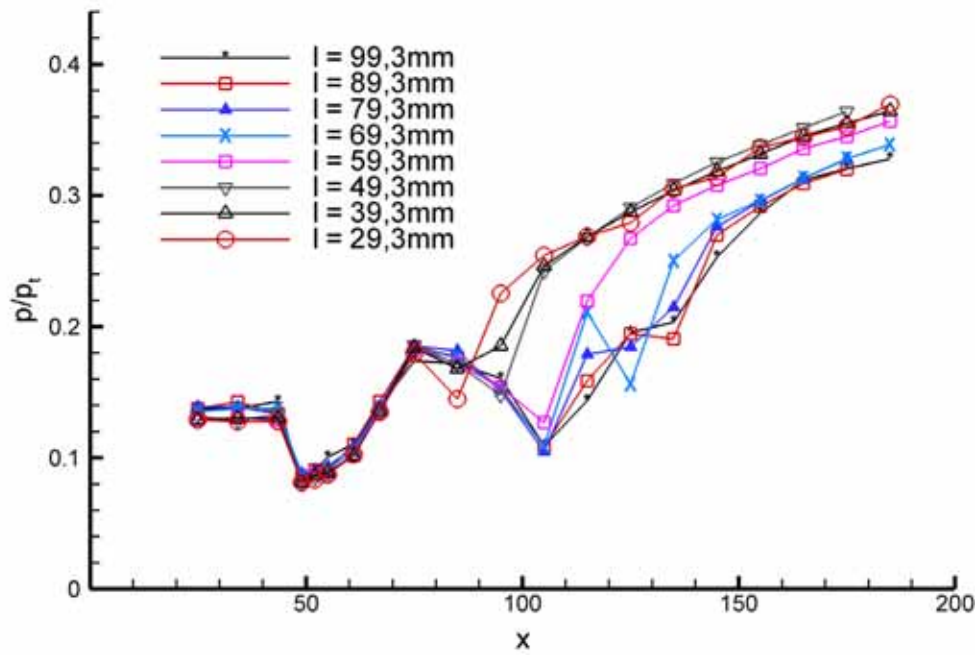


(a) Rampe

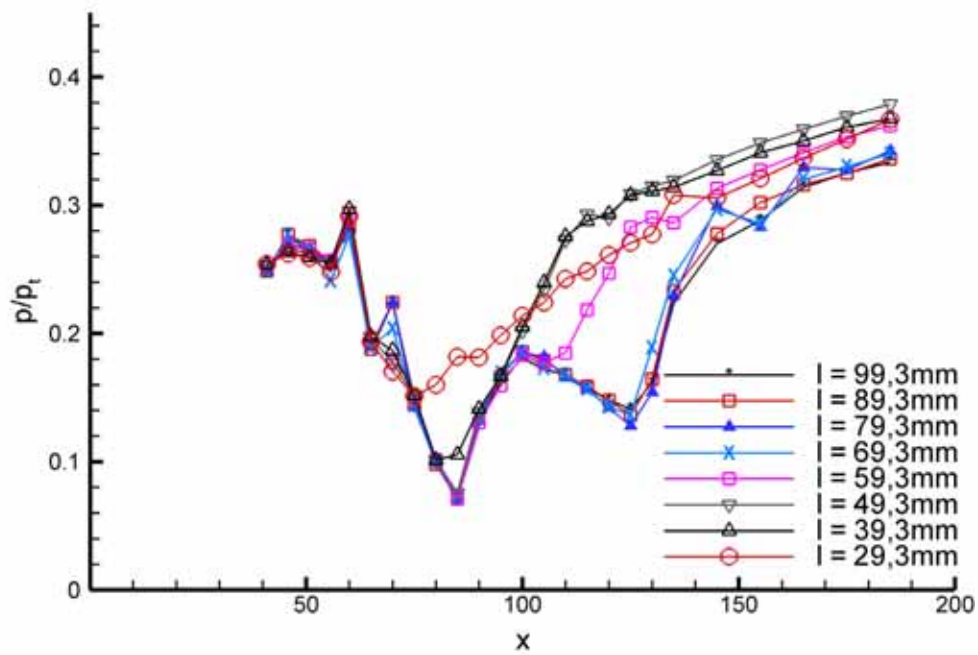


(b) Lippe

Abbildung 4.32: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation der Isolatorlänge ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 68\%$ )

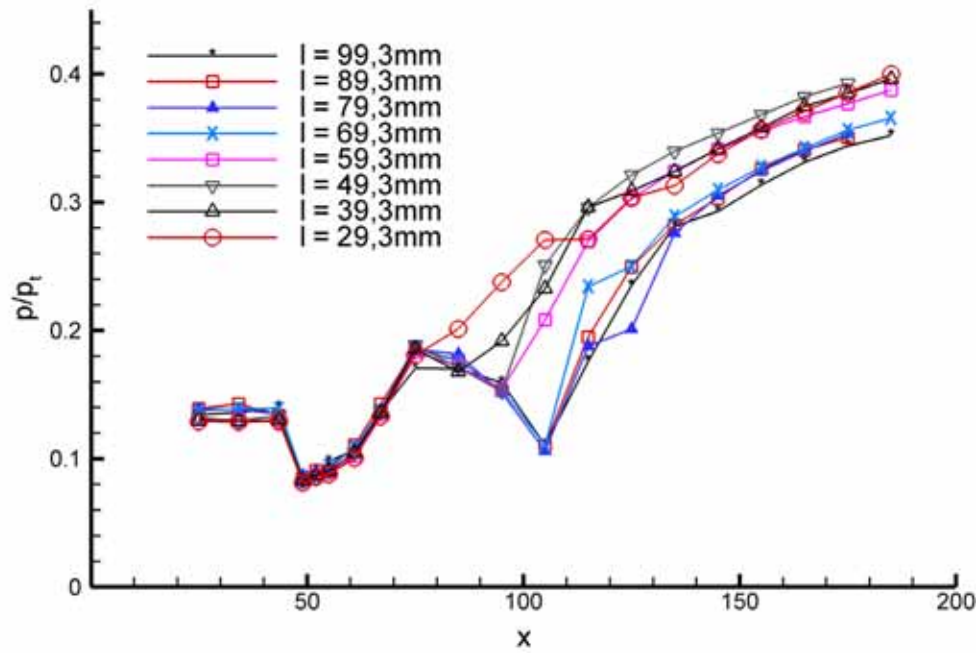


(a) Rampe

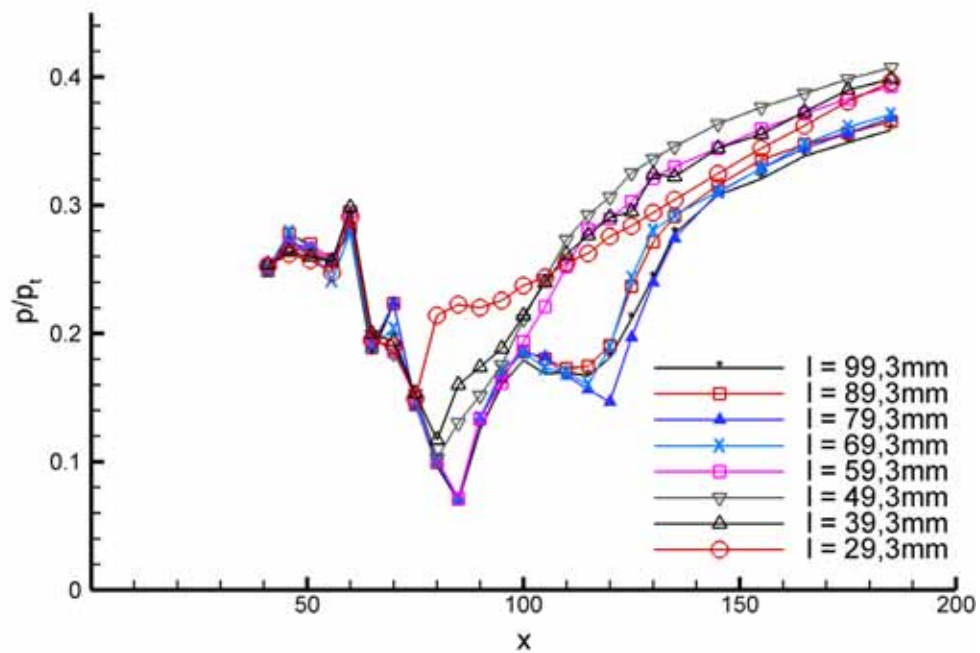


(b) Lippe

Abbildung 4.33: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation der Isolatorlänge ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 69\%$ )



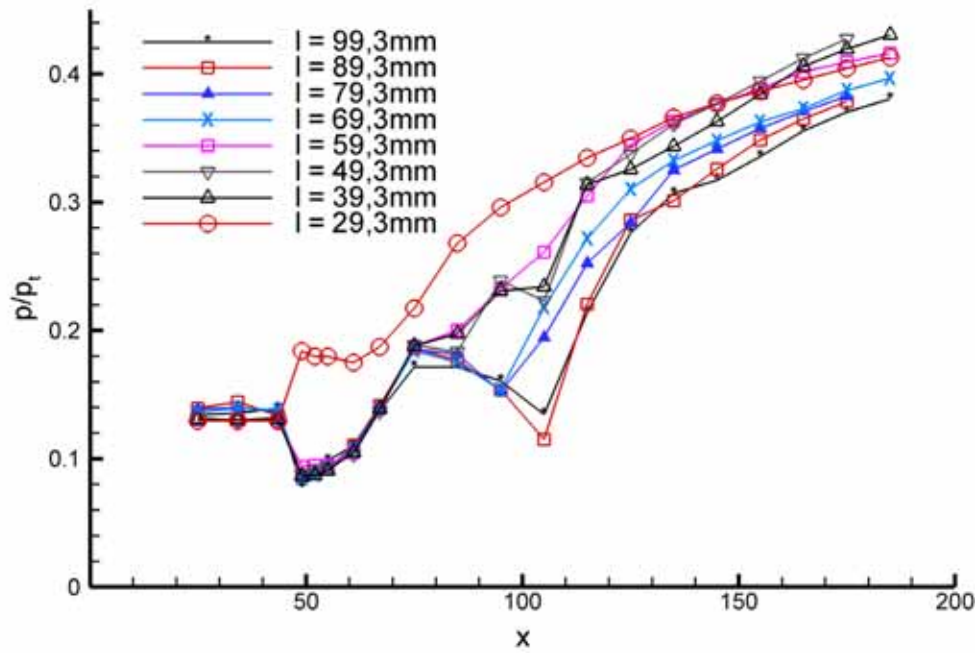
(a) Rampe



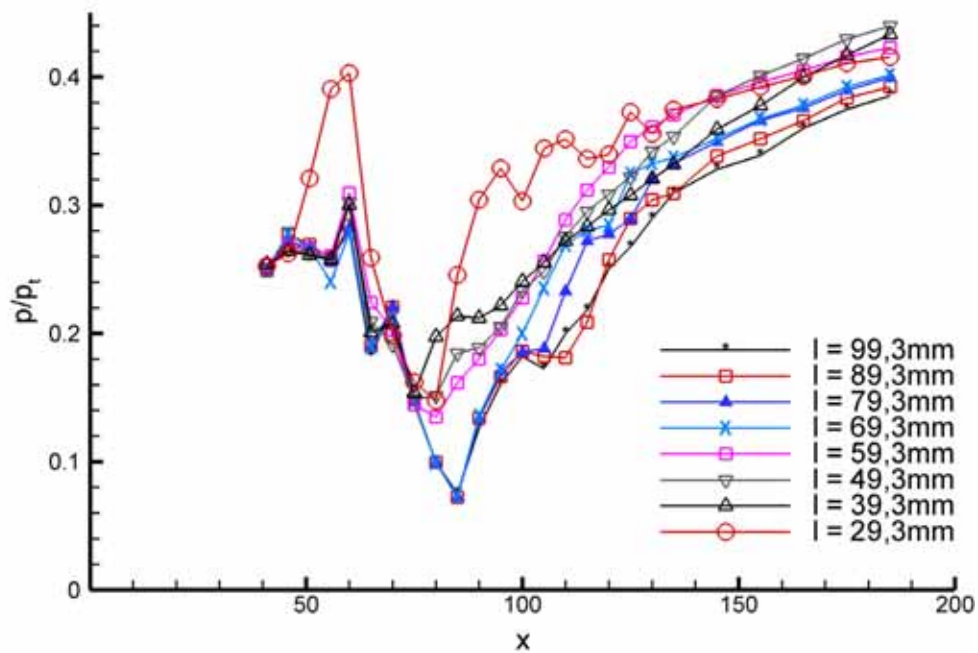
(b) Lippe

Abbildung 4.34: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation der Isolatorlänge ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 70\%$ )





(a) Rampe



(b) Lippe

Abbildung 4.35: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation der Isolatorlänge ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 71\%$ )

Für die  $\Delta = 70\%$  Messungen ergibt sich hieraus die folgende Aufteilung:

- $l > 69mm$ : (Abb. 4.36) Der an der Lippe reflektierte Kombinationsstoß trifft noch innerhalb des Paralleldiffusors auf die Rampenoberfläche und sorgt zusammen mit dem hohen Gegendruck für eine deutliche Verdickung der Grenzschicht. Die hiervon ausgehende Störung bewirkt stromabwärts auf der Lippe eine Ablösung.

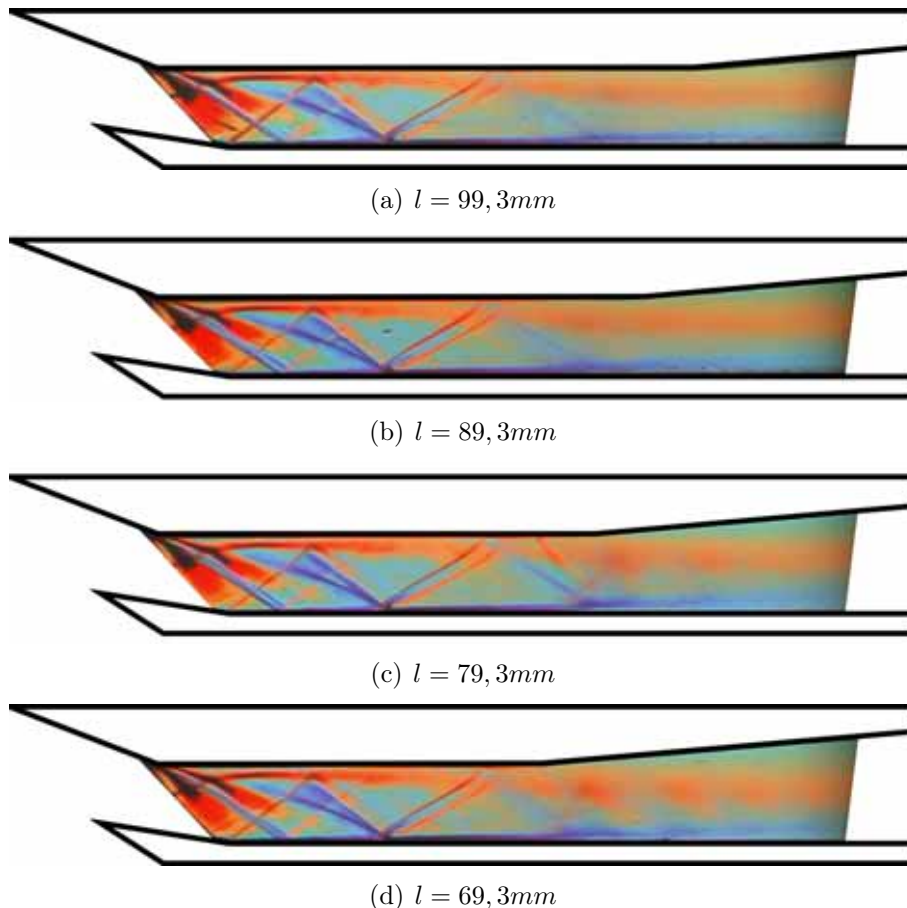


Abbildung 4.36: Schlierenbild stark gedrosselter Strömungen mit großer Isolatorlänge ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 70\%$ )

- $l = 59mm$ : (Abb. 4.37) Die Reflektion des Stoßes trifft auf den Beginn des divergenten Teils der Rampe und bewirkt hier eine starke Ablösung der Strömung. Die von dem Beginn der Ablöseblase ausgehende Störung sorgt wiederum für ein Ablösen der Lippengrenzschicht.
- $l = 39mm$ ;  $l = 49mm$ : (Abb. 4.38) Die Druckinformation kann auf der Lippenseite bis zum Auftreffpunkt des Wiederanlegestoßes vordringen und hier die schon vorhandene, leichte Ablösung vergrößern. Rampenseitig erfolgt die Ablösung am Beginn der Querschnittserweiterung.

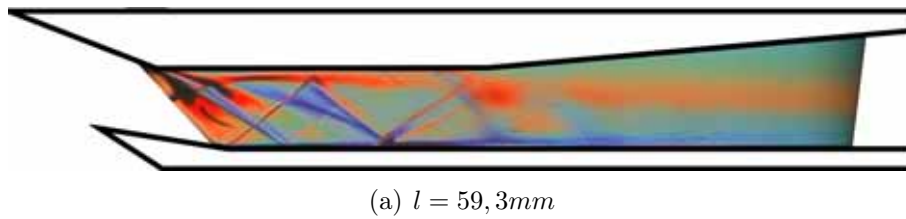


Abbildung 4.37: Schlierenbild einer stark gedrosselten Strömung mit mittlerer Isolatorlänge ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 70\%$ )

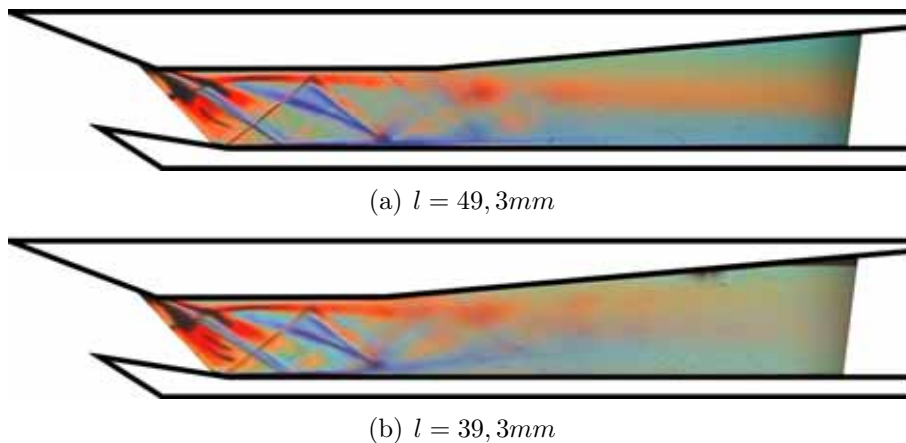


Abbildung 4.38: Schlierenbilder stark gedrosselter Strömungen mit mittlerer Isolatorlänge ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 70\%$ )

- $l < 35mm$ : (Abb. 4.39) Durch die sehr kleine Isolatorlänge kann der eingestellte Gegendruck die Ablöseblase am Auftreffpunkt des Wiederanlegestoßes extrem vergrößern, so dass es an dieser Stelle zu einer ausgeprägten Ablösung kommt. Aufgrund der zusätzlich in diesem Bereich beginnenden Querschnittserweiterung wird die Abströmung aus dem Isolator entlang der Rampenkontur umgelenkt.

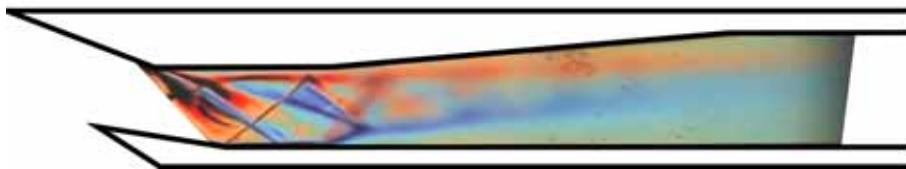


Abbildung 4.39: Schlierenbild einer stark gedrosselten Strömung mit kleiner Isolatorlänge ( $l = 29,3mm$ ;  $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 70\%$ )

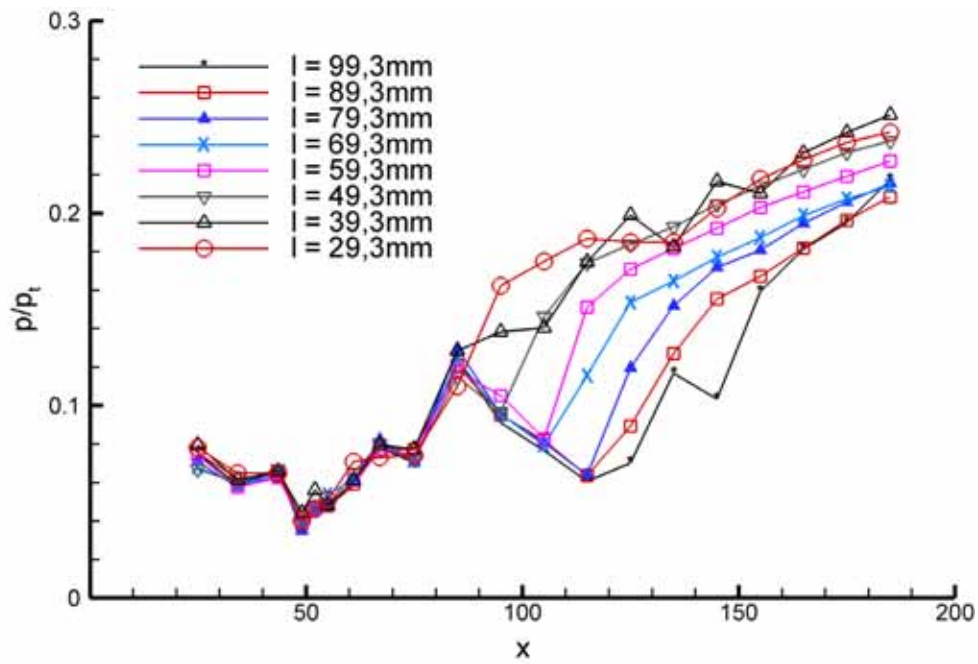
Der Vergleich der Druckverläufe, die mit einem Drosselungsgrad von  $\Delta = 71\%$  gemessen wurden, zeigt, dass es neben einer Veränderung der Kurvengruppierung hier

zu einer kompletten Ablösung der Rampengrenzschicht bei dem kürzesten Isolator-konfiguration kommt (Abb. 4.35(a)). Der entsprechende Druckverlauf auf der Einlauflippe zeigt ebenfalls eine hierzu passende Störung der Strömung auf der ersten Lippenebene (Abb. 4.35(b)).

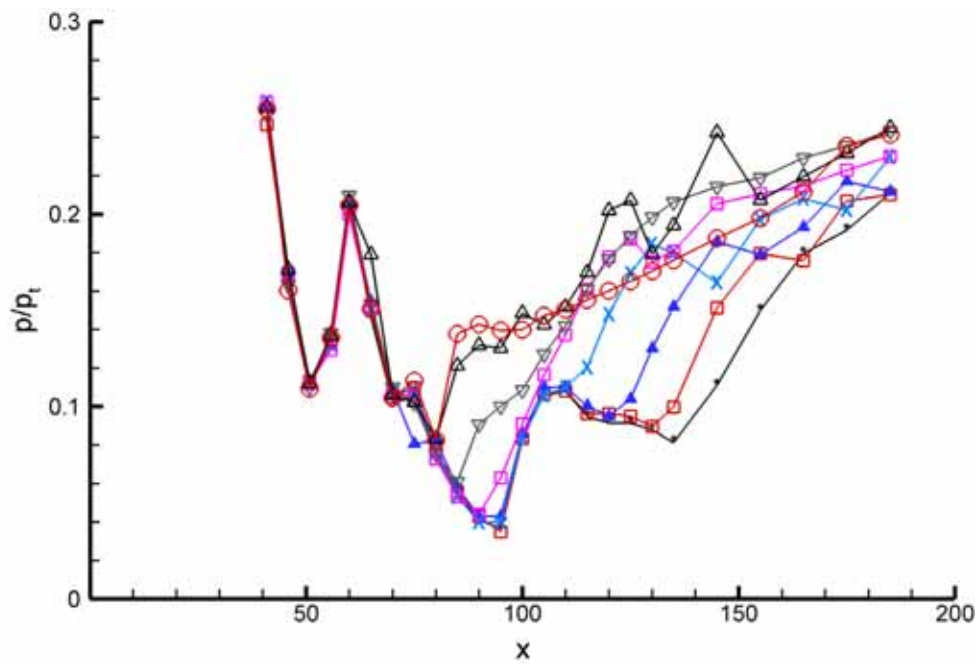
Die entsprechenden Daten für eine  $M_\infty = 3,0$ -Anströmung sind in den Abbildungen 4.40 – 4.43 wiedergegeben. Die grundlegenden Phänomene sind auch bei diesen Messungen zu erkennen. Wesentlich deutlicher ausgeprägt ist hier allerdings die Aufteilung der Druckverläufe, die sich bei der Positionierung der Rampenablösung am Ende des Isolators ergibt. Die aus Abbildung 4.40(a) ersichtlichen Ablösepunkte entsprechen nahezu genau der jeweiligen Position der beginnenden Querschnittserweiterung. Des Weiteren fällt die Empfindlichkeit der kurzen Bauformen gegenüber Druckschwankungen ins Auge. Während bei einem Drosselungsgrad von  $\Delta = 70\%$  (Abb. 4.40(a)) noch ein weiter Bereich des Isolators im Überschall durchströmt wird, kommt es bei  $\Delta = 71\%$  schon zu einer Ablösung auf der Rampe (Abb. 4.41(a)) und der damit verbundenen Störung der lippenseitigen Messung (Abb. 4.41(b)).

Die für die  $M_\infty = 2,5$  – Messungen beschriebene Bündelung der Wanddruckverläufe kann auch bei den für  $M_\infty = 3,0$  – Messungen vorhandenen Druckkurven erkannt werden. Allerdings beschränkt sich dieses Phänomen hier auf die langen Isolatorbauformen und tritt nur bei einem hohen Drosselungsgrad auf (Abb. 4.42 und 4.43). Die Ablösung erfolgt bei diesen Messungen rampenseitig am Auftreffpunkt der Reflektion des ersten Ablösestoßes und lippenseitig am Auftreffpunkt des Wiederanlegestoßes.

Die nur im geringen Maß ausgeprägte Bündelung der Druckverläufe lässt sich auf zwei Gründe zurückführen. Zum Einen wird speziell bei den kurzen Isolator-konfigurationen der Beginn des „Shock-trains“ sehr schnell aus dem Einlauf hinausgedrückt. Zum Anderen kommt es infolge der hohen Geschwindigkeit zu einer weiten Spreizung der Stöße und Reflektionen im Vergleich zu den Messungen mit  $M_\infty = 2,5$ .

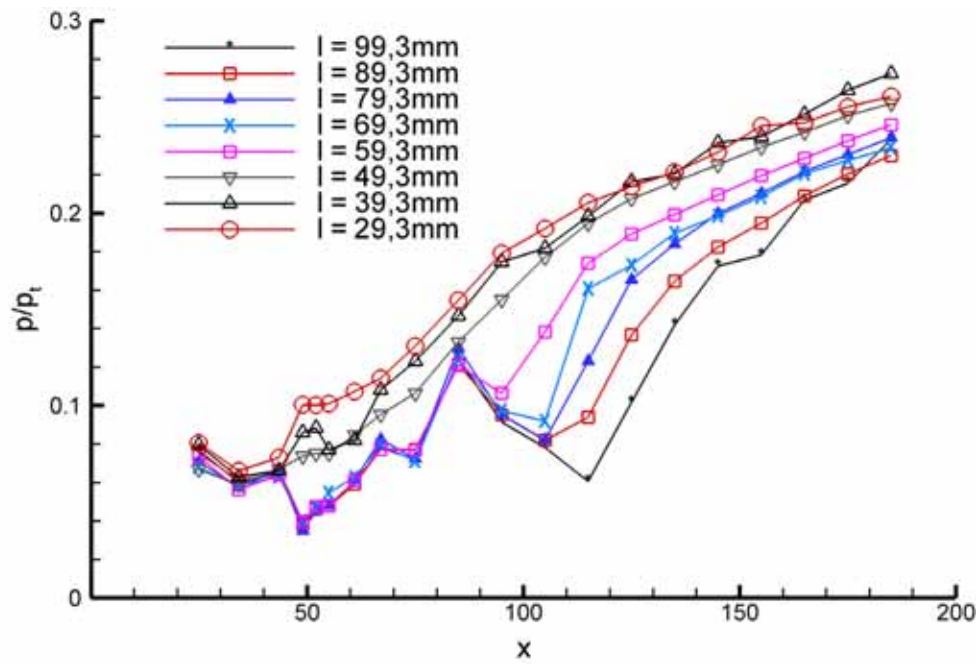


(a) Rampe

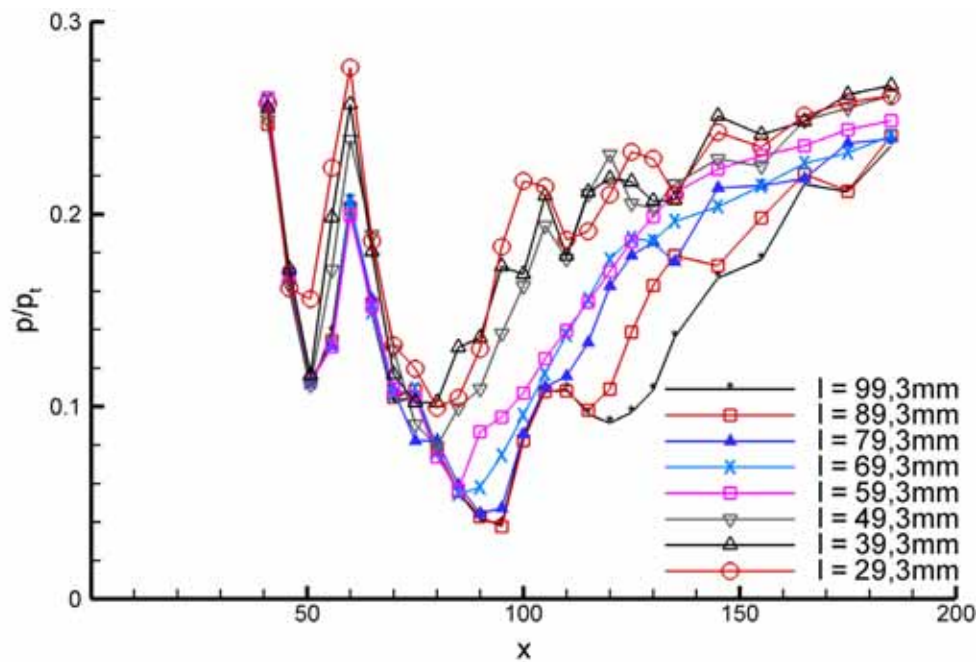


(b) Lippe

Abbildung 4.40: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation der Isolatorlänge ( $M_\infty = 3,0$ ;  $\Delta = 70\%$ )



(a) Rampe



(b) Lippe

Abbildung 4.41: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation der Isolatorlänge ( $M_\infty = 3,0$ ;  $\Delta = 71\%$ )

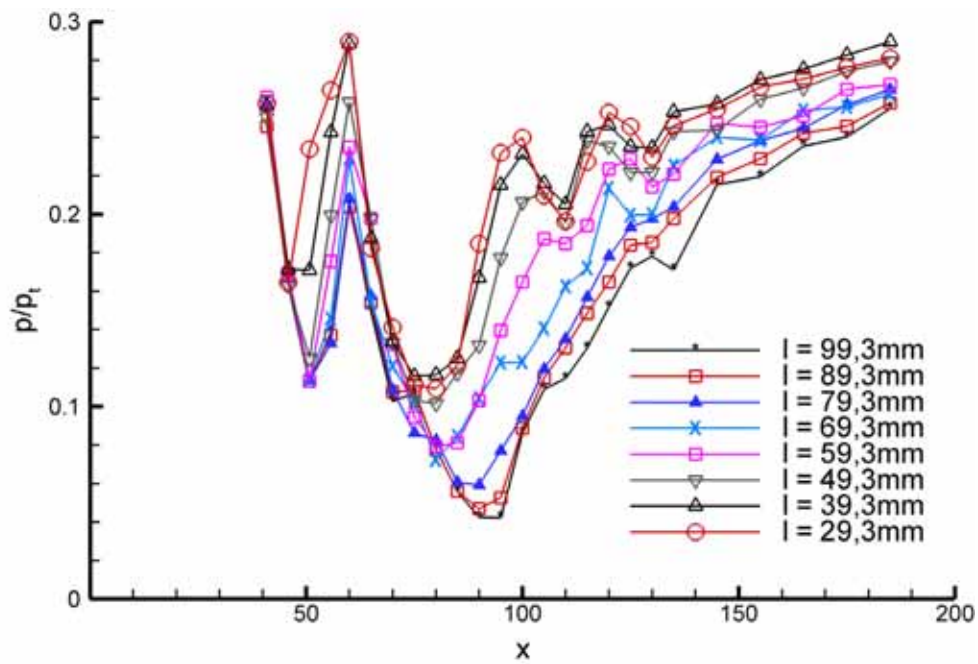
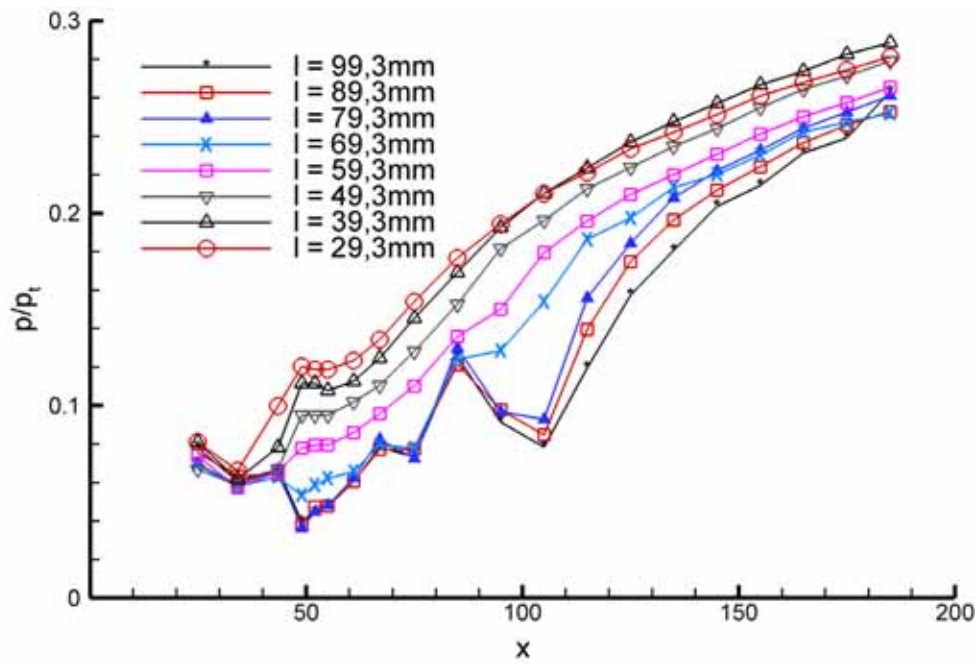


Abbildung 4.42: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation der Isolatorlänge ( $M_\infty = 3,0$ ;  $\Delta = 72\%$ )

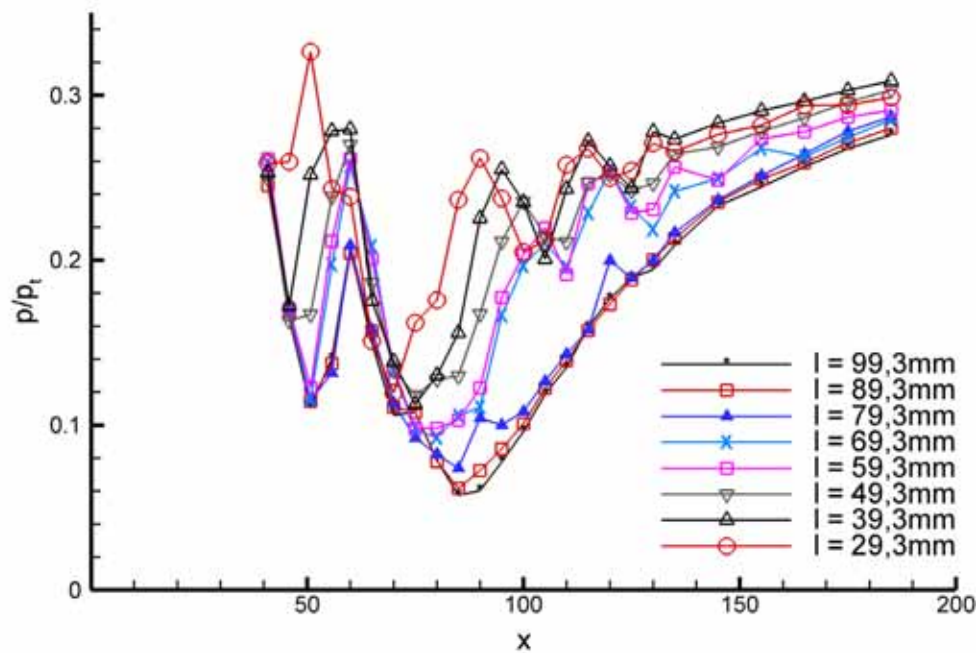
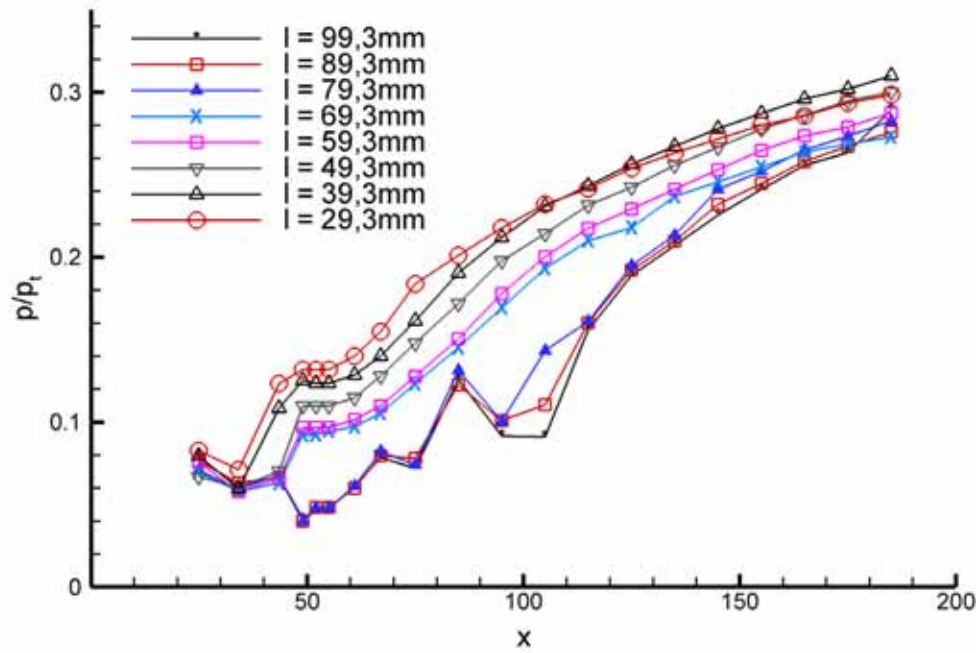


Abbildung 4.43: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation der Isolatorlänge ( $M_\infty = 3,0$ ;  $\Delta = 73\%$ )



### Konfigurationen mit unterschiedlichen Isolatoröffnungswinkeln

Da der Isolatoröffnungswinkel sich auch auf den Isolatoraustrittsquerschnitt und damit auf das Erweiterungsverhältnis auswirkt, haben diese Konfigurationen, im Unterschied zu den Messungen mit einer Längenvariation, keinen einheitlichen Endquerschnitt, an dem sich die Ablösungen bei einem bestimmten Drosselungsgrad positionieren können.

Dementsprechend lassen auch die in den Abbildungen 4.45 und 4.46 gegebenen Druckverläufe weder bei einer geringen ((a)(b)) noch bei einer hohen Drosselung ((c)(d)) eine ausgeprägte Neigung zur Bündelung der Druckverläufe erkennen.

Die in den Abbildungen 4.47 und 4.48 wiedergegebenen Druckverläufe bestätigen dies auch für die  $M_\infty = 3,0$ -Messungen. Lediglich bei den Druckverläufen, die mit einem geringen Gegendruck aufgenommen wurden, kommt es hier bei den Konfigurationen mit einem kleinen Öffnungswinkel ( $\delta_3 = 0^\circ$  und  $\delta_3 = 1^\circ$ ) zu einer Gruppierung der Ablösepunkte.

Ein Vergleich der Schlierenaufnahmen in Abbildung 4.44(a)(b) zeigt, dass es bei diesen Messpunkten auf der Rampe am Isolatoraustritt und auf der Lippe am Auftreffpunkt eines reflektierten Stoßes zu einer Ablösung kommt.

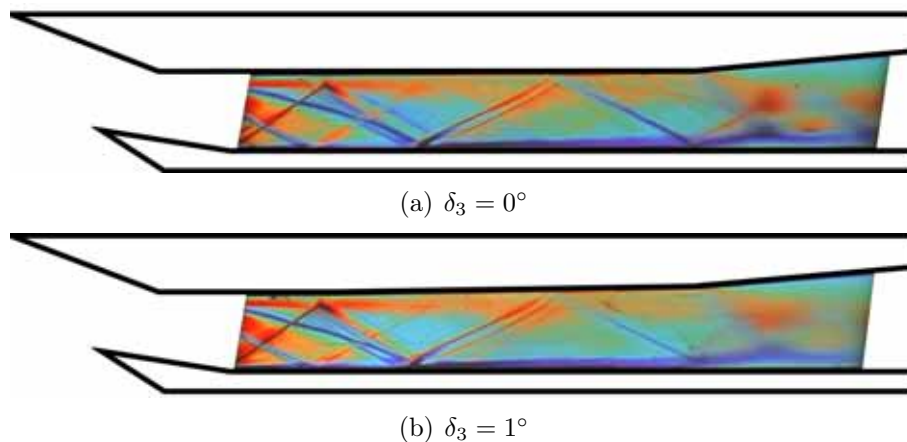
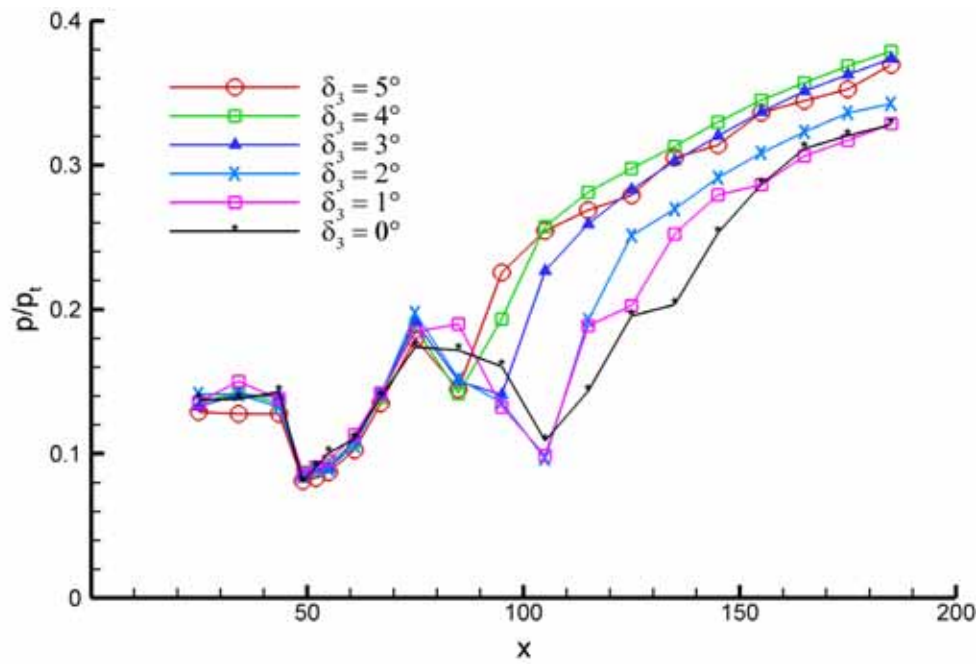


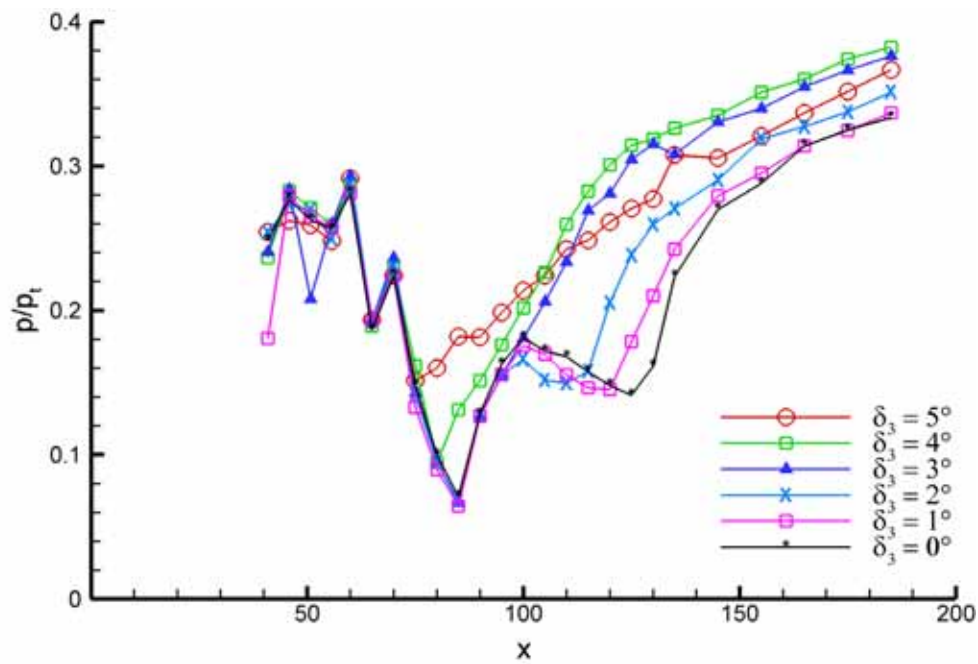
Abbildung 4.44: Schlierenbilder der Konfigurationen mit geringen Isolatoröffnungswinkeln ( $M_\infty = 3,0$ ;  $\Delta = 68\%$ )

Zusammenfassend lässt sich für alle untersuchten Konfigurationen sagen, dass die in dem Isolator ausgebildete ungestörte Stoßkonfiguration einen starken Einfluss auf den Startpunkte des „Shock-trains“ hat. Hierbei wird der „Shock-train“ bei einer Erhöhung des Gegendrucks jeweils bis zur nächsten Störung der Grenzschicht bzw. bis zum nächsten Auftreffpunkt eines Stoßes stromaufwärts verschoben.

Die dargestellten Messreihen lassen einen deutlichen Einfluss der Isolatorlänge auf die Höhe des möglichen Gegendrucks vermuten. Eine genauere Untersuchung dieses Effektes wird in dem nächsten Abschnitt erfolgen.

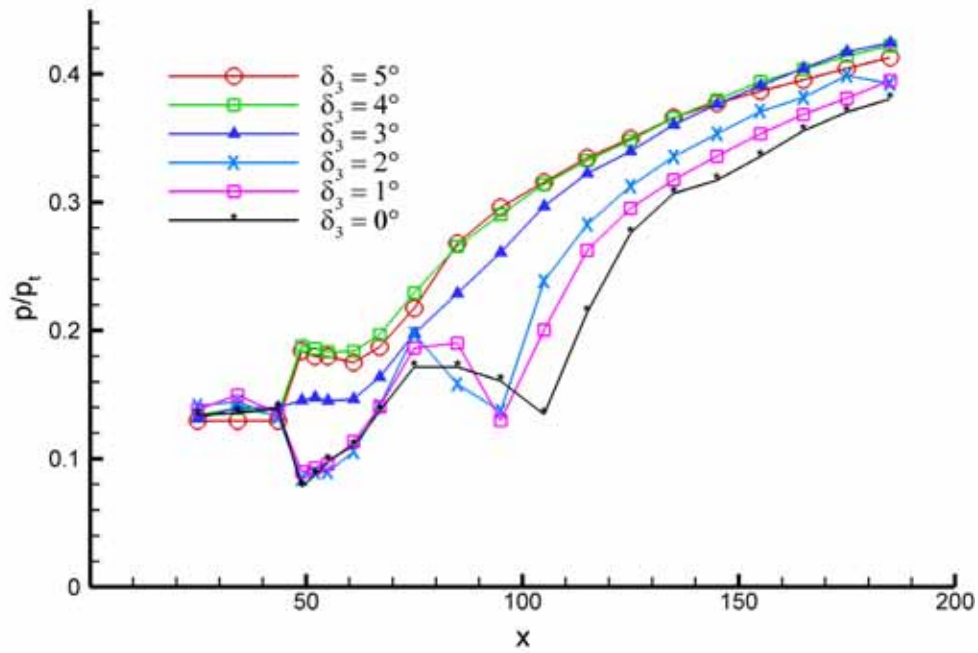


(a) Rampe

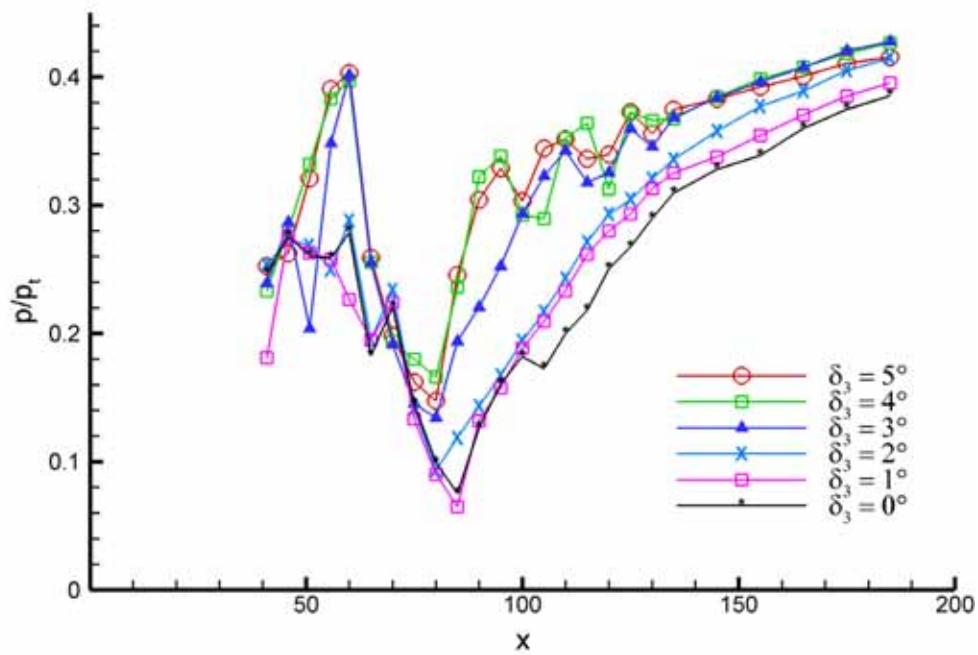


(b) Lippe

Abbildung 4.45: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation des Isolatoröffnungswinkels ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 69\%$ )

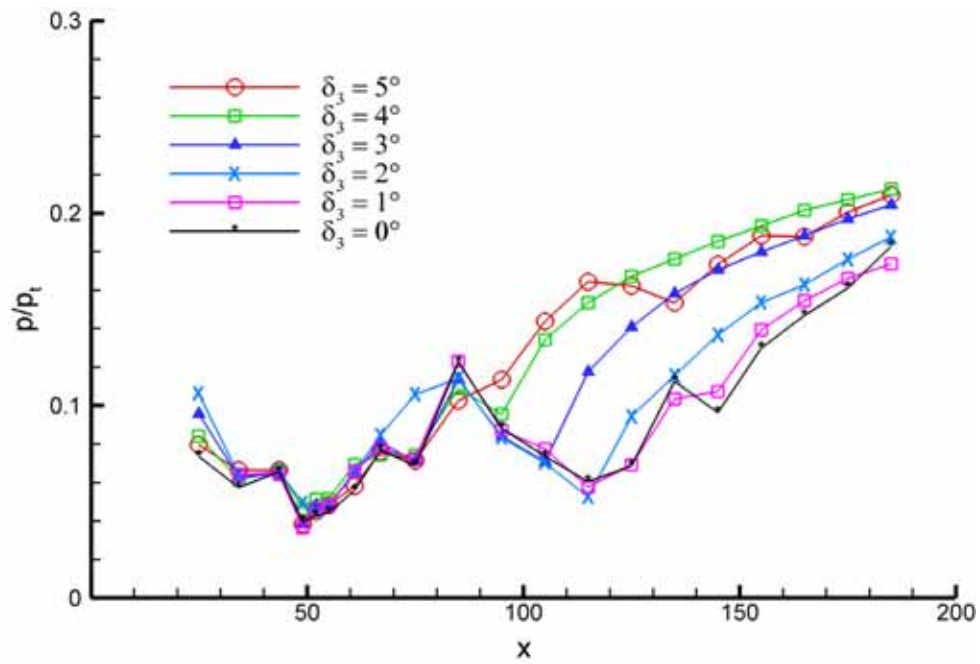


(a) Rampe

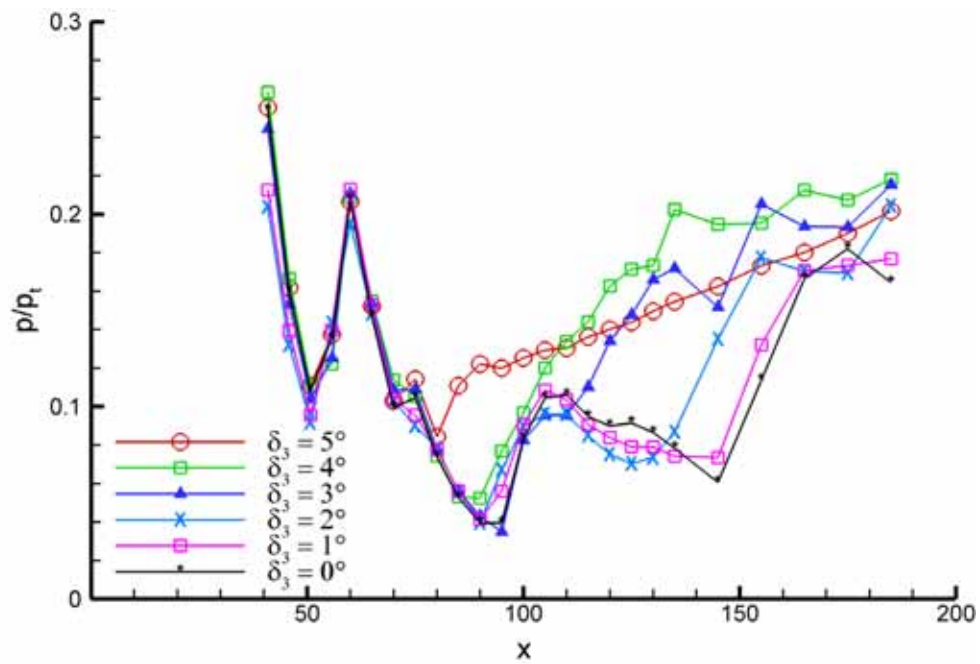


(b) Lippe

Abbildung 4.46: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation des Isolatoröffnungswinkels ( $M_\infty = 2,5$ ;  $\Delta = 71\%$ )

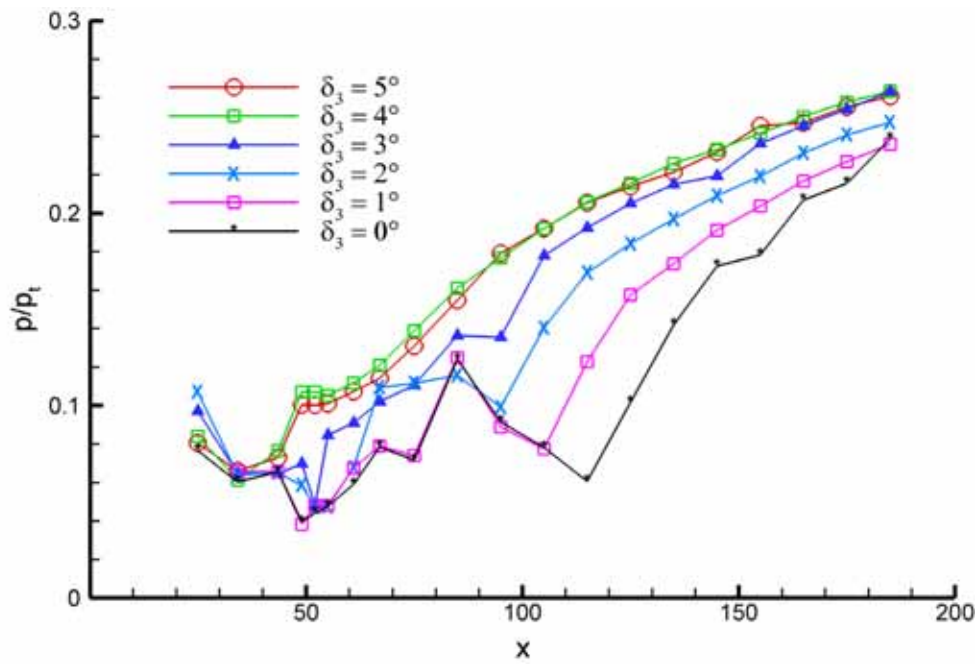


(a) Rampe

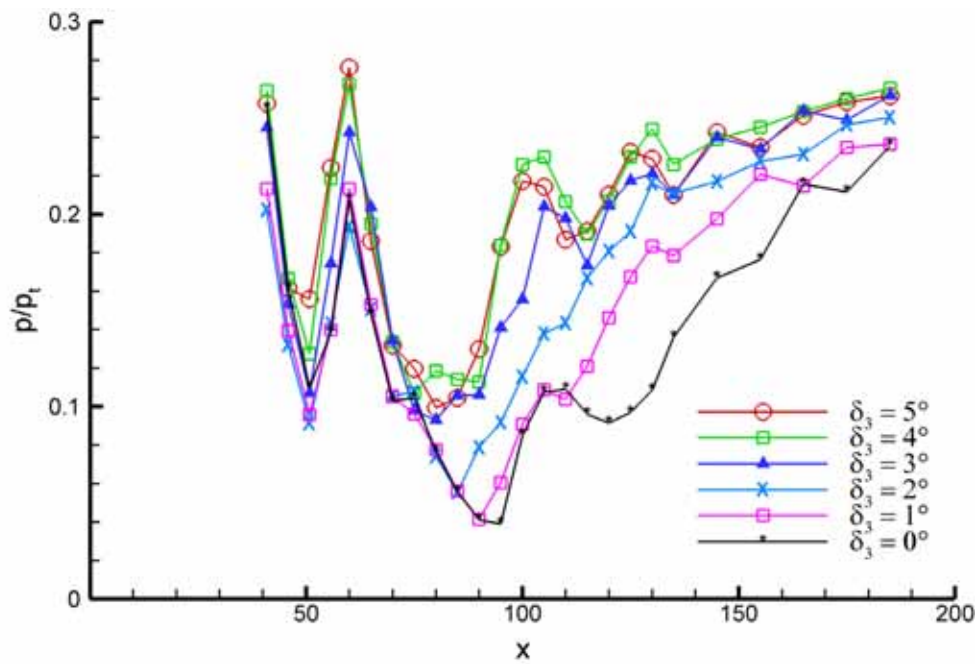


(b) Lippe

Abbildung 4.47: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation des Isolatoröffnungswinkels ( $M_\infty = 3,0$ ;  $\Delta = 68\%$ )



(a) Rampe



(b) Lippe

Abbildung 4.48: Wanddruckverläufe gedrosselter Strömungen bei Variation des Isolatoröffnungswinkels ( $M_\infty = 3,0$ ;  $\Delta = 71\%$ )

## 4.4 Beeinflussung des maximalen Druckaufbaus durch die Isolatorgeometrie

Die allgemein gültige Definition legt das Starten eines Hyperschalleinlaufs als den Beginn der Überschalleinströmung fest [1, 56]. Bedingt durch den Schwerpunkt des Forschungsprojekts war die Auflösung der vorderen Einlaufströmung nur sehr beschränkt möglich. Um dennoch eine Aussage über den Einfluss der Geometrie auf den maximal möglichen Gegendruck des Einlaufs machen zu können, wurde hier eine andere Methode zur Ermittlung einer Tendenz gewählt. Diese Methode nutzt den Effekt, dass es in einer Überschallströmung keinen Informationsrücktransport entgegen der Strömungsrichtung gibt. Auf die untersuchte Einlaufströmung bezogen bedeutet dies, dass sich die Strömung stromauf eines im Überschall durchströmten Bereichs nur noch geringfügig – aufgrund von Effekten in der Unterschallgrenzschicht – verändert. Sowohl die bisher beschriebenen Schlierenbilder als auch die Druckmessungen bestätigen dieses. Zur Verdeutlichung sind in den Diagrammen der Abbildung 4.49 jeweils die Druckmessungen eines einzelnen Druckmesspunktes über dem Drosselungsgrad aufgetragen.

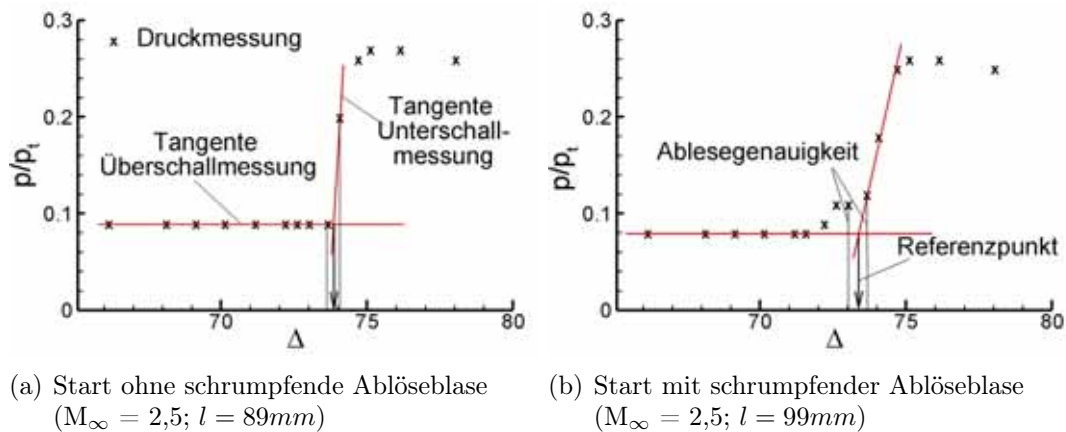


Abbildung 4.49: Ermittlung des Startpunktes anhand einzelner Druckmessstellen

Bei einem großem Drosselungsgrad befindet sich die Strömung an der Druckmessbohrung im Unterschall, und der hohe eingestellte Gegendruck kann bis an die Druckmessstelle vordringen. In der Nähe des Umschlagpunktes von einer Unter- zu einer Überschallströmung senkt sich der statische Druck stark ab, bis er den kleinsten möglichen Wert, entsprechend einer Überschalldurchströmung angenommen hat.

Für die Ermittlung des Startpunktes wurde jeweils eine Tangente durch die gemessenen Drücke im Unterschall und Überschall gelegt (Abb. 4.49(a)). Der Schnittpunkt dieser Tangenten bildet den gesuchten Referenzpunkt (Abb. 4.49(b)). Die Größe des bei dieser Methode möglichen Ablesefehlers richtet sich nach dem Abstand zwischen den vermessenen Drosselungsgraden. Die sich hieraus ergebende Toleranz ist ebenfalls in Abb. 4.49(b) skizziert.

Für die Ermittlung des maximal möglichen Gegendrucks wurden zwei Druckbohrungen gewählt:

1. die dem engsten Querschnitt des Einlaufs am nächsten gelegene Druckmessbohrung (2. Lippenmessposition) und
2. der erste Messpunkt auf der Einlauframpe nach der Umlenkung in den Isolator, der aufgrund seiner Lage den Beginn der Überschallströmung des Paralleldiffusors wiedergibt (4. Rampenmessposition).

Auf der Einlauflippe erfolgt der Umschlag von einer Unterschall- zu einer Überschallströmung bei allen Messungen sehr definiert (Abb. 4.49(a)). Die sich auf der vorderen Rampe ausbildende Ablöseblase (Kap. 4.2.2;  $\Delta = 73\% - 72\%$ ) spiegelt sich in den Druckmessungen auf der Rampe deutlich wieder. Besonders bei den  $M_\infty = 2,5$ - Messungen kommt es nach dem Wiederanlegen der Strömung noch zu einer Verkleinerung der Ablöseblase. In der Druckmessung äußert sich dies durch einen, trotz der vorhandenen Überschallströmung, sinkenden Druck bei abnehmendem Drosselungsgrad (Abb. 4.49(b)). Sobald die Ablöseblase auf ihre kleinste Ausdehnung geschrumpft ist, zeigen auch die Druckmessungen keine Schwankungen mehr. Da es sich hier um Ablösungen mit nur geringer Ausdehnung senkrecht zur Strömungsrichtung handelt, wird als Referenzpunkt der Schnittpunkt zwischen der Tangente der ungestörten Überschallmessungen und der des starken Druckabfalls genutzt.

Die Ergebnisse der beschriebenen Methode sind in den Abbildungen 4.50 und 4.51 aufgetragen. Alle Diagramme zeigen an, dass sich mit einer Verlängerung des Isolators bzw. mit der Wahl eines kleinen Isolatoröffnungswinkels die Empfindlichkeit des Einlaufs gegenüber dem maximalen Gegendruck deutlich verringern lässt.

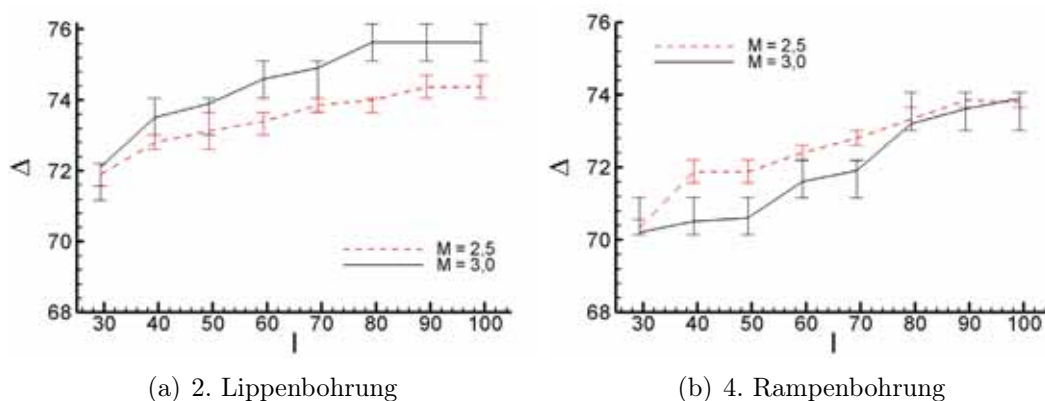


Abbildung 4.50: Beginn der Überschalldurchströmung bei verschiedenen Isolatorlängen

Der Kurvenverlauf, der aus den Messungen mit verschiedenen Isolatorlängen gewonnen wurde (Abb. 4.50), zeigt für kurze Bauformen einen deutlich steileren Gradienten

als für längere. Bei den längeren Bauformen kann nur noch ein geringer oder gar kein Drosselungsgradgewinn festgestellt werden kann. Dieses Ergebnis deckt sich mit der für die Modellauslegung verwendeten Theorie, nach der es aufgrund der stark anwachsenden Baugröße und der sich verschlechternden Strömungsbedingungen nicht in jedem Fall sinnvoll ist, einen Isolator auf die für einen 100% Druckrückgewinn nötige Länge zu vergrößern (Kap. 3.3.1).

Sowohl in den Kurven, die aus der Variation der Isolatorlänge, als auch in denen, die durch Winkelvariation gewonnen wurden, zeigt sich ein deutlicher Unterschied in den rampen- und lippenseitigen Messungen. Während die  $M_\infty = 3,0$ -Messungen auf der Einlauflippe einem deutlich höheren Drosselungsgrad standhalten, erweist sich die Strömung auf der Einlauframpe bei den  $M_\infty = 2,5$ -Messungen als robuster. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass einerseits die Strömung bei den  $M_\infty = 3,0$ -Messungen in den Einlauf hineingedrückt wird, andererseits aber die Grenzschicht aufgrund der größeren Intensität der einfallenden Stöße stärker ablöst. Die Schlierenbilder zeigen ein Verhalten, das diesen Messungen entspricht.

Wie den Abschnitten 4.2.2 und 4.2.3 beschrieben wird, zeigen die  $M_\infty = 2,5$ - und die  $M_\infty = 3,0$ -Messungen unterschiedliches Ablöseverhalten. Bei den  $M_\infty = 2,5$ -Messungen kommt es zu einem Wiederanliegen der Strömung, bevor die Ablöseblase ihre kleinste Ausdehnung erreicht hat. Die  $M_\infty = 3,0$ -Messungen neigen zu einem spontanen Umschlagen von einer komplett abgelösten Rampengrenzschicht zu einer voll ausgebildeten Strömung weit in den Isolator hinein.

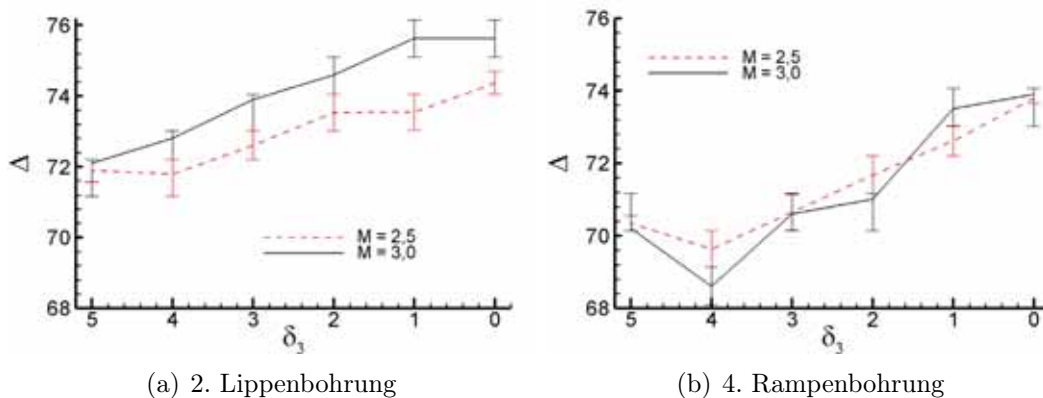


Abbildung 4.51: Beginn der Überschalldurchströmung bei verschiedenen Isolatoröffnungswinkeln

Die in Abbildung 4.51 gegebenen Kurven für die Variation des Öffnungswinkels zeigen im Vergleich zu den für verschiedene Isolatorlängen vorgestellten Ergebnissen ein deutlich lineareres Verhalten. Analog zu den Messungen mit verschiedenen Isolatorlängen ergibt sich für die Konfigurationen mit einem kleinen Öffnungswinkel eine geringere Druckempfindlichkeit.

Eine Ausnahme von dem gleichmäßigen Anstieg des maximal möglichen Drosse-



lungsgrades bilden bei beiden untersuchten Machzahlen die Rampenmessungen mit einem sehr großen Öffnungswinkel (Abb. 4.51(b):  $\delta_3 = 5^\circ$ ). Die zu den Betriebspunkten mit einem Öffnungswinkel gehörenden Schlierenbilder sind in Abbildung 4.52 dargestellt. Die Aufnahmen entsprechen jeweils den ersten Messpunkten mit einer ausgebildeten Überschallströmung am Isolatoreintritt.

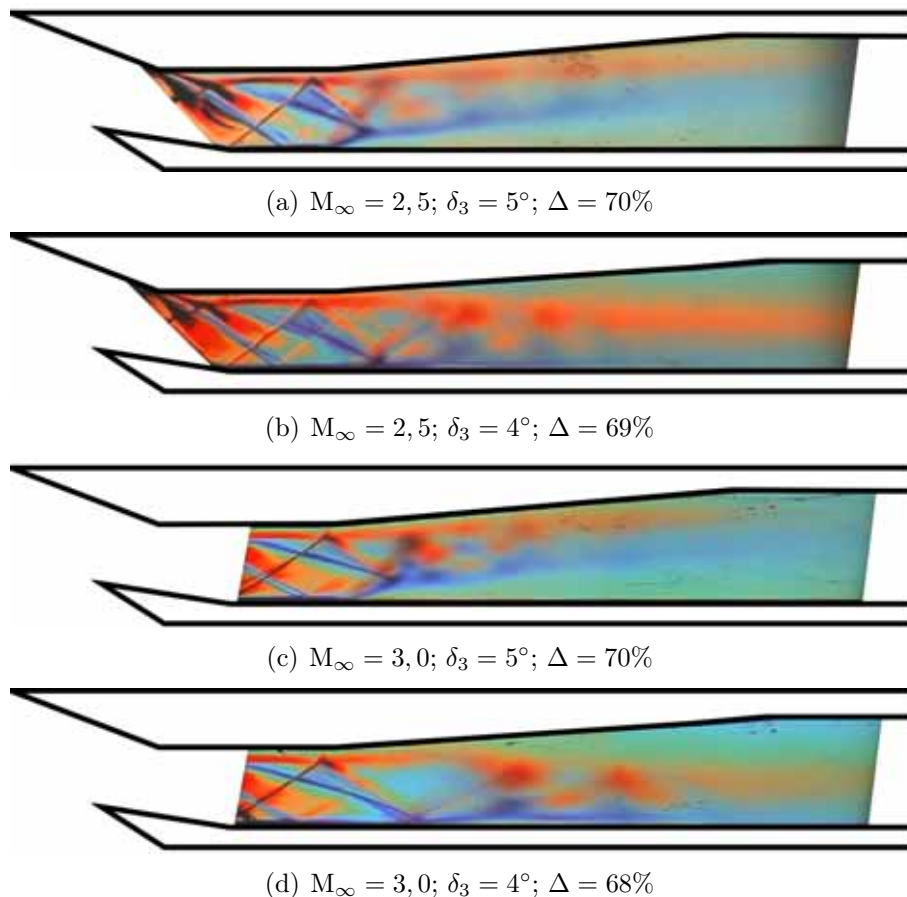


Abbildung 4.52: Schlierenbilder der stark gedrosselten Isolatoren mit großem Öffnungswinkel

Wie aus den Bildern zu entnehmen ist, haben die Konfigurationen mit einem Öffnungswinkel von  $\delta_3 = 5^\circ$  eine ausgeprägte Ablösung an dem Auftreffpunkt des Wiederanlegestoßes. Diese zwingt die Strömung in Richtung der Rampe abzufließen und unterdrückt damit die komplette Ablösung der Strömung auf der Einlauframpe. Entsprechend der Beschreibung für die Längenvariation zeigt die Winkelvariation unterschiedliche Tendenzen für die Lippen- und Rampenmessungen.

## 4.5 Vergleich der Teilprojekte

Die bisher vorgestellten Ergebnisse bauen innerhalb des Forschungsprojekts auf einer Reihe von vorangegangenen Untersuchungen zur Auslegung von Staustrahltriebwerken auf. Um den Zusammenhang zwischen den früheren Untersuchungen und den aktuellen Messungen zu verdeutlichen, werden die gewonnenen Daten im Folgenden verglichen.

Das den aktuellen Arbeiten vorangehende Projekt hatte seinen Schwerpunkt in der Untersuchung des Übergangs der Strömung von der Außen- in die Innenverdichtung. Aufgrund der unterschiedlichen Auslegungskriterien der in den beiden Projekten verwendeten Modelle ergibt sich eine Vergleichbarkeit der früheren  $M_\infty = 3,0$ -Messungen mit den aktuellen  $M_\infty = 2,5$ -Messungen (Kap. 3.3). Die zum Vergleich der Messungen herangezogenen Ergebnisse wurden unter anderem in [34], [40], [50] und [57] veröffentlicht.

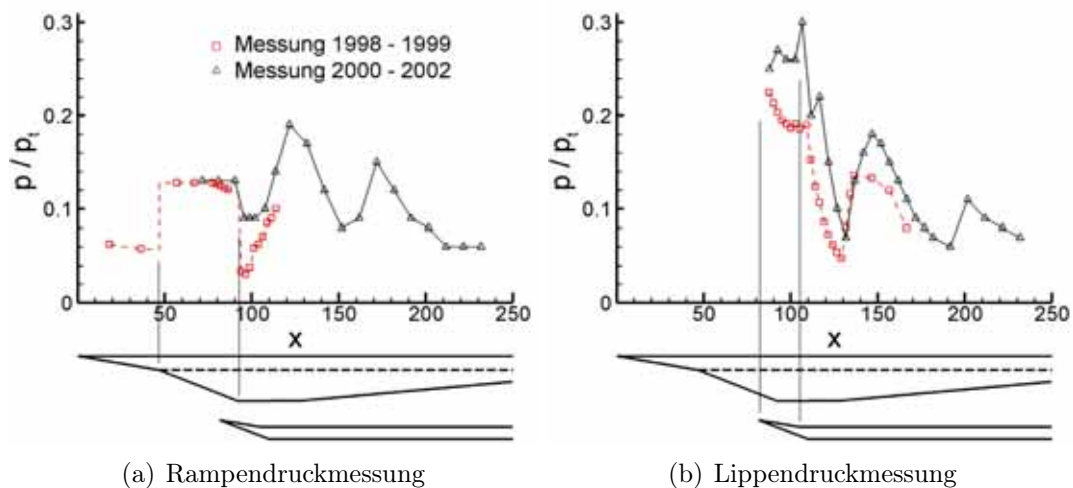


Abbildung 4.53: Übertragbarkeit der Ergebnisse

In den Abbildungen 4.53(a) und (b) sind die in beiden Teilprojekten gemessenen Rampen- und Lippenwanddruckverläufe aufgetragen. Unter den Diagrammen ist jeweils die Einlaufgeometrie skizziert, die in den früheren Messungen verwendet wurde (durchgezogene Linie). Die für die aktuellen Messungen verwendete, reduzierte Geometrie ist durch die gestrichelten Linien angedeutet. Zu den Druckverläufen gehörende Schlierenbilder sind in Abbildung 4.54 dargestellt.

Ein Vergleich der Druckverhältnisse auf der früheren zweiten Rampenebene (Abb. 4.53(a);  $x = 50 - 90\text{mm}$ ) zeigt, dass mit der neu ausgelegten Einlaufkonfiguration der angestrebte Betriebspunkt sehr genau getroffen wurde. Nach dem Eintritt in den Isolator kommt es in den aktuellen Messungen allerdings zu einem vergleichsweise geringen Druckabfall. Dieses kann mit einer kleineren Ablöseblase am Auftreffpunkt des ersten von der Lippe ausgehenden Stoßes bei den alten Messungen erklärt wer-

den. Die stabilere Grenzschicht der alten Messung läßt hier auf eine turbulenterere Grenzschicht schließen. Dieses ergibt sich wiederum aus der längeren Grenzschichtlauflänge im Bereich der Außenverdichtung des Einlaufs und dem dort zusätzlich vorhandenen Stoß. Als direkte Folge hieraus kommt es bei den früheren Messungen zu einer einfachen Stoßreflektion anstelle der ausgeprägten Ablösung mit den dazugehörigen Strömungsphänomenen.

Die unterschiedlichen Lippendruckverläufe (Abb. 4.53(b)) stellen sich infolge der geänderten Strömungsvorgänge auf der Rampe ein. Nachdem die Druckmessungen bei einem ähnlichen Niveau starten, kommt es bei den früheren Messungen zu einem Druckabfall auf der ersten Lippenebene. Aus der Tatsache, dass dieser Druckabfall in den aktuellen Messungen nicht beobachtet wird, läßt sich folgern, dass es sich hier um einen Einfluss der zusätzlichen vorderen Rampe oder der Umlenkung zwischen den beiden Außenverdichtungsrampen handelt.

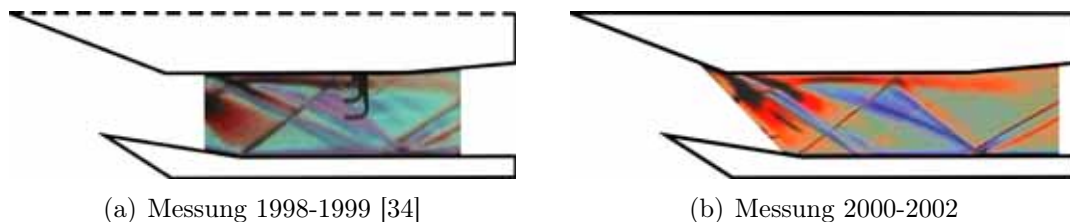


Abbildung 4.54: Vergleich der Schlierenbilder

Da sich bei den früheren Messungen kein Ablösestoß auf der Rampe ausbildet, kommt es bei den Lippendruckverläufen auch nicht zu dem Sprung innerhalb des von der Rampenumlenkung ausgelösten Druckabfalls ( $x = 100 - 130\text{mm}$ ). Bei einer Lauflänge von  $x = 130\text{mm}$  zeigen beide Kurven das Auftreffen eines Stoßes auf die Grenzschicht durch den damit verbundenen Druckanstieg. Die unterschiedlichen Druckwerte im hinteren Messbereich ( $x \geq 135\text{mm}$ ) können durch verschiedene Isolatorgeometrien erklärt werden. Da das ursprüngliche Modell mit einem divergenten Isolator ausgestattet war, kommt es hier zu einer Beschleunigung der Strömung, die sich durch einen geringeren Druck bemerkbar macht.

Ein Vergleich der Messungen mit gedrosselter Isolatorströmung wurde nicht vorgenommen, da sich infolge der unterschiedlichen Isolatorkonturen keine ähnlichen Konfigurationen ergaben.

## 4.6 Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse

Eine der Aufgaben des bisher beschriebenen Projektes ist es, eine Datenbasis für die numerische Untersuchung von Einlaufströmungen zu schaffen. Die numerische Bearbeitung von Hyperschalleinläufen erfolgte hierzu in einem eigenen, ebenfalls im SFB 253 verankerten Teilprojekt. Die aus diesen numerischen Strömungsanalysen hervorgehenden Ergebnisse sollen wiederum Rückschlüsse auf die Strömungserscheinungen liefern, die von den Experimenten nicht aufgelöst werden konnten. Durch die erzielte gute Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Ergebnisse war es auch möglich, die im Rahmen der experimentellen Arbeiten erfolgte Einlaufauslegung zu überarbeiten.

Die numerische Simulation der Isolatorströmung erfolgte mit einem am DLR entwickelten Navier–Stokes–Löser [58, 59], der für die Berechnung von turbulenten Hyperschallströmungen erweitert wurde [60]. Eine detaillierte Beschreibung der für die Simulation verwendeten Methoden kann aus [61] entnommen werden.

Nachfolgend werden für einige relevante Betriebspunkte die berechneten Strömungsfelder mit den Schlierenaufnahmen verglichen. Für diese Vergleiche wurde die numerisch ermittelte Machzahlverteilung gewählt. Wegen des Zusammenhangs zwischen der Dichte und der Machzahl entspricht dabei eine Farbverschiebung in den Schlierenbildern einer Häufung von Machzahl–Isolinien.

In Übereinstimmung mit der eindimensionalen Abschätzung der Strömungszustände im vorderen Einlaufbereich (Kap. 4.1.2) erzielte die numerische Berechnung die beste Übereinstimmung mit den Messergebnissen bei einer angenommenen Anströmmachzahl von  $M_{\infty,num.} = 2,41$ .

Bei den mit einer Machzahl von  $M_{\infty} = 3,0$  untersuchten Konfigurationen konnte keine Diskrepanz zwischen der für die Berechnung angenommenen Machzahl und der Auslegungsmachzahl der Versuchsdüse festgestellt werden.

Für den Vergleich der Ergebnisse wurde wiederum die Konfiguration mit einer Isolatorlänge von  $l = 79,3mm$  gewählt.

### 4.6.1 Die ungedrosselte Isolatorströmung ( $M_{\infty} = 2,5$ )

Beispielhaft für eine ungedrosselte Isolatorströmung sind in Abbildung 4.55 die Strömungsfelder für eine Anströmmachzahl von  $M_{\infty,ex} = 2,5$  ( $M_{\infty,num} = 2,41$ ) dargestellt. Die beiden Bilder zeigen die sehr gute Übereinstimmung der aufgenommenen und berechneten Strömungsbilder. Die einzigen auffälligen Abweichungen sind hierbei die Steigung des sich im vorderen Rampenbereich ausbildenden Ablösestoßes und die durch Unebenheiten der Modellrampe hervorgerufenen Strömungsstörungen. Wie in Kapitel 4.1.1 beschrieben, handelt es sich bei den Unebenheiten der

Rampe um ein konstruktives Problem des Modells, welches aber keinen weiteren Einfluss auf die Messung hat. Eine Erklärung für die Abweichung des Stoßwinkels in diesem Betriebspunkt folgt aus den Wanddruckverläufen, die in Abbildung 4.56 miteinander verglichen werden.

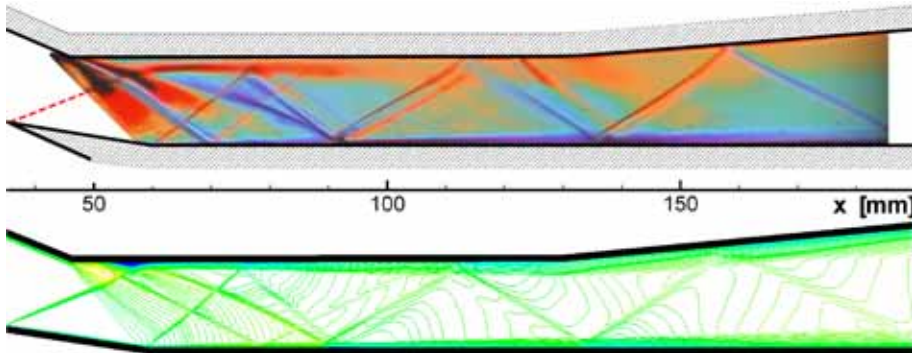


Abbildung 4.55: Vergleich des experimentellen Schlierenbildes mit der berechneten Machzahlverteilung ( $M_{\infty,ex} = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 20\%$ )

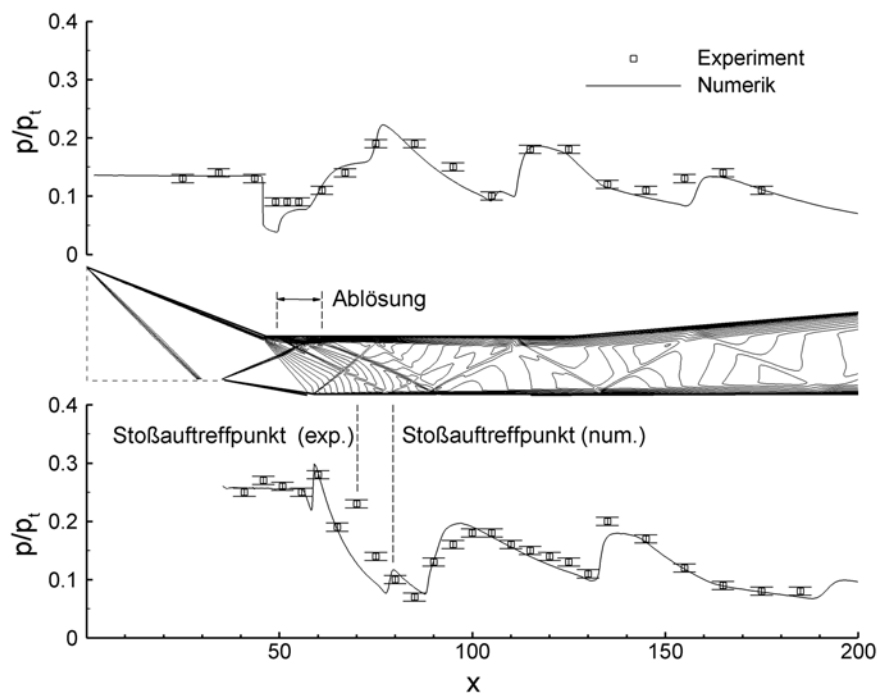


Abbildung 4.56: Vergleich der experimentellen und berechneten Wanddruckverläufe ( $M_{\infty} = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 20\%$ )

In weiten Teilen zeigen auch die Wanddruckverläufe eine hervorragende Übereinstimmung zwischen den experimentellen und numerischen Ergebnissen. Die einzige signifikante Abweichung der Verläufe findet sich wieder auf der Rampe direkt im Anschluss an die Strömungsumlenkung in den Isolator. Während sich im Versuch eine

große Ablöseblase bis an die Umlenkung ausdehnt, kommt es bei dem berechneten Strömungsfeld nur zu einer relativ kleinen Ablösung. In dem numerischen Rampen-druckverlauf äußert sich dies hinter der Umlenkung in einem starken Druckabfall, wie er sich durch eine Prandl–Meyer–Expansion einstellt. Sobald die Strömung die berechnete Ablöseblase erreicht, steigen auch hier die Wanddruckwerte auf das gemessene Niveau an. Als direkte Folge der zu kleinen Ablöseblase bildet sich der Ablösestoß erst sehr spät und erreicht nicht die im Versuch festgestellte Intensität. Der Lippendruckverlauf zeigt infolge des verschobenen Ablösestoßes einen stromabwärts verlagerten Auftreffpunkt.

#### 4.6.2 Die ungedrosselte Isolatorströmung ( $M_\infty = 3,0$ )

Für die Messungen mit einer Anströmmachzahl von  $M_\infty = 3,0$  ergab sich auch in der numerischen Simulation das Problem einer großflächigen Ablösung im vorderen Rampenbereich. Die Strömungsfelder (Abb. 4.57) zeigen auch in diesem, bedingt durch die komplexen Strömungserscheinungen, schwer zu simulierenden Fall eine gute Übereinstimmung.

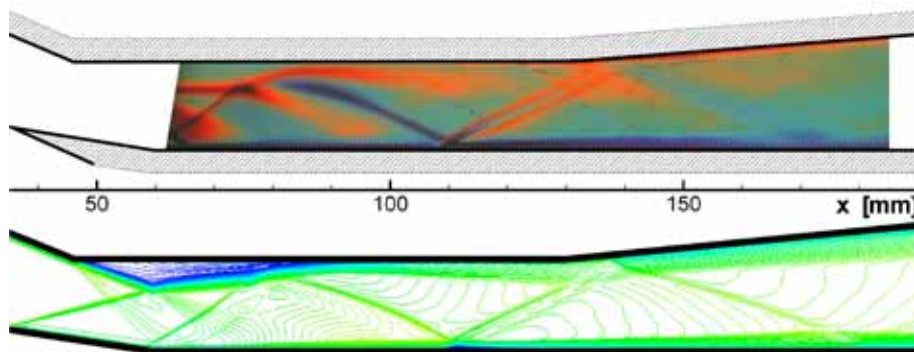


Abbildung 4.57: Vergleich des experimentellen Schlierenbildes mit der berechneten Machzahlverteilung  
( $M_\infty = 3,0$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 20\%$ ; ohne Stolperdraht)

Im Versuch war es durch den Einbau eines Stolperdrahtes auf der ersten Rampenebene gelungen, die Ablöseblase deutlich zu verkleinern (Kap. 4.1.3). Da der Schwerpunkt der experimentellen Untersuchungen auf der Strömung im Inneren des Einlaufs lag, war im Außenverdichtungsgebiet keine optische Zugänglichkeit geplant. Die vorhandenen Druckmessstellen sollten lediglich eine Überprüfung der Anströmung ermöglichen. Mit den hieraus folgenden Informationen über die Strömung im vorderen Einlauf war es nicht möglich, die sich ergebenden Strömungsphänomene befriedigend zu erklären.

Anhand der in Abbildung 4.58 dargestellten simulierten Einlaufströmung konnte die in Kapitel 4.1.3 gegebene Erklärung für die starken Druckschwankungen auf der ersten Lippenebene gefunden werden.

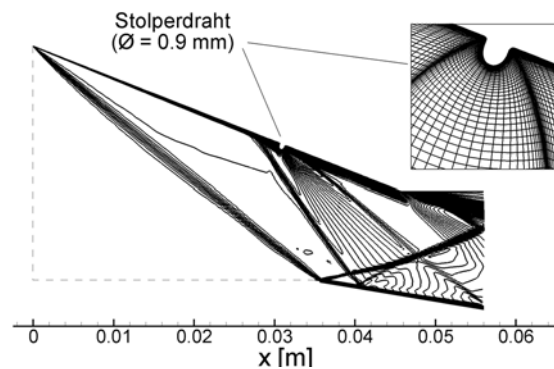


Abbildung 4.58: Numerische Simulation der Außenverdichtung mit Stolperdraht ( $M_\infty = 3, 0$ )

Zusätzlich zu der Machzahlverteilung ist in Abbildung 4.58 das für die Beschreibung des Stolperdrahtes verwendete strukturierte Rechenetz abgebildet.

Ein Beispiel für die Berechnung einer ungedrosselten Strömung mit Stolperdraht ist in Abbildung 4.59 dargestellt. Wie schon in den vorherigen Vergleichen fällt die gute Übereinstimmung der beiden Ergebnisse auf. Wiederum liegt der einzig sichtbare Unterschied in der Auflösung der vorderen Ablöseblase, die sich in einer geringfügig anderen Lage des Wiederanlegestoßes äußert.

Durch die Simulation der ungedrosselten Isolatorströmung konnten die aufgrund der Wanddruckmessung und der Schlierenbilder vermuteten Strömungserscheinungen bestätigt werden.

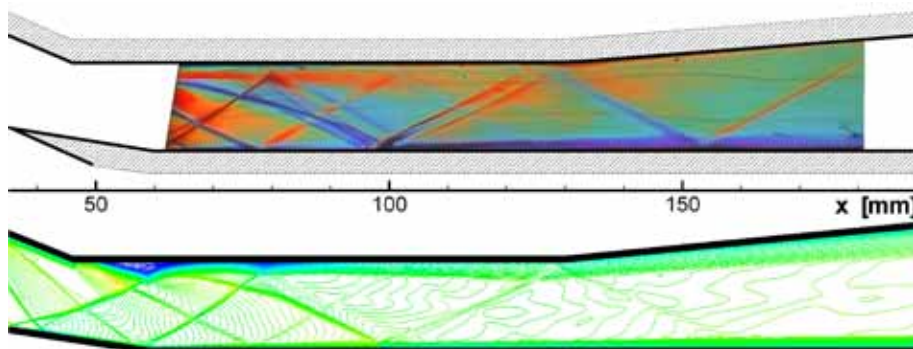


Abbildung 4.59: Vergleich des experimentellen Schlierenbildes mit der berechneten Machzahlverteilung ( $M_\infty = 3, 0$ ;  $l = 79, 3\text{mm}$ ;  $\Delta = 20\%$ ; mit Stolperdraht)

### 4.6.3 Die gedrosselte Isolatorströmung

Im Fall der gedrosselten Einlaufströmung kommt es innerhalb des „Shock-Trains“ zu einem Strömungsgebiet mit sehr schwachen Dichtegradienten, die von der Schlierenoptik nicht mehr ausreichend aufgelöst werden können. Da sich in diesem Bereich zusätzlich eine relativ dicke Grenzschicht ausbildet, kann auch mit Hilfe der Wanddruckmessungen nicht auf die Strömung in der Kanalmitte geschlossen werden. Durch die numerischen Simulationen war es auch in diesen – für die Messtechnik nicht auflösbaren – Gebieten möglich, eine Aussage über die Strömung zu machen.

In den Abbildungen 4.60 und 4.61 ist der Vergleich der Strömungsfelder und der Wanddruckverläufe für einen mittleren Drosselungsgrad dargestellt. Die Strömung löst bei diesem Drosselungsgrad am Ende des Isolators ab. Die numerisch ermittelten Ablösepunkte auf Rampe und Lippe und die sich daran anschließende Abströmung stimmen mit dem Schlierenbild überein. Gleiches gilt für die Wanddruckverläufe, die in der abgelösten Strömung die gemessenen Punkte sehr gut wiedergeben.

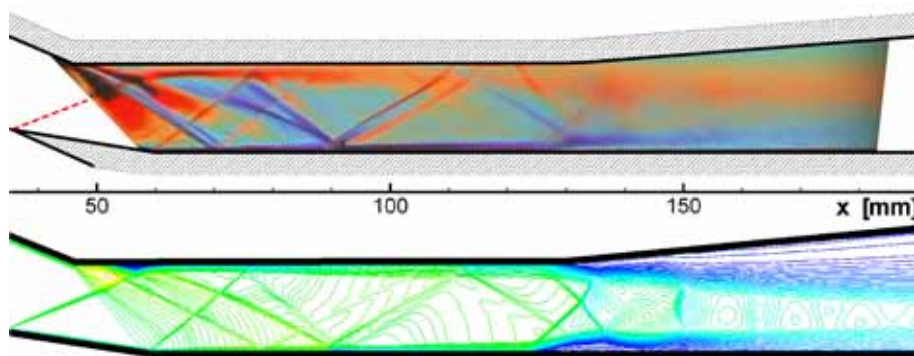


Abbildung 4.60: Vergleich des experimentellen Schlierenbildes mit der berechneten Machzahlverteilung ( $M_\infty = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 70\%$ )

In dem an den Ablösepunkten beginnenden „Shock-Train“ kann in den numerischen Machzahlverteilungen noch eine bei höheren Lauflängen schwächer werdende Struktur aus Beschleunigungen und Verzögerungen erkannt werden. Die hiermit verbundenen leichten Druckschwankungen sind auch in dem berechneten Lippendruckverlauf vorhanden. Diese Druckschwankungen werden von den Messungen jedoch nicht wiedergegeben. Hierfür sind zwei Erklärungen möglich:

1. Die Auflösung der Druckbohrungen ist in diesem Einlaufbereich zu gering, so dass Druckschwankungen mit dieser Amplitude nicht wiedergegeben werden können.
2. Die im Experiment vorhandene Grenzschicht zeigt eine größere Dämpfung der Druckschwankungen und ruft damit einen einheitlicheren Druckanstieg hervor.



Um herauszufinden, welcher dieser beiden Einflüsse überwiegt, wäre es nötig, Versuche mit einer größeren Anzahl von Druckmessstellen im hinteren Isolatorbereich durchzuführen.

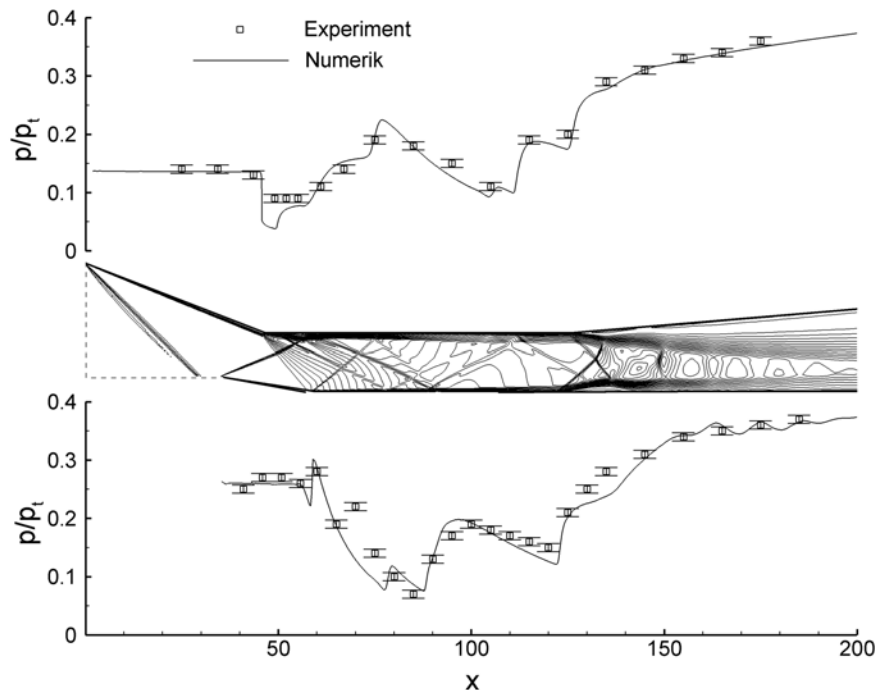


Abbildung 4.61: Vergleich der experimentellen und berechneten Wanddruckverläufe ( $M_\infty = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ ;  $\Delta = 70\%$ )

Bei der Vorgabe eines höheren Gegenendrucks wandern auch in den berechneten Strömungsfeldern die Ablösepunkte stromauf in den vorderen Einlauf. Beispielhaft hierfür ist die in Abbildung 4.62 wiedergegebene Machzahlverteilung.

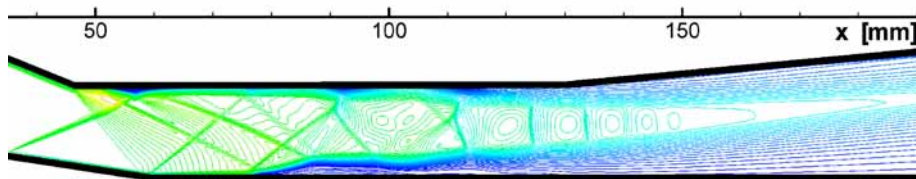


Abbildung 4.62: Berechnete Machzahlverteilung bei stark gedrosselter Strömung ( $M_\infty = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ )

Zusätzlich ist hier sehr gut die Struktur des sich ausbildenden senkrechten „Shock-Trains“ zu erkennen. Infolge der durch die Umlenkung in den parallelen Teil geprägten ungleichmäßigen Anströmung, bilden sich die ersten geraden Stöße erst deutlich nach den eigentlichen Ablösepunkten aus. Bis zum Erreichen der geraden Stöße zeigt auch der in Abbildung 4.63 gegebene Rampendruckverlauf deutliche Schwankungen

( $\Delta = 73\%$ ). Diese Schwankungen können auf die sich an der Ablösung bildenden und an den Grenzschichten reflektierten Schrägstöße zurückgeführt werden. Sobald die Strömung den ersten geraden Stoß passiert hat, entspricht auch die Entwicklung des Wanddruckverlaufs der eines senkrechten „Shock-Trains“. Nach einem großen Druckanstieg über dem ersten Stoß können die in der Machzahlverteilung zu erkennenden drei weiteren senkrechten Stöße nur noch einen kleinen Beitrag zur Druckerhöhung leisten.

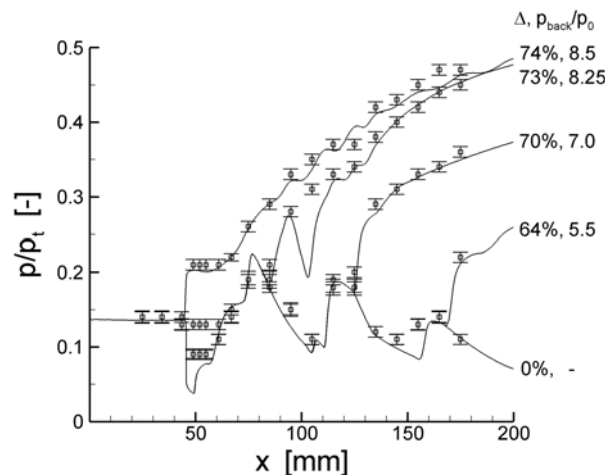


Abbildung 4.63: Vergleich der Rampendruckverläufe bei verschiedenen Drosselungsgraden ( $M_\infty = 2,5$ ;  $l = 79,3\text{mm}$ )

Um die Übereinstimmung von Rechnung und Messung bei verschiedenen Gegen drücken zu demonstrieren, sind in Abbildung 4.63 verschiedene berechnete Rampendruckverläufe mit den korrespondierenden Messergebnissen dargestellt.

Nennenswerte Abweichungen der Ergebnisse zeigen sich erneut nur in der Ausbildung der Ablöseblase im Anschluss an die Rampenumlenkung. Während die gemessene Ablösung bei großem Gegendruck ( $\Delta = 73\%$ ) für einen Druckausgleich bis zur Rampenecke sorgt, bleibt bei der numerischen Berechnung die Strömung vor der durch den Gegendruck ausgelösten Ablösung unbeeinflusst. Sobald es zu einer kompletten Ablösung der Rampengrenzschicht kommt, stimmen die Ergebnisse aus Rechnung und Experiment wieder überein.

#### 4.6.4 Nachrechnung des Auslegungskennfeldes

Für die Überprüfung der Auslegung konnten die tatsächlichen Werte der Impulsverlustdicke und das maximale Druckverhältnis aus den berechneten Daten ermittelt werden. Hiermit war es möglich, die erreichten Druckgewinne mit den sich aus der Auslegung ergebenden Werten zu vergleichen.

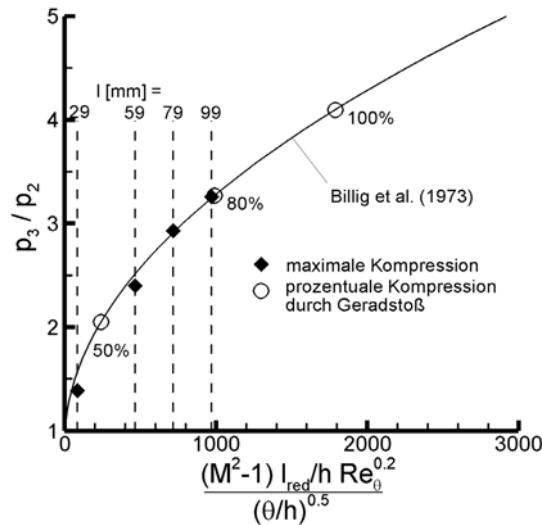


Abbildung 4.64: Vergleich der berechneten maximalen Kompression und der empirischen Korrelation

Die in dem Diagramm (Abb. 4.64) angegebenen maximalen Kompressionen entsprechen den Werten, die erreicht werden, wenn der gesamte Isolator in den Druckaufbau eingebunden ist. Wie aus dem Diagramm ersichtlich ist, treffen die erzielten Werte die Korrelation nach Gleichung 3.2 sehr genau.

Im Vergleich mit der Modellauslegung nach dem angenommenen Kennfeld (Abb. 3.9) fällt jedoch auf, dass die numerisch ermittelten Druckgewinne von den in der Auslegung angenommenen Werten abweichen. Beispielsweise ergibt sich nach dem Kennfeld für eine Isolatorlänge von  $L = 79\text{mm}$  ( $L/h = 5,27$ ) ein statischer Druckrückgewinn von  $\pi_s \cong 2,3$ . Dagegen weisen für diese Isolatorlänge sowohl die numerische Berechnung als auch die in Abbildung 4.64 gegebene Korrelation einen Wert von  $\pi_s = p_3/p_2 \cong 2,9$  aus.

Mit den zusätzlich aus der Numerik gewonnenen Strömungsgrößen ist es möglich, das Auslegungskennfeld zu überarbeiten (Abb. 4.65).

Maßgeblichen Einfluss haben hierbei die folgenden Faktoren:

- Infolge der sich auf der Einlauftrampe ausbildenden Ablösungen kann nicht der gesamte parallele Einlaufbereich als Isolator genutzt werden. Die Rechnungen zeigen, dass es zu einer kompletten Strömungsablösung kommt, sobald der Anfang des „Shock-Trains“ in den Bereich der vorderen Ablöseblase verschoben wird. Eine sinnvolle Ausbildung des „Shock-Trains“ ist ab diesem Betriebspunkt nicht mehr möglich. Für die dargestellten Ergebnisse der  $M_\infty = 2,5$ -Rechnung bedeutet dies eine Verkürzung der wirksamen Isolatorlänge um ca.  $22,5\text{mm}$ :

$$l_{red} = l - 22,5mm$$

Für das Auslegungskennfeld bedeutet dies eine Verschiebung der waagerechten Linien gleicher Isolatorlänge zu kleineren  $L/h$  – Werten.

- Aufgrund der neuen Definition des Isolatoreintritts führt die von der Rampe ausgehende Eckenströmung zu einer deutlich höheren Isolatoreintrittsmachzahl als für die ursprüngliche Auslegung angenommen wurde. Dies bewirkt wiederum eine Erhöhung der maximal erreichbaren Druckerhöhung und damit auch der in Abbildung 4.64 angegebenen prozentualen Werte. Für die weiteren Berechnungen wurde die sich aus der Numerik ergebende, über der Isolatoreintrittsebene gemittelte Machzahl genutzt. Die für die Auslegung angenommenen Isolatoreintrittsmachzahl von  $M_i = 1,607$  (Abb. 3.9) erhöht sich dementsprechend auf  $M_i = 1,91$  (Abb. 4.65)
- Die für die Auslegung angenommenen Werte für die normierte Impulsverlustdicke ( $\theta/H = 0,02$ ) und die damit gebildete Reynoldszahl ( $Re_\theta = 10000$ ) wurden durch die numerischen Ergebnisse auf  $\theta/H = 0,0062$  und  $Re_\theta = 5700$  korrigiert. Mit diesen wesentlich kleineren Werten ergibt sich ein im Vergleich

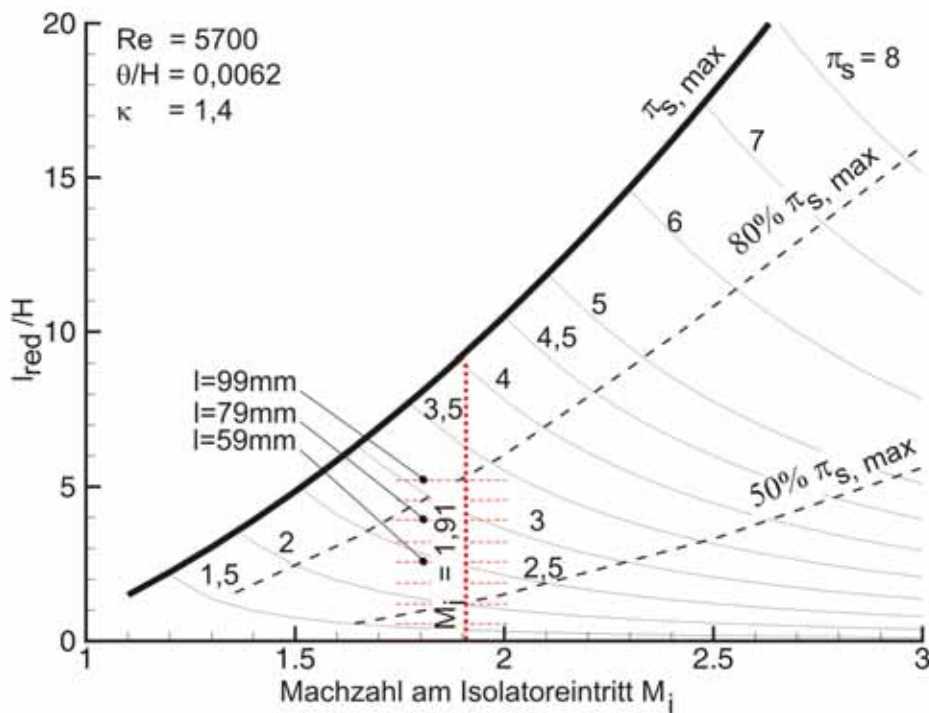


Abbildung 4.65: Korrigiertes Kennfeld zur Isolatorauslegung ( $M_\infty = 2,5$ )

zu Abbildung 3.9 deutlich flacheres Kennfeld. Bei einer Isolatorauslegung entsprechend der für diese Versuchsreihe gemachten Annahmen würden sich hierdurch deutlich kürzere Isolatorbaulängen ergeben.

Da sich infolge der Rampenablösung für unterschiedliche Anströmmachzahlen verschiedene Isolatorlängen ergeben, gelten die im Diagramm angedeuteten Betriebspunkte nur noch für einen kleinen Machzahlbereich. In dem überarbeiteten Kennfeld ist dies durch eine deutliche Verkürzung der Linien realisierten Isolatorlängen angedeutet. Der genaue Verlauf der Betriebslinien in einem größeren Machzahlbereich muss in weiteren Untersuchungen ermittelt werden.

Die sich aus dem überarbeiteten Kennfeld ergebenden Druckrückgewinne für verschiedene Isolatorlängen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den in Abbildung 4.64 wiedergegebenen Werten.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Für die experimentelle Untersuchung von Hyperschalltriebwerken wurde im Rahmen des von der DFG geförderten SFB 253 „Grundlagen des Entwurfs von Raumflugzeugen“ ein Projekt zur Erforschung von ebenen Mehrstoßeinläufen aufgelegt. Dieses Projekt wurde hierzu in zeitlich aufeinanderfolgende Teilaufgaben mit den Schwerpunkten „Außenverdichtung“, „Übergang in die Innenverdichtung“ und „Innenverdichtung und Isolatorströmung“ aufgeteilt. Die Ergebnisse der abschließenden Teilaufgabe wurden in der vorliegenden Arbeit vorgestellt.

Die Ziele des Projektes waren neben der Erforschung von Auslegungskriterien für Scramjet-Isolatoren die Erstellung einer Datenbasis für numerische Untersuchungen von Hyperschalleinläufen. Von besonderem Interesse war hierbei, inwieweit der von der Brennkammer ausgehende Gegendruck des Einlaufs von der Isolatorgeometrie beeinflusst werden kann.

Die parallel durchgeführte numerische Analyse der Einlaufströmung erfolgte in dem Projekt „Berechnung von Einlaufströmungen luftatmender Triebwerke“ des SFB 253 in enger Zusammenarbeit mit den experimentellen Untersuchungen. Die in diesem Projekt gewonnenen Ergebnisse ermöglichten wiederum Rückschlüsse auf Strömungsphänomene, die mit den vorhandenen experimentellen Einrichtungen nicht aufgelöst werden konnten.

Für die Durchführung der Experimente musste sowohl eine Umkonstruktion des vorhandenen Überschallprüfstands als auch eine Neuauslegung des untersuchten Einlaufmodells durchgeführt werden. Die Auslegung des Modells erfolgte hierbei auf Basis der Ergebnisse der vorangegangenen Experimente. Um mit den vorhandenen Versuchsdüsen ( $M_\infty = 2,5$  und  $M_\infty = 3,0$ ) höhere Flugmachzahlen realisieren zu können, wurde die Außengeometrie des Modells um eine Einlauftrampe gekürzt. Eine Vergleichbarkeit der aktuellen Ergebnisse mit den früheren Messungen konnte trotz der veränderten Anströmbedingungen erreicht werden.

Um den Einfluss der Einlaufgeometrie auf die Strömung zu untersuchen, wurden acht verschiedene Isolatorlängen innerhalb des Modells installiert. In einer weiteren Ver-

suchsreihe wurden Modelle mit verschiedenen Öffnungswinkeln des Einlaufisolators untersucht.

Der in einem Triebwerk von den nachfolgenden Komponenten ausgehende Gegen-  
druck des Einlauf–Isolator–Systems wurde in den Versuchen durch eine variable  
Drosseleinrichtung simuliert. Während eines Versuchs wurde der eingestellte Gegen-  
druck jeweils vom voll gedrosselten (keine Modelldurchströmung) bis zum komplett  
entdrosselten Zustand (ungestörte Modelldurchströmung) durchfahren.

Die Erfassung der Strömungsphänomene erfolgte mit Hilfe konventioneller Druck-  
und Temperaturmesstechnik sowie mittels eines Farbschlierensystems. Die vorhan-  
dene Schlierenoptik wurde für die aktuellen Messungen einem deutlich vergrößerten  
Bildbereich angepasst. Mit Hilfe eines neu erstellten Messprogramms und einer  
erhöhten Messrechnerleistung war es möglich, die Schlierenbilder der Einlauf-  
strömung direkt zu überwachen. Mit der eingesetzten Messtechnik war eine sehr  
gute Auflösung von Strömungsphänomenen wie Ablösungen und Stoß–Grenzschicht–  
Interaktionen möglich.

Bei Triebwerkseinläufen mit gemischter Innen– und Außenverdichtung wird die  
Isolatorströmung neben den sich aus der Kompression ergebenden Grenzschicht-  
ablösungen maßgeblich durch eine inhomogene Anströmung beeinflusst. Diese er-  
gibt sich durch die aus der Außenverdichtung des Einlaufs resultierende Strömungs-  
umlenkung von der Triebwerksachse weg, die vor dem Eintritt in den Isolator durch  
weitere Kompressionen und Expansionen rückgängig gemacht werden muss. Speziell  
die sich aus der Rückumlenkung ergebenden Verdichtungsstöße führen innerhalb  
des Einlaufs zu ausgedehnten Ablösungen, die wiederum einen großen Einfluss auf  
die weitere Isolatorströmung haben. Die für die Untersuchungen der Isolator-  
strömung verwendeten Modelle ermöglichten durch die integrierte Außenverdichtung  
eine Simulation dieser inhomogenen Anströmung.

Die Experimente zeigten, dass sich in einem Betriebsbereich mit geringem Gegen-  
druck, bei dem sich die Auswirkungen des Gegendruckes nicht bis in den Messbereich  
ausdehnen konnten, bei allen Konfigurationen eine ähnliche Strömung einstellte.  
In diesem Betriebsbereich gewonnene Ergebnisse unterscheiden sich ausschließlich  
durch die Auswirkung der geometriebedingten Beschleunigung und der damit ver-  
bundenen Machzahländerung. Die sich ergebende Einlaufströmung wurde ausgiebig  
analysiert und beschrieben.

Im Laufe der Versuche stellte sich heraus, dass es bei den Messungen mit der  
 $M_\infty = 3,0$  Düse zu ausgedehnten Ablösungen innerhalb des Einlaufs kam. Zur Mi-  
nimierung dieser Ablösungen wurde bei diesen Messungen auf der vorderen Modell-  
rampe ein Stolperdraht installiert.

Bei einer Erhöhung des Gegendrucks bildete sich innerhalb des Isolators ein „Shock-  
Train“ aus, in dessen Verlauf sich der statische Druck auf den eingestellten Gegen-  
druck erhöhte. Die Startposition des „Shock-Trains“ richtete sich dabei nach der  
Höhe des Gegendrucks. Sobald der „Shock-Train“ den vorderen Isolator erreichte,

kam es hier zu merklichen Vergrößerungen der ohnehin vorhandenen Ablöseblasen. Bei auch nur leichter weiterer Erhöhung des Gegendrucks kam es zum kompletten Zusammenbruch der Überschallströmung und damit zum Blockieren des Einlaufdiffusors. Selbst bei den Modellen mit langen Isolatoren wurde der „Shock-Train“ in einem relativ kleinen Druckbereich durch den gesamten Isolator verschoben.

Die Versuche mit verschiedenen Isolatorlängen ergaben, dass sich der Beginn des „Shock-Trains“ nicht nur nach dem eingestellten Gegendruck richtete. Wie aus den Druckverläufen zu ersehen war, konnte sich der eingestellte Gegendruck jeweils bis zur nächsten stromauf gelegenen Störung der Grenzschicht ausbreiten und dort für eine Ablösung sorgen. Die Störungen gingen dabei von der, infolge der Strömungsumlenkung in den Isolator, unsymmetrischen Anströmung aus. Aufgrund dieser Fixierung des „Shock-Train“-Beginns konnten Konfigurationen mit verschiedenen Isolatorlängen bei gleichen Drosselungsgraden zu Gruppen mit ähnlichen Wanddruckverläufen zusammengefasst werden. Dieser Effekt war bei den Messungen mit einer Anströmmachzahl von  $M_\infty = 2,5$  stärker ausgeprägt als bei den Messungen mit  $M_\infty = 3,0$ .

Bei dem Vergleich der Konfigurationen mit verschiedenen Isolatorlängen zeigte sich, dass mit längeren Isolatoren deutlich höhere Gegendrücke realisiert werden konnten. Entsprechend der für die Auslegung verwendeten Theorie waren die Druckgewinne bei einer Verlängerung von kurzen Isolatoren höher als bei einer weiteren Verlängerung von langen Isolatoren.

Die Messungen mit verschiedenen Isolatoröffnungswinkeln zeigten die gleiche Tendenz wie die Messungen mit unterschiedlichen Isolatorlängen. Je kleiner der Öffnungswinkel der vermessenen Konfiguration war, desto höher war der maximal mögliche Gegendruck. Vorteile boten diese Konfigurationen lediglich bei sehr kleinen Öffnungswinkeln. Dem Nachteil des niedrigeren möglichen Gegendrucks steht hier der Vorteil der stabileren Positionierung des einsetzenden „Shock-Trains“ innerhalb des Isolators gegenüber.

Die Gegenüberstellung der aktuellen Ergebnisse mit denen der früheren Untersuchungen ergab eine sehr gute Übereinstimmung der simulierten Betriebspunkte. Im Inneren des Modells zeigten die früheren Messungen[34] jedoch eine deutlich geringere Ablöseeneigung, die voraussichtlich auf den höheren Turbulenzgrad in diesen Messungen zurückzuführen ist. Ein weiterer Vergleich der Ergebnisse war infolge der unterschiedlichen Modellkonturen im Bereich des Isolators nicht möglich.

Die auf Basis der experimentellen Daten durchgeführten numerischen Berechnungen ergaben für alle untersuchten Betriebspunkte eine sehr gute Übereinstimmung. Mit Hilfe der berechneten Strömungsfelder war es möglich, Strömungsphänomene, die mit der vorhandenen Messtechnik nicht ausreichend aufgelöst werden konnten, zu analysieren. So konnte der sich im Isolator einstellende Druckaufbau bei den  $M_\infty = 2,5$  – Messungen eindeutig auf einen Geradstoß-„Shock-Train“ zurückgeführt werden. Da sich bedingt durch die unsymmetrische Anströmung vor dem ersten gera-



den Stoß ein sehr komplexes Strömungsgebiet ausbildete, konnte anhand der Schlierenbilder und Wanddruckverläufe keine definitive Aussage hierzu gemacht werden. Des Weiteren wurde im Verlauf der numerischen Analyse die definierte Isolatoreintrittsebene in dem parallelen Teil des Einlaufs stromabwärts verschoben. Die neue Position richtete sich dabei nach der sich an der Rampe ausbildenden Ablöseblase und war dementsprechend von der Anströmmachzahl abhängig. Eine Gegenüberstellung der erreichten mit den nach der Auslegung zu erwartenden Druckrückgewinne zeigte für diese reduzierte Isolatorlänge eine hervorragende Übereinstimmung. Mit den aus der Numerik gewonnenen Daten konnte das für die Auslegung des Isolators verwendete Kennfeld verbessert werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die vorgestellten Arbeiten einen wichtigen Beitrag zum Verständnis von Isolatorströmungen bilden. Insbesondere ermöglichte die eingesetzte Strömungsvisualisierung eine sehr detaillierte und aussagekräftige Betrachtung der sich einstellenden Strömung. Die gewonnenen Ergebnisse können so auch im Zusammenspiel mit Arbeiten anderer Autoren für eine Optimierung von Einlauf-Isolator-Systemen genutzt werden.

Nachdem die Untersuchungen gezeigt haben, dass die nutzbare Isolatorlänge von der Anströmmachzahl abhängt, wären Untersuchungen über das Isolatorverhalten bei höheren Anströmmachzahlen eine sinnvolle Fortführung der Arbeiten.

# Literaturverzeichnis

- [1] Koschel W.W. „Luftfahrtantriebe II”. Manuskript zur Vorlesung, Lehr- und Forschungsgebiet Betriebsverhalten der Strahlantriebe, RWTH Aachen, 1995.
- [2] Koschel W.W. „Hyperschallantriebe”. Manuskript zur Vorlesung, Lehr- und Forschungsgebiet Betriebsverhalten der Strahlantriebe, RWTH Aachen, 1997.
- [3] Curran, E.T. „Scramjet Engines: The First Forty Years”. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17, No. 6, Nov.–Dec. 2001.
- [4] Waltrup, P.J., White, M.E., Zarlingo, F., Gravlin, E.S. „History of U.S. Navy ramjet, scramjet and mixed-cycle propulsion development”. 32nd Joint Propulsion Conference, Lake Buena Vista, Florida, AIAA-96-3152, July 1996.
- [5] Koschel W.W. „Luftfahrtantriebe I”. Manuskript zur Vorlesung, Lehr- und Forschungsgebiet Betriebsverhalten der Strahlantriebe, RWTH Aachen, 1995.
- [6] Bouchez, M., Falempin, F., Levine, V., Avrashkov, V., Davidenko, D. „Coopération franco-russe sur les statomixtes à géométrie variables”. 37ème Colloque d’Aérodynamique Appliquée, Arcachon, März 2001.
- [7] Bouchez, M., Levine, V., Davidenko, D., Avrashkov, V., Genevieve, P. „Airbreathing space launcher interest of a fully variable geometry propulsion system and corresponding French–Russian partnership”. 36nd Joint Propulsion Conference, Huntsville, Alabama, AIAA-00-3340, July 2000.
- [8] Falempin, F., Goldfeld, M., Nestoulia, R., Starov, A. „Evaluation of a variable geometry inlet for dual mode ramjet”. 11th AIAA/AAAF International Space Planes and Technologies Conference, Orleans, France, AIAA-2002-5232, 2002.
- [9] Balu, G., Gupta, S., Srivastava, N. Panneerselvam, S., Rathakrishnan, E. „Experimental Investigation of Isolator for Supersonic Combustion”. 38th Joint Propulsion Conference, Indianapolis, Indiana, AIAA-2002-4132, 2002.
- [10] Pratt, D.T., Heiser, W.H. „Isolator–Combustor Interaction in a Dual–Mode Scramjet Engine”. 31th Aerospace Science Meeting, Reno, Nevada, AIAA-93-0358, 1993.

- [11] Van Wie, D. M., Ault, D. A. „Internal Flowfield Characteristics of a Scramjet Inlet at Mach 10”. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 12, No. 1, Jan.–Feb. 1996.
- [12] Walther R., Sabelnikov, V., Voloschenko, O., Ostras, V., Sermanov, V. „New Partnership to Meet Hypersonic Propulsion Challenges: Joint MTU–TsAGI Cooperation in Scramjet Technology Development”. 5th AIAA/DGLR International Aerospace Planes and Hypersonics Technologies Conference, München, Deutschland, AIAA-93-5017, 1993.
- [13] Volland, R. T., Auslender, A. H., Smart, M. K., Roudakov, A. S., Semenov, V. L., Kopchenov, V. „CIAM/NASA Mach 6.5 scramjet flight and ground test”. 9th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Norfolk, VA, AIAA-99-4848, 1999.
- [14] Kanda, T., Sunami, T., Tomioka, S., Tani, K., Mitani, T. „Mach 8 Testing of a Scramjet Engine Model”. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17, No. 1, Jan.–Feb. 2001.
- [15] Bakos, R. J., Tsai, C.–Y., Rogers, R. C., Shih, A. T. „Hyper-X Mach 10 engine flowpath development – Fifth entry test conditions and methodology”. 10th AIAA/NAL-NASDA-ISAS International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Kyoto, Japan, AIAA–2001–1814, 2001.
- [16] Cockrell, C. E., Auslender, A. H., Guy, R. W., McClinton, C. R., Welch, S. S. „Technology Roadmap for Dual–Mode Scramjet Propulsion to Support Space–Access Vision Vehicle Development”. 11th AIAA/AAAF International Space Planes and Technologies Conference, Orleans, France, AIAA–2002–5188, 2002.
- [17] Emami, S., Trexler, C. A., Auslender, A. H., Weidner, J.P. „Experimental Investigation of Inlet-Combustor Isolator for a Dual-Mode Scramjet at a Mach Number of 4”. NASA Technical Paper 3502, 1995.
- [18] Delery, J.M. „Shock–Wave/Turbulent Boundary Layer Interaction and its Control”. *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 22, pp.209–280.
- [19] Truckenbrodt, E. „Fluidmechanik”. Band 1, Springer–Verlag, ISBN 3–540–09499–7, 2. Auflage, 1980.
- [20] Truckenbrodt, E. „Fluidmechanik”. Band 2, Springer–Verlag, ISBN 3–540–10135–7, 2. Auflage, 1980.
- [21] Schlichting, H. „Grenzschichttheorie”. Verlag G. Braun GmbH, Karlsruhe 5. Auflage, 1964.
- [22] Rick, W. „Adaptive Galerkin Finite Elemente Verfahren zur numerischen Strömungssimulation auf unstrukturierten Netzen”. Dissertation RWTH–Aachen, Shaker Verlag, ISBN 3–86111–838–6, 1993.

- [23] Waltrup P.J., Billig F.S. „The Structure of Shock Waves in Cylindrical Ducts”. AIAA Journal, Vol. 10, No. 9, Sept. 1973.
- [24] Carroll, B. F., Dutton, J. C. „Characteristics of Multiple Shock Wave/Turbulent Boundary–Layer Interactions in Rectangular Ducts”. Journal of Propulsion, Vol. 6, Nr. 2, März–Apr. 1990.
- [25] Carroll, B. F., Dutton, J. C. „Multiple Shock Wave/Turbulent Boundary–Layer Interactions”. Journal of Propulsion and Power, Vol. 8, No. 2, März–Apr. 1992.
- [26] Carroll, B. F., Dutton, J. C. „Turbulence Phenomena in a Multiple Shock Wave/Turbulent Boundary–Layer Interaction”. AIAA Journal, Vol. 30, No. 1, Jan. 1992.
- [27] Arai, T., Sugiyama, H., Kawase, T. „Compressible turbulent boundary layer/multiple shock wave interaction in a duct”. 7th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Norfolk, VA AIAA–96–4540, 1996.
- [28] Heiser, W.H., Pratt, D.T. „Hypersonic Airbreathing Propulsion”. AIAA Education Series, ISBN 1–56347–035–7, 1994.
- [29] Waltrup P.J., Billig F.S. „Prediction of Precombustion Wall Pressure Distribution in Scramjet Engines”. Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 10, No. 9, Sept. 1973. pp. 620–622 .
- [30] Bement, D. A., Stevens, J. R., Thompson, M. W. „Measured Operating Characteristics of a Rectangular Combustor/Inlet Isolator”. 26nd Joint Propulsion Conference, Orlando, Florida, AIAA–90–2221, July 1990.
- [31] Sullins, G. McLafferty, G. „Experimental Results of Shock Trains in Rectangular Ducts”. 4th International Aerospace Conference, Orlando, Florida, AIAA–92–5103, 1992.
- [32] Rüggeberg T. „Auslegung: Einlauf/Meßstrecke”. Technische Mitteilung SFB 253 C2–01 April 1991.
- [33] Rüggeberg T. „Experimentelle Untersuchungen des Betriebsverhaltens eines Triebwerkseinlaufs bei Überschall–Anström–Machzahlen”. Dissertation RWTH–Aachen, Shaker Verlag, ISBN 3–8265–1888–8, 1996.
- [34] Schneider A., Koschel W.W. „Detailed Analysis of a Mixed Compression Hypersonic Intake”. ISABE Paper No. 99–7036, Florence, Italy, September 1999.
- [35] Seddon J., Goldsmith E.L. „Intake Aerodynamics”. AIAA Education Series, ISBN 0–930403–03–7, 1993.
- [36] Schmitz M.C., Bissinger N.C. „Design and Testing of a 2–D fixed Geometry Hypersonic Intake. AIAA Conference, Norfolk, VA, AIAA–98–1529, 1998.

- [37] Walther R., Koschel W.W., Sabelnikov, V. „Investigation into the Aerothermodynamic Characteristics of Scramjet Components”. ISABE Paper No.: 97-7085, 1997.
- [38] Steinebach D. A. „Untersuchung zur Auslegung von luftatmenden Antriebssystemen für horizontal startende Raumtransporter”. Dissertation RWTH-Aachen, VDI Verlag, ISBN 3-18-330012-5, 1996.
- [39] Olivier, H. „Gasdynamik”. Manuskript zur Vorlesung, Lehr- und Forschungsgebiet Hochtemperatur-Gasdynamik, RWTH Aachen, 2001.
- [40] Koschel W.W. „Design and Analysis of Scramjet Components”. VKI Lecture Series 1998-01 on High Speed Propulsion, January 26-29, 1998.
- [41] Bohn, D. „Ähnlichkeitsprobleme des Maschinenbaus”. Manuskript zur Vorlesung, Institut für Dampf- und Gasturbinen, RWTH Aachen, 1995.
- [42] Anderson J.D. „*Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics*”. McGraw-Hill Book Company, 1989.
- [43] Raible, T., Jacob, D. „Multidisciplinary Spaceplane Design and Optimization using a Genetic Algorithm”. CEAS Conference on Multidisciplinary Aircraft Design and Optimization, 25-26 Juni 2001, Köln, Germany, ISBN 3-932182-21-9.
- [44] Jacob, D. „Raumfahrzeugbau 1”. Manuskript zur Vorlesung, Institut für Luft und Raumfahrt, RWTH Aachen, 1995/96.
- [45] Settles G.S. „Schlieren and Shadowgraph Techniques – Visualizing Phenomena in Transparent Media”. Springer Verlag Berlin, ISBN 3-540-66155-7, 2001.
- [46] Hering, E., Martin, R., Stohrer, M. „Physik für Ingenieure”. Springer-Verlag Berlin, ISBN 3-540-66135-2, 7. Auflage, 1999.
- [47] Wuest W. „Strömungsmesstechnik”. Friedr. Vieweg & Sohn Braunschweig, 1969.
- [48] Oertel, H. sen., Oertel, H. jun. „Optische Strömungsmesstechnik”. Verlag G. Braun GmbH, ISBN 3-7650-112-X, 1989.
- [49] Settles G.S. „Color Schlieren Optics – A Review of Techniques and Applications”. Flow Visualization II, ed. W. Merzkirch. Hemisphere, pp. 187-197, 1981.
- [50] Schneider A., Koschel W.W. „Experimentelle Untersuchung des Betriebsverhaltens eines Triebwerkseinlaufs bei Überschall-Anströmmachzahlen”. Arbeits- und Ergebnisbericht SFB 253, Grundlagen des Entwurfs von Raumflugzeugen, RWTH Aachen, pp. 283-310, 1998.
- [51] Kleine H., Grönig H. „Color schlieren methods in shock wave research”. *Shock Waves*, 1:51-63, 1991.

- [52] Sternberg, J. „The transition from a turbulent to a laminar boundary layer”. Ballistic Research Laboratory Rep. 906, Aberdeen Proving Ground, Maryland USA, 1954.
- [53] Neubacher, R., Henckels, A. „Experimentelle Optimierung eines Hyperschall-Einlaufs bei hohen unterschiedlichen Anström-Machzahlen”. Arbeits- und Ergebnisbericht SFB 253, Grundlagen des Entwurfs von Raumflugzeugen, RWTH Aachen, pp. 241 – 256, 2001.
- [54] Reinartz B.U. persönliche Mitteilungen. Aachen, 2002.
- [55] Griggs, C.F., Goldsmith, E.L. „Shock oscillation ahead of centrebody intakes at supersonic speeds”. RAE Report Aero 2477, 1952.
- [56] Bräunling, Willy J.G. „Flugzeugtriebwerke”. Springer-Verlag, ISBN 3-540-67585-X, 2000.
- [57] van Keuk, J., Ballmann, J., Schneider A., Koschel W.W. „Numerical Simulation of Hypersonic Inlet Flows”. 8th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Norfolk, VA, AIAA-98-1562, 1998.
- [58] Kroll, N., Rossow, C., Becker, K., Thiele, F. „The MEGAFLOW Project”. Aerospace Science and Technology, Vol. 4, 2000, pp.223-237.
- [59] Radespiel, R., Rossow, C., Swanson, R. C. „Efficient Cell-Vertex Multigrid Scheme for the Three-Dimensional Navier-Stokes-Equations”. AIAA Journal, Vol. 28, No. 8, 1990, pp. 1464-1472.
- [60] Reinartz, B., van Keuk, J., Coratekin, T., Ballmann, J. „Computation of Wall Heat Fluxes in Hypersonic Inlet Flows”. AIAA Paper 02-0506, 2002.
- [61] Reinartz B.U., Herrmann C.D., Ballmann J., Koschel W.W. „Analysis of Hypersonic Inlet Flows with Internal Compression”. 11th AIAA/AAAF International Space Planes and Technologies Conference, Orleans, France, AIAA-2002-5230, 2002.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name: Carsten Diedrich Herrmann  
Geburtsdatum: 7. Juni 1969  
Geburtsort: Nordenham  
Familienstand: ledig

## Schulbildung

07/1976 – 05/1989 Schulbesuch mit gymnasialem Abschluss in Bremerhaven

## Zivildienst

07/1989 – 09/1990 Arbeiterwohlfahrt Bremerhaven

## Studium

10/1990 – 04/1991 Universität Passau  
Studiengang: Informatik, Wirtschaftswissenschaften  
10/1991 – 11/1997 RWTH Aachen  
Studiengang: Maschinenbau  
Vertiefungsrichtung: Turbomaschinen

## Tätigkeiten

02/1998 – 03/1999 Projektierungsingenieur für Wasserturbinen  
Voith Hydro GmbH & Co KG, Heidenheim  
04/1999 – 08/2002 Wissenschaftlicher Angestellter  
Lehr- und Forschungsgebiet Betriebsverhalten  
der Strahlantriebe, RWTH Aachen  
Univ.-Prof. Dr.-Ing. W.Koschel  
seit 5/2003 Ingenieur für konstruktive Entwicklung  
VA Tech Escher Wyss GmbH, Ravensburg







