

Forschungsbericht 2014-32

**Auslegung und Charakterisierung  
eines dreidimensionalen Scramjet-  
Einlaufs mit hohem Verdichtungs-  
verhältnis und variabler  
Innenkontraktion**

Oliver Hohn

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik  
Abteilung Überschall- und  
Hyperschalltechnologien, Köln

ISRN DLR-FB--2014-32

O. Hohn

ISSN 1434-8454  
ISRN DLR-FB--2014-32

 Deutsches Zentrum  
DLR für Luft- und Raumfahrt



*Herausgeber*

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt e.V.  
Bibliotheks- und  
Informationswesen  
D-51170 Köln  
Porz-Wahnheide  
Linder Höhe  
D-51147 Köln

*Telefon*  
*Telefax*

(0 22 03) 6 01- 32 01  
(0 22 03) 6 01- 47 47

Als Manuskript gedruckt.  
Abdruck oder sonstige Verwendung  
nur nach Absprache mit dem DLR gestattet.

ISSN 1434-8454

*Scramjet, dreidimensionaler Einlauf, Hyperschall, Windkanal H2K*

Oliver HOHN

Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik des DLR, Abteilung Überschall und Hyperschalltechnologien, Köln

### **Auslegung und Charakterisierung eines dreidimensionalen Scramjet-Einlaufs mit hohem Verdichtungsverhältnis und variabler Innenkontraktion**

*Dissertation Universität Stuttgart*

*DLR-Forschungsbericht 2014-32, 2014, 268 Seiten, 204 Bilder, 30 Tabellen, 235 Literaturstellen, 44.00 € zzgl. MwSt.*

Schwerpunkt der Arbeit lag in der Überführung vormals zweidimensionaler Einlaufgeometrien in eine dreidimensionale Konfiguration. Dazu wurden Voruntersuchungen mit einem modifizierten 2D-Einlauf durchgeführt, auf deren Basis der neue 3D-Einlauf mittels einer CFD-Parameterstudie entwickelt wurde. Um das Starten des Einlaufs sicherzustellen wurde eine verfahrbare Haube zur Variation der Innenkontraktion integriert. Das Betriebsverhalten des 3D-Einlaufs wurde im Windkanal H2K analysiert. Dies umfasste das Startverhalten und die Variation des Brennkammergedrucks, der Reynoldszahl und von Anstell- und Schiebewinkel. Zur Analyse der Strömung kamen zahlreiche Messverfahren zum Einsatz. Neben Schlierenaufnahmen und Wanddruckverläufen wurden die Profile des Pitot- und statischen Drucks im Isolator mittels eines Druckmessrechens aufgezeichnet und daraus Machzahlprofile sowie Verdichtungs- und Totaldruckverhältnisse abgeleitet. Die Massenströme an den jeweiligen Betriebspunkten wurden mit einer Drossel gemessen. Zudem wurde auf den externen Rampen die Wärmestromdichte aus Infrarotthermografiemessungen bestimmt.

*Scramjet, three-dimensional inlet, hypersonics, windtunnel H2K*

*(Published in German)*

Oliver HOHN

Institute for Aerodynamics and Flow Technology, Supersonic and Hypersonic Technologies Department, Cologne

### **Design and characterization of a three-dimensional Scramjet-inlet with high compression ratio and variable internal contraction**

*Doctoral Thesis Universität Stuttgart*

*DLR-Forschungsbericht 2014-32, 2014, 268 pages, 204 figs., 30 tabs., 235 refs., 44.00 €*

The work focused on converting former two-dimensional inlet geometries into three-dimensional configurations. In order to do so preliminary investigations using a modified 2D-inlet were conducted. Based on this, a new 3D-inlet was designed by a parametric CFD study. To ensure inlet starting a movable cowl for the variation of internal contraction was integrated. The operational behavior of the 3D-inlet was analyzed in the windtunnel H2K. This covered the starting behavior and the variation of combustion chamber backpressure, Reynolds number and angle of attack and angle of yaw. For the investigation of the flow, numerous measurement techniques were applied. Besides Schlieren images and wall pressure curves, the profiles of Pitot and static pressure in the isolator were recorded by a pressure measurement rake, from which Mach number profiles as well as compression and total pressure ratios were derived. The mass flow at each point was measured by a throttle. Furthermore, wall heat fluxes on the external ramps were determined from infrared thermography.



# **Forschungsbericht 2014-32**

## **Auslegung und Charakterisierung eines dreidimensionalen Scramjet- Einlaufs mit hohem Verdichtungs- verhältnis und variabler Innenkontraktion**

Oliver Hohn

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Aerodynamik und  
Strömungstechnik  
Abteilung Überschall- und  
Hyperschalltechnologien, Köln

268 Seiten  
204 Bilder  
30 Tabellen  
235 Literaturstellen



Deutsches Zentrum  
DLR für Luft- und Raumfahrt

D93

Erscheint gleichzeitig als Dissertation an der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie der Universität Stuttgart

# **Auslegung und Charakterisierung eines dreidimensionalen Scramjet-Einlaufs mit hohem Verdichtungsverhältnis und variabler Innenkontraktion**

Von der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

**Oliver Hohn**

aus Nürnberg

Hauptberichter:

Prof. Dr.-Ing. Ewald Krämer

Mitberichter:

Prof. Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf

Tag der mündlichen Prüfung:

09. Mai 2014

Institut für Aerodynamik und Gasdynamik der Universität Stuttgart

2014



# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand in der Abteilung Überschall- und Hyperschalltechnologien des DLR in Köln im Rahmen des Graduiertenkollegs GRK-1095 „Aero-Thermodynamische Auslegung eines Scramjet-Antriebssystems für Zukünftige Raumtransportsysteme“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG). Dieser danke ich für die Finanzierung in Form eines Doktorandenstipendiums sowie der Bereitstellung von Sachkostenzuschüssen. Herrn Prof. Krämer vom Institut für Aero- und Gasdynamik der Universität Stuttgart gilt der Dank für die Übernahme des Hauptberichters und auch sonstige gute Zusammenarbeit sowie Herrn Prof. von Wolfersdorf vom Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrttechnik für die Übernahme des Zweitberichters.

Besonderer Dank gilt natürlich Dr. Ali Gülhan als Leiter der Abteilung Überschall- und Hyperschalltechnologien für die direkte wissenschaftliche Betreuung der Arbeit, die fachliche und allgemeine Unterstützung und die Bereitstellung der Mittel zur Durchführung der experimentellen Arbeiten.

Vielen Mitarbeitern der Abteilung ist ebenfalls zu danken für die Unterstützung in zahlreichen wissenschaftlichen Fragestellungen und Diskussionen. Besonders hervorzuheben sind hierbei Johannes Riehmer, der ebenfalls im Rahmen des Graduiertenkollegs in der Abteilung Über- und Hyperschalltechnologien tätig ist, für die Zusammenarbeit bei der Auslegung der neuen GRK-Gesamtkonfiguration sowie Dr. Patrick Gruhn. Den „Kanalarbeitern“, also den Windkanal-Ingenieuren und -Technikern der Abteilung, in erster Linie Michael Kosbow und Marco Schmors, gilt ebenfalls großer Dank für ihren Einsatz bei der Durchführung der Experimente.

Im Rahmen der Zusammenarbeit im Graduiertenkolleg sind ebenfalls etliche Kollegen für die gute Zusammenarbeit zu erwähnen: Tue Ngyuen für die numerische Unterstützung sowie Jiby Vellaramkalayil und Edder Rabadan für den Datenaustausch hinsichtlich der Schnittstelle des Einlaufs und der Brennkammer. Aber auch allen weiteren Mitgliedern des GRK sei für eine angenehme Zusammenarbeit gedankt.

Einen besonders wichtigen Anteil an dieser Arbeit hat jedoch auch die Unterstützung außerhalb des beruflichen Umfelds. Hier danke ich meiner Familie und ganz besonders meiner Frau Maren, ohne deren Hilfe diese Arbeit wohl kaum möglich gewesen wäre.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort</b>	<b>iii</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>v</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>ix</b>
<b>Kurzfassung</b>	<b>xiii</b>
<b>Abstract</b>	<b>xv</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Problemstellung . . . . .	1
1.2 Scramjet-Forschung Weltweit . . . . .	3
1.2.1 Forschung in Europa . . . . .	3
1.2.2 Forschung in den USA . . . . .	6
1.2.3 Forschung in Australien . . . . .	8
1.3 Das Graduiertenkolleg GRK-1095/2 . . . . .	11
1.3.1 Leitkonfiguration des GRK-Scramjets . . . . .	11
1.3.2 Struktur und Zusammenarbeit im Graduiertenkolleg . . . . .	12
1.4 Zielsetzung und Methodik . . . . .	14
1.5 Gliederung der Arbeit . . . . .	15
<b>2 Funktionsweise des Scramjet-Triebwerks</b>	<b>16</b>
2.1 Der Einlauf . . . . .	17
2.2 Übersicht über verschiedene Einlauftypen . . . . .	20
2.2.1 2D-Einläufe . . . . .	20
2.2.2 3D-Einläufe . . . . .	21
2.2.3 Ebene 3D-Einläufe . . . . .	22
2.2.4 Rotationssymmetrische Einläufe . . . . .	23
2.2.5 Streamline-traced 3D-Einläufe . . . . .	24
2.3 Physikalische Grundlagen von Überschall- und Einlaufströmungen . . . . .	25
2.3.1 Reibungsfreie Strömung . . . . .	25
2.3.2 Stoßwellen und Expansionsfächer . . . . .	26
2.3.3 Stoß-Stoß-Wechselwirkungen . . . . .	29
2.3.4 Reibungsbehaftete Strömung . . . . .	32
2.3.5 Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen . . . . .	35
2.3.6 Eckenströmung und Wirbelbildung . . . . .	36
2.3.7 Startverhalten . . . . .	37
2.3.8 Einlauf-Brummen . . . . .	40
2.3.9 Isolatorströmung . . . . .	41
<b>3 Auslegung des 3D-Einlaufs</b>	<b>43</b>
3.1 Vorauslegung . . . . .	44
3.2 Vorgaben für den 3D-Einlauf und Festlegung der Auslegungsstrategie . . . . .	44
3.2.1 Systemtechnische Vorgaben . . . . .	44
3.2.2 Aerothermodynamische Bedingungen . . . . .	45

3.3	Definition der Parameterstudie . . . . .	48
3.3.1	Konstante Parameter . . . . .	48
3.3.2	Variable Parameter . . . . .	50
3.4	Methodik der CFD-Studie . . . . .	53
3.4.1	Gittererzeugung mit Centaur . . . . .	53
3.4.2	Durchführung der Rechnungen mit dem DLR-TAU-Code . . . . .	56
3.4.3	Validierung anhand von Windkanalergebnissen . . . . .	60
3.5	Ergebnisse der Parameterstudie . . . . .	69
3.6	Modifikation und endgültige Konfiguration . . . . .	73
<b>4</b>	<b>Experimentelle Methoden</b>	<b>80</b>
4.1	Windkanäle . . . . .	80
4.1.1	Hypersonischer Windkanal H2K Köln . . . . .	80
4.1.2	Düsenkalibrierung . . . . .	81
4.2	Versuchsaufbau und Messtechnik . . . . .	82
4.3	Windkanalmodelle . . . . .	84
4.3.1	Einlaufmodell GK-01 . . . . .	84
4.3.2	Windkanalmodell GK-3D . . . . .	87
4.4	Auswertung und Darstellung der Messdaten . . . . .	90
4.4.1	Koinzidenz-Schlieren-Optik . . . . .	90
4.4.2	Wanddruckmessungen . . . . .	92
4.4.3	Messungen der Druckmessrechen . . . . .	92
4.4.4	Ableitung der Machzahl . . . . .	93
4.4.5	Bestimmung der Leistungsparameter . . . . .	94
4.4.6	Statische Drucksonden . . . . .	95
4.4.7	Bestimmung des Massenstroms . . . . .	98
4.4.8	IR-Thermografie . . . . .	102
<b>5</b>	<b>Voruntersuchungen mit dem GK-01-Einlauf</b>	<b>107</b>
5.1	Versuchsbedingungen . . . . .	107
5.2	Startverhalten . . . . .	107
5.3	Leistungsvermögen . . . . .	109
5.4	Strömungsfeld . . . . .	112
5.4.1	Einfluss der Seitenwandkompression auf die Wärmelasten und Strömungstopologie der externen Verdichtungsrampen . . . . .	112
5.4.2	Einfluss der Innenkontraktion beim 2D-Einlauf . . . . .	114
5.4.3	Vergleich der unterschiedlichen Seitenwandkompressionen . . . . .	117
5.5	Schlussfolgerungen der Voruntersuchungen . . . . .	123
<b>6</b>	<b>Ergebnisse der Untersuchungen mit dem 3D-Einlauf GK-3D</b>	<b>124</b>
6.1	Versuchsbedingungen und Versuchsablauf . . . . .	124
6.2	Erwartete Strömungsstruktur bei den Windkanalversuchen . . . . .	125
6.3	Startverhalten . . . . .	129
6.3.1	Startvorgang bei Bedingung 1 . . . . .	129
6.3.2	Variation der Reynoldszahl . . . . .	131
6.4	Einfluss der Innenkontraktion . . . . .	132
6.4.1	Betriebsverhalten bei verschiedenen Innenkontraktionsverhältnissen . . . . .	132
6.4.2	Strömungsfeld ohne Gegendruck . . . . .	137
6.4.3	Strömungsfeld bei ausgeprägtem Gegendruck . . . . .	141
6.4.4	Konfiguration mit fester Haubenposition . . . . .	148
6.5	Untersuchung unterschiedlicher Flugbahnwinkel . . . . .	151
6.5.1	Anstellwinkelverhalten . . . . .	152
6.5.2	Schiebewinkelverhalten . . . . .	166

6.6	Reynoldszahl-Variation . . . . .	175
6.6.1	Betriebsverhalten bei hoher Reynoldszahl . . . . .	175
6.6.2	Einfluss der Reynoldszahl auf das Strömungsfeld . . . . .	177
6.7	IR-Messungen . . . . .	186
<b>7</b>	<b>Vergleich unterschiedlicher Auslegungsverfahren</b>	<b>192</b>
7.1	REST-Einläufe . . . . .	192
7.2	Busemann-Einlauf . . . . .	197
7.3	Vergleich der Geometrien der drei Einlaufkonfigurationen . . . . .	199
7.4	Gegenüberstellung des Leistungsvermögen und der Strömungsfelder der drei Einlauftypen	200
7.5	Vor- und Nachteile der Auslegungsverfahren . . . . .	205
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>207</b>
8.1	Ergebnisse . . . . .	207
8.2	Ausblick für zukünftige Arbeiten . . . . .	210
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>211</b>
	<b>Anhang</b>	<b>229</b>
<b>A</b>	<b>Geometrie des GK-01-Modells</b>	<b>229</b>
A.1	Das 2D-Modell . . . . .	229
A.2	Positionen der Druckmesspunkte . . . . .	230
A.3	Geometrie der 3D-Einsätze . . . . .	231
A.4	Stückliste der einzelnen Komponenten des GK-01-Modells . . . . .	232
<b>B</b>	<b>Messmatrix der Voruntersuchungen mit dem GK-01-Modell</b>	<b>233</b>
<b>C</b>	<b>Geometrie des GK-3D-Modells</b>	<b>236</b>
C.1	Übersichtszeichnungen des GK-3D-Modells . . . . .	236
C.2	Positionen der Druckmesspunkte des GK-3D-Modells . . . . .	239
C.3	Stückliste der einzelnen Komponenten des GK-3D-Modells . . . . .	241
<b>D</b>	<b>Messmatrix der Versuche mit dem GK-3D-Modell</b>	<b>242</b>
<b>E</b>	<b>CFD-Ergebnisse der Einläufe aus den unterschiedlichen Auslegungsverfahren</b>	<b>244</b>



# Nomenklatur

## Lateinische Symbole

Zeichen	Bedeutung	Einheit
$A$	Fläche	$\text{m}^2$
$A_C$	Fangquerschnitt	$\text{m}^2$
$a$	Schallgeschwindigkeit	$\text{m s}^{-1}$
$b$	Breite	$\text{m}$
$c$	Lichtgeschwindigkeit	$c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
$c_f$	Reibungsbeiwert	-
$c_p$	Druckbeiwert	-
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	$\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$c_v$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen	$\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$CRP$	Chapman-Rubesin-Parameter	-
$d, D$	Durchmesser	$\text{m}$
$e$	spezifische innere Energie	$\text{J kg}^{-1}$
$f$	Reibungskoeffizient	-
$g^*$	dimensionslose Scherspannung	-
$h$	spezifische Enthalpie	$\text{J kg}^{-1}$
$h$	Höhe	$\text{m}$
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$h = 6,626 \cdot 10^{34} \text{ J s}$
$H$	Flughöhe	$\text{km}$
$I$	Innenkontraktionsverhältnis	-
$I$	Intensität	$\text{W m}^{-2}$
$l, L$	Länge	$\text{m}$
$k$	Boltzmann-Konstante	$k = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
$K_{st}$	Kalibrierfaktor der statischen Drucksonden	-
$m$	Masse	$\text{kg}$
$\dot{m}$	Massenfluss	$\text{kg s}^{-1}$
$Ma$	Mach-Zahl	-
$MCR$	Massenfangverhältnis (mass capture ratio)	-
$MFP$	Massenflussparameter	$\text{K}^{0,5} \text{ s m}^{-1}$
$n$	Brechungsindex	-
$\vec{n}$	Normalenvektor	-
$OCR$	Gesamtkontraktionsverhältnis (overall contraction ratio)	-
$Pr$	Prandtlzahl	-
$p$	Druck	$\text{Pa}$

Zeichen	Bedeutung	Einheit
$q$	dynamischer Druck	Pa
$q$	Wärmestromdichte	$\text{W m}^{-2}$
$r$	Radius	m
$r$	Recovery-Faktor	-
$Re$	Reynoldszahl	-
$R_s$	spezifische Gaskonstante für Luft	$R_s = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$s$	spezifische Entropie	$\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$S_i$	Startfähigkeitsindex	-
$St$	Stantonzahl	-
$T$	Temperatur	K
$t$	Zeit	s
$\vec{V}$	Geschwindigkeitsvektor	$\text{m s}^{-1}$
$u, v, w$	Geschwindigkeitskomponenten	$\text{m s}^{-1}$
$x, y, z$	Koordinaten	m

## Griechische Symbole

Zeichen	Bedeutung	Einheit
$\alpha$	Anstellwinkel	°
$\alpha$	Kalibrierfaktoren der Drossel	-
$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$
$\beta$	Schiebewinkel	°
$\delta$	Grenzschichtdicke	m
$\delta_{sw}$	Kompressionswinkel der Seitenwände	°
$\Delta$	Drosselgrad	-
$\Delta$	Abweichung	-
$\gamma$	Isentropenexponent (für Luft als kalorisch ideales Gas)	$\gamma = 1,4$
$\epsilon$	Emissionskoeffizient	-
$\lambda$	Wellenlänge	m
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$\Lambda$	Pfeilungswinkel	°
$\eta$	Wirkungsgrad	-
$\eta_{ke}$	Wirkungsgrad der kinetischen Energie	-
$\mu$	dynamische Viskosität	$\text{kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$
$\nu$	kinematische Viskosität	$\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$
$\nu$	Prandtl-Meyer-Funktion	-
$\pi_t$	Totaldruckrückgewinn	-
$\Pi_{st}$	statisches Druckverhältnis	-
$\psi_{st}$	statisches Temperaturverhältnis	-
$\rho$	Dichte	$\text{kg m}^{-3}$
$\sigma$	Stoßwinkel	°

Zeichen	Bedeutung	Einheit
$\sigma_B$	Stefan-Boltzmann-Konstante	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$
$\tau$	Schubspannung	$\text{N m}^{-2}$
$\theta$	Umlenkwinkel	°
$\theta_R$	Rampenwinkel	°
$\zeta$	Divergenzwinkel des Isolators	°

## Indizes (Sub- und Superscripts)

Index	Bedeutung
$\infty$	freie Anströmung
<i>Bk</i>	Brennkammer
<i>Dr</i>	Drossel
<i>E</i>	Einlauf
<i>eff</i>	effektiv
<i>ext</i>	extern
<i>ges</i>	gesamt
<i>int</i>	intern
<i>Iso</i>	Isolator
<i>H</i>	Hals
<i>krit</i>	kritisch
<i>konv</i>	konvektiv
<i>L</i>	Lippe
<i>lam</i>	laminar
<i>max</i>	maximal
<i>min</i>	minimal
<i>MW</i>	Messwert
<i>Pitot</i>	Pitot
<i>ref</i>	Referenz
<i>s</i>	isentrop
<i>sp</i>	Spillage
<i>st</i>	statisch
<i>SW</i>	Seitenwand
<i>t</i>	Total-
<i>th</i>	thermisch
<i>turb</i>	turbulent
<i>W</i>	Wand
<i>x, y, z</i>	Komponente in der jeweiligen Richtung
0	Ruhebedingung, freie Anströmung
01	Beginn der externen Kompression
1	Einlauflippe

Index	Bedeutung
2	Isolatoreintritt
3	Brennkammereintritt (Schnittstelle von Isolator und Brennkammer)
3	Zulauf der Drossel
4	engster Querschnitt der Drossel

## Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
BS	(abgelöster) Bugstoß
CAD	Computer Aided Design
CFD	Computational Fluid Dynamics
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
FS	Messbereich (full scale)
GRK	Graduiertenkolleg
GK-01	Einlaufmodell der ersten GRK-Leitkonfiguration
GK-3D	neuer 3D-Einlauf
GS	Grenzschicht
H2K	Hyperschallwindkanal des DLR in Köln
HTP	Hyperschall-Technologie-Programm
IR	Infrarot
IS	einfallender Stoß (impinging shock)
IWF	Institut für Werkstoffforschung des DLR in Köln
JAPHAR	Joint Airbreathing Propulsion for Hypersonic Application Research
LAPCAT	Long-term Advanced Propulsion Concepts and Technologies
MOC	Method of Characteristics
NASA	National Aeronautics and Space Administration (USA)
PEEK	Poly-Ether-Ether-Keton
RBCC	rocket-based-combined-cycle
RWTH	Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule
SERN	Single Expansion Ramp Nozzle
SP	sonic point (Begrenzung des Unterschallbereichs)
SSTO	single-stage-to-orbit
SW	Seitenwand
SWK	Seitenwandkompression
TAU	CFD-Code des DLR
TBCC	turbine-based-combined-cycle
TMK	Trisonische Messstrecke Köln
TSTO	two-stage-to-orbit
ZnS	Zinksulfid

# Kurzfassung

Diese Arbeit als Bestandteil des Graduiertenkollegs GRK-1095 „Aero-thermodynamische Auslegung eines Scramjet-Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) befasst sich mit Untersuchungen an Scramjet-Einläufen mit hohen Verdichtungsverhältnissen, wobei der Schwerpunkt darin lag, den Übergang von vormals vorherrschenden zweidimensionalen zu dreidimensionalen Geometrien zu erreichen. Dazu wurde zunächst der bestehende zweidimensionale Doppelrampen-Einlauf GK-01 der ersten Leitkonfiguration des Graduiertenkollegs modifiziert, um mit diesem Erkenntnisse über Aspekte zu erlangen, auf die bei der Auslegung einer neuen, vollständig dreidimensionalen Einlaufgeometrie besonderes Augenmerk gelegt werden muss. Dies betraf insbesondere die aerodynamischen und aerothermodynamischen Auswirkungen durch zusätzliche Seitenwandkompression sowie Veränderungen beim Innenkontraktionsverhältnis des Einlaufs. Basierend auf diesen Erkenntnissen wurde mittels einer CFD-Parameterstudie die Einlaufgeometrie der neuen dreidimensionalen Gesamtkonfiguration des Graduiertenkollegs festgelegt. Das Betriebsverhalten des auf Basis dieser Parameterstudie entwickelten und gefertigten Einlaufmodells GK-3D wurde anschließend im Hyperschallwindkanal H2K der Abteilung Überschall- und Hyperschalltechnologien des DLR in Köln eingehend an unterschiedlichen Betriebspunkten und bei verschiedenen Bedingungen experimentell untersucht.

Die Einlaufströmung wurde in den Windkanalversuchen mit Strömungsvisualisierung durch Schattenaufnahmen und Wand- und Pitotdruckmessungen erfasst. Für das neu ausgelegte GK-3D-Modell wurde ein Druckmessrechen entwickelt, der neben Pitotröhrchen auch über statische Drucksonden verfügt. Zudem wurde der Massenstrom mit einer Drossel gemessen, mit der auch der Brennkammergegendruck variiert wurde, um die Grenzen des Betriebsbereichs des Einlaufs zu ermitteln. Die Wärmelasten auf den externen Verdichtungsrampen wurde mittels Infrarot-Thermografie bestimmt.

Die zusätzliche Seitenwandkompression im modifizierten 2D-Einlauf verursachte starke Änderungen der externen Strömung, die das Startverhalten des Einlaufs negativ beeinflussten. Dadurch war eine optimale Anpassung der Lippenposition an die veränderte Strömungsstruktur nicht möglich, so dass mit dieser Art der Seitenwandkompression, im Gegensatz zu zusätzlichen seitlichen Kompressionskeilen im internen Strömungskanal, aufgrund des größeren Spillage-Massenstroms keine bedeutend höhere Verdichtung erzielt werden konnte. Die Eckenwirbel waren bei zusätzlicher Seitenwandkompression deutlich stärker und wurden durch die Interaktion mit dem zweiten Rampenstoß nochmals enorm verstärkt, wodurch die Grenzschichten in weiten Bereichen der externen Rampen ablöste. Im 2D-Fall und bei interner Seitenwandkompression war es möglich, die Innenkontraktion deutlich zu erhöhen und durch den zusätzlich eingefangenen Massenstrom die Effizienz zu steigern.

Zur Untersuchung des Betriebsverhaltens des neuen 3D-Einlaufs wurden das Startverhalten, der Einfluss der Innenkontraktion, der Reynoldszahl und die Änderung der Flugbahnwinkel betrachtet. Das Startverhalten stimmte dabei gut mit Erfahrungswerten von anderen 3D-Einläufen überein. Die Innenkontraktion hatte keine entscheidenden Auswirkungen auf das Strömungsfeld und das Leistungsvermögen des Einlaufs. Die Grenzen des Betriebsbereichs verschoben sich mit steigender Innenkontraktion jedoch zu höheren Druckverhältnissen. Die Stoß-Grenzschicht-Interaktion des Rampenstoßes mit der Haubenoberfläche, die bei Fällen mit hoher Innenverdichtung auftritt, erwies sich nicht als problematisch. Dies war auch bereits bei den Voruntersuchungen mit dem modifizierten 2D-Einlauf der Fall. Größere Auswirkungen ergaben sich durch Flugbahnwinkel, welche die effektiven Kompressionswinkel der Rampe bzw. der Seitenwände und den Fangquerschnitt verändern und damit auch die Druck- und Massenstromverhältnisse. Hinsichtlich eines sicheren Betriebs sind vor allem hohe positive Anstellwinkel als kritisch einzustufen, da die Druck- und Massenstromverhältnisse derart stark absinken, dass die Zündung und Stabilität der Verbrennung

eventuell nicht mehr gewährleistet sind. Die Variation der Reynoldszahl lieferte nur kleine Einflüsse auf das Leistungsvermögen und die Effizienz des Einlaufs im ungedrosselten Betriebsfall. Die Betriebsgrenzen lagen bei hoher Reynoldszahl jedoch deutlich niedriger, das Blockieren der Einlaufströmung passierte viel schneller (d.h. bei niedrigeren Brennkammergedrücken). Mit IR-Thermografie konnten Erkenntnisse über die Höhe der maximalen auftretenden Wärmelasten und die Orte, an denen sie auftreten, erlangt werden. Diese und besonders auch deren Position änderten sich stark bei Variation der Flugbedingung, vor allem durch Flugbahnwinkel. Es konnten daraus jedoch keine genaueren Einblicke in die Strömungsstruktur auf den externen Rampen, vor allem das Transitionsverhalten, gewonnen werden.

Zudem wurden alternative, analytische Auslegeverfahren basierend auf Streamline-Tracing betrachtet, um die hier angewandte und mit hohem Arbeitsaufwand verbundene Auslegungsstrategie einer Parameterstudie effizienter zu gestalten. Dazu wurden ein REST-Einlauf und ein Einlauf auf Basis einer Busemannströmung entwickelt, denen jeweils die gleichen Flächenverhältnisse wie beim GK-3D-Einlauf zugrunde liegen. Das Auslegungsverfahren für REST-Einläufe erwies sich dabei als nur sehr eingeschränkt tauglich für die vorliegenden hohen Verdichtungsverhältnisse, da die so erlangten Einlaufgeometrien extrem lang werden und somit ungeeignet für das hypothetische Flugexperiment des GRK-Teilprojekts C1 wären. Basierend auf Busemann-Strömungen war es möglich, Einlaufgeometrien zu erlangen, die zwar immer noch länger als der GK-3D-Einlauf waren, aber deutlich kompakter gestaltet werden konnten als die REST-Einläufe. Mit diesen Einläufen konnten zudem bedeutend höhere Wirkungsgrade erzielt werden als mit den anderen Konfigurationen. Jedoch lag deren Leistungsvermögen in Form der Verdichtungs- und Temperaturverhältnisse geringfügig niedriger als das des 3D-Einlaufs.

# Abstract

This work as a part of the Research Training Group GRK-1095 „Aerothermodynamic Design of a Scramjet Propulsion System for Future Space Transportation Systems“ is concerned with investigations on Scramjet inlets with high compression ratios. The main focus was to achieve the switch from former two-dimensional to three-dimensional configurations. The existing 2D-inlet GK-01 of the GRK was modified in order to gain insight into aspects relevant to the design of new completely three-dimensional inlet geometries. In this regard, the aerodynamic and aerothermodynamic impact of additional sidewall compression and changes of the internal contraction were of particular concern. Based upon the outcome of this preliminary investigation, the new inlet was designed by a parametric CFD-study. The operational behaviour of the inlet was then examined experimentally in the hypersonic windtunnel H2K of the Supersonic and Hypersonic Technologies Department of the German Aerospace Centre in Cologne.

In the experiments, the flow is analysed by shadowgraph images for flow visualization, wall and Pitot pressure measurements. For the new inlet, a pressure measurement rake containing static pressure probes besides Pitot tubes was developed. The inlet mass flow is measured by a conical throttle which is also used to impose backpressure on the inlet isolator in order to determine the limits of the operational range of the inlet. Furthermore, the heat loads on the external ramps of the inlet were determined by infrared thermography.

For the 2D-inlet, the addition of sidewall compression caused strong changes in the external flowfield which had a negative impact on the starting behaviour of the inlet. Because of this, an optimal adaption of the lip position to the modified flow structure is not possible. Due to the consequent increase of the spillage mass flow, no significant gains in the compression level of the inlet is possible. The corner vortices are much stronger when additional sidewall compression is present and they are further enhanced by the interaction with the second ramp shock. This causes the boundary layer in large areas of the external ramps to separate. In the 2D-case and those with internal sidewall compression, it was possible to significantly raise the internal contraction ratio. With the additional mass flow that is captured, the efficiencies were increased as well.

For the newly designed 3D-inlet, the starting behaviour and the effects of internal contraction, Reynolds number variation and changes of flight path angles were considered in the experiments. The starting behaviour was found to agree well with experience from other examinations with 3D-inlets. The internal contraction ratio did not have significant impact on the flowfield and performance of the inlet. However, the limits of the operational range shifted to higher backpressure levels when the internal contraction was increased. The shock-boundary layer interaction of the ramp shock at the cowl surface, which occurred for configurations with high internal contraction, did not result in any negative effects. The same was already observed for the preliminary investigations with the modified 2D-inlet. Flight path angles, by which the effective compression angle of the inlet ramp and sidewalls and the capture area of the inlet are changed and thus the pressure and mass flow ratios as well, proved to have more influence on the flowfield and performance. Regarding the safe operation of the inlet, high positive angles of attack are regarded critical as the massflow and compression ratios are reduced significantly and thus ignition and stable combustion might not be ensured any more. Variation of Reynolds number had only little impact on the performance and efficiencies of the inlet in the unthrottled case. However, the limits of the operational range were much lower and inlet unstart occurred sooner for higher Reynolds numbers. The data from the IR-measurements gave insight into maximum heatloads. Their extent and the locations where they occur change significantly when the flight condition is altered, especially by changes in the flight path angle. However, no further insight into the detailed structure of the flow over the external compres-

sion ramps, especially into the transitional behaviour, could be gained from the evaluation of the heatloads.

In addition to the work with the new 3D-inlet, alternate design procedures based on streamline-tracing were examined for a more efficient design process with respect to the enormous work load associated with the design strategy of a numerical parametric study as it was employed in the current work. To do so, two further inlet geometries were designed: a REST-inlet and an inlet based upon a Busemann-flowfield, for both of which the same area ratios as for the GK-3D-inlet were used. REST-inlets did not seem a practical solution for the current flow conditions and subsequent high pressure ratios that are required, as REST-inlet geometries tend to become very long and thus would not be suitable for the hypothetical flight configuration of the GRK-subproject C1. However, based upon Busemann-flowfields, it was possible to design much more compact geometries as compared to the REST-inlets. With these, it was possible to achieve higher degrees of efficiency than the GK-3D-inlet although the performance levels in terms of static pressure and temperature ratios were somewhat lower.

# 1 Einleitung

## 1.1 Problemstellung

Konventionelle Raketentriebwerke bieten zwar seit über 50 Jahren einen relativ zuverlässigen Zugang zum Weltall, verursachen jedoch auch enorme Kosten, und die Möglichkeiten zu Einsparungen durch technologische Weiterentwicklungen sind bei Beibehaltung des Grundkonzeptes äußerst begrenzt. Dies liegt zum einen daran, dass diese Systeme nicht wiederverwendbar sind (mit Ausnahme des Space Shuttles) und zum anderen an den geringen Nutzlastverhältnissen von konventionellen Trägerraketen. Diese wiederum sind durch den geringen spezifischen Impuls von Raketenantrieben sowie der Notwendigkeit bedingt, den für die Verbrennung nötigen Sauerstoff in Tanks mitzuführen [191]. Daher betrifft ein möglicher Ansatz zur signifikanten Verbesserung dieser Systeme die Gewichtsreduktionen und die Wiederverwendbarkeit, die durch die Verwendung von luftatmenden Antrieben gegeben wäre [44, 68, 95]. Diese besitzen darüber hinaus einen deutlich höheren spezifischen Impuls, wie es in Abbildung 1.1 dargestellt ist.

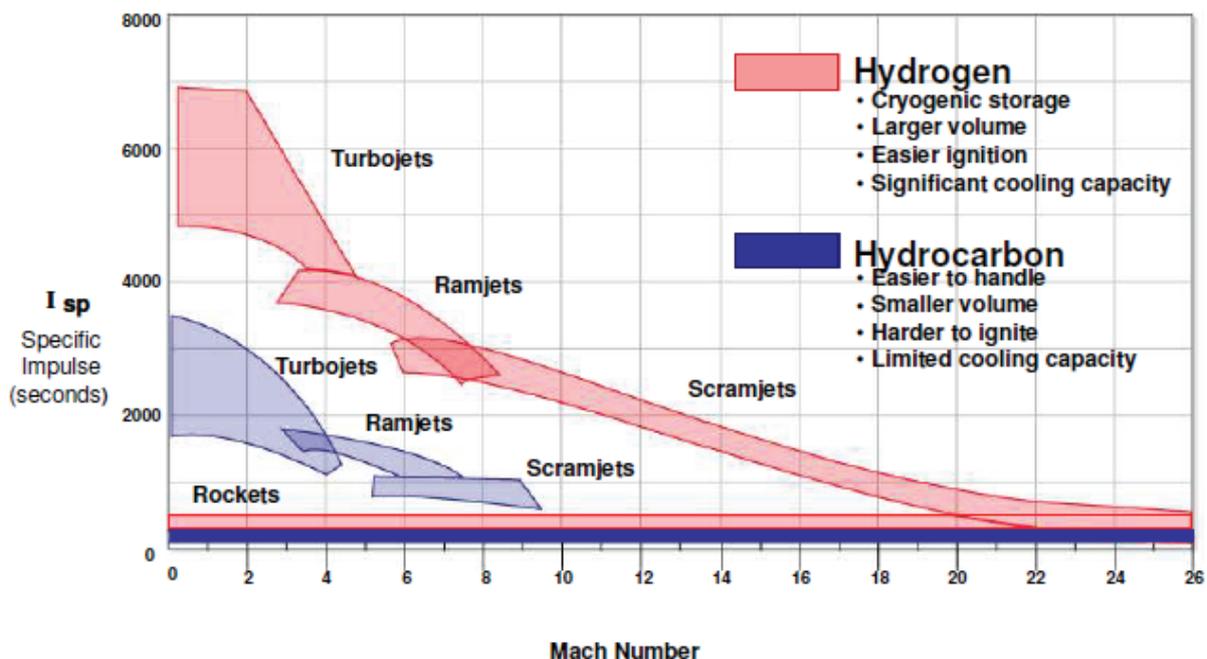


Abb. 1.1: Vergleich des spezifischen Impulses für unterschiedliche Antriebssysteme und Treibstoffe [210]

Der höhere spezifische Impuls resultiert daraus, dass der für die Verbrennung benötigte Sauerstoff im Flug aus der Luft gewonnen wird und nicht in Tanks mitgeführt werden muss. Durch den somit möglichen Verzicht auf einen Zusatztank für den Oxidator samt Zuleitungssystem zur Brennkammer wird das Gesamtsystem deutlich einfacher und günstiger und kann kompakter und leichter gebaut werden [138, 196]. Die größte Gewichtsersparnis ergibt sich jedoch durch die Oxidatormasse, die nicht mitgeführt werden muss. Darüber hinaus wird bei flugzeugartigen Konfigurationen, wie sie für solche Antriebe erforderlich sind, in erster Linie der vom Flugzeug oder Flugkörper erzeugte Auftrieb benutzt, um zu steigen und nicht die Schubkraft des Antriebs wie bei Raketen. Damit eignen sich Scramjets auch als Antriebssysteme für zukünftige Hochgeschwindigkeitsflugzeuge [206].

Es ist zwar durchaus möglich, mit bewährten Technologien Fortschritte bei der Effizienz und den Kosten von zukünftigen Trägersystemen und Hyperschallflugzeugen zu erzielen. VEGA als Trägersystem für kleine orbitale Nutzlasten beispielsweise verwendet ausschließlich Feststofftriebwerke, wodurch getrennte Lagertanks für Treibstoff und Oxidator überflüssig sind und keine komplexen Zuleitungssysteme zur Brennkammer mit Hochdruckpumpen mehr nötig sind. Dies bringt aufgrund des relativ geringen spezifischen Impulses, der mit Feststoffantrieben erzielt werden kann, zwar keine Vorteile hinsichtlich physikalischer Wirkungsgrade, jedoch durchaus eine Steigerung der Kosteneffizienz [5, 166].

Jedoch können nur mit luftatmenden Antrieben alle genannten Vorteile kombiniert werden. Wie Diagramm 1.1 zeigt, ist das Problem dieser Antriebe allerdings, dass alle der in dieser Abbildung aufgeführten Gattungen nur in einem jeweils relativ geringen Flugmachzahlbereich einsatzfähig sind und im Weltraum logischerweise überhaupt nicht funktionieren. Ist es nun das Ziel, ein Trägersystem mit luftatmenden Antrieben zu realisieren, müssen demnach mehrere dieser Antriebstypen kombiniert werden. Für ein wiederverwendbares, einstufiges System, auch als SSTO (single-stage-to-orbit) bezeichnet, könnte ein mögliches das Szenario wie folgt aussehen: Start wie ein Flugzeug mit regulären Turbostrahltriebwerken, Umschalten auf Staustrahltriebwerke (Ramjets) bei etwa  $Ma \approx 3$ , Übergang des Betriebs der Staustrahlantriebe von Unterschall- auf Überschallverbrennung und damit Scramjet-Betrieb (Supersonic Combustion Ramjet) im Bereich von  $Ma \approx 6$ , da ansonsten die Verluste durch die Verzögerung der Strömung im Triebwerk auf Unterschall zu groß werden. In diesem Modus wird dann weiter bis auf  $Ma = 12 - 15$  beschleunigt und das Flugzeug steigt auf eine Höhe von etwa  $H \approx 35$  km. An diesem Punkt übernehmen dann konventionelle Raketenantriebe, um das Fahrzeug in den Weltraum zu bringen. Die gescheiterte Entwicklung des amerikanischen National Aerospace Plane (NASP) zeigt jedoch die enormen technologischen Hürden einer derartigen Konfiguration [18].

Ein anderer Ansatz sind zweistufige Systeme (TSTO, two-stage-to-orbit), wie das Sänger-Konzept. Dabei sitzt ein wiederverwendbarer Raumgleiter, ähnlich dem Space Shuttle, auf einem Hyperschallflugzeug als Unterstufe. Bild 1.2 zeigt ein Modell des im Rahmen des deutschen Hyperschall-Technologie-Programms untersuchten Trägersystems [32]. Jedoch ist es auch hier nötig, für die Unterstufe verschiedene Antriebstypen zu kombinieren, um das Missionsprofil erfüllen zu können. Neben dem oben beschriebenen Konzept mit rein luftatmenden Antrieben, auch als TBCC (turbine-based-combined-cycle) bezeichnet, gibt es weitere Ansätze, wie verschiedene Antriebstypen sinnvoll kombiniert werden können [218]. Gemeinsam haben jedoch alle diese Konzepte, dass für den luftatmenden Antriebsbetrieb im hohen Machzahlbereich nur Scramjets in Frage kommen [95].

Die große Herausforderung bei Scramjet-Antrieben besteht vor allem darin, stabile Überschallverbrennung zu erreichen. Durch die hohe Geschwindigkeit in der Brennkammer ist die Aufenthaltszeit der Strömung in derselben extrem kurz. Innerhalb dieser Zeit muss Treibstoff eingespritzt werden, dieser muss sich mit der ankommenden Luftströmung vermischen und möglichst vollständig, stabil und effizient verbrennen. Damit diese Aufgabe so gut wie möglich erfüllt werden kann, kommt einem weiteren Subsystem enorme Bedeutung zu, dem Einlauf. Dieser muss dafür sorgen, dass der Brennkammer eine Strömung mit den Eigenschaften bereitgestellt wird, die nötig sind, um die genannten Aufgaben mit höchstmöglichem Wirkungsgrad durchführen zu können [95, 197, 230].

Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Forschungsarbeiten im Einlaufbereich, die sich bisher auf zweidimensionale Konfigurationen konzentriert haben [32, 90, 151, 214], auf dreidimensionale Geometrien erweitert werden, die viele Vorteile bieten. 3D-Einläufe können kompakter und leichter ausgelegt werden. Gleichzeitig lässt sich die Effizienz steigern, da kleinere Umlenkwinkel ausreichen und somit die Stoßverluste geringer. Außerdem ist das Betriebsverhalten stabiler, da durch die schwächeren Stöße weniger Ablösung auftritt und zudem das Startverhalten besser ist [95]. Bei der Auslegung ist besonders die Interaktion des Einlaufs mit dem Fahrzeug zu beachten, da im Hyperschall stets komplexe Wechselwirkungen zwischen allen Komponenten stattfinden [59, 80, 114, 211]. Dabei muss der Einlauf für ein Flugexperiment mit parabolischem Wiedereintritt geeignet sein und auch die Integration mit einem entsprechenden Trägersystem berücksichtigt werden.



Abb. 1.2: Modell des Sänger-II-Konzepts im Technikmuseum Speyer

## 1.2 Scramjet-Forschung Weltweit

Dieses Kapitel soll einen Überblick über wichtige vergangene und aktuelle Forschungsprogramme geben, vor allem diejenigen, welche für die vorliegende Arbeit relevant sind. Einen guten und auch recht vollständigen Überblick über die Geschichte der Forschung an Scramjets bietet vor allem auch die Arbeiten von Fry [68], Billig [28] und Fletcher [66]. Neben den hier näher erläuterten wichtigen Forschungsprogrammen bzw. den Ländern, in denen diese durchgeführt werden, sind jedoch auch die Arbeiten in Japan, China und Brasilien nicht zu vergessen, welche eine zunehmend wichtigere Rolle in der Forschungslandschaft für Hochgeschwindigkeitsantriebe spielen.

### 1.2.1 Forschung in Europa

#### Das Deutsche Hyperschall-Technologie-Programm HTP

Vom Bundesministerium für Forschung und Technologie 1987 ins Leben gerufen, hatte das HTP, wie eingangs schon erwähnt, zum Ziel, ein vollständig wiederverwendbares, zweistufiges Raumtransportsystem auf Basis des Sänger-Konzepts zu entwickeln [32, 68]. Neben allgemeinen aero- und aerothermodynamischen Aspekten rund um den Hyperschallflug, lag der Schwerpunkt der Forschung auf Scramjets als Schlüsseltechnologie für den Antrieb der Unterstufe, wobei sich die Forschungen in erster Linie auf zweidimensionale Konzepte konzentrierten [101]. Die Abbildungen 1.3 und 1.4 zeigen Beispiele für 2D-Geometrien für den Machzahlbereich ( $2 < Ma < 6,5$ ) mit gemischter externer und interner sowie reiner interner Kompression sowie die dazugehörigen Totaldruckverhältnisse [32].

Ein weiterer Forschungsschwerpunkt war die Überschallverbrennung. Bei diesem Punkt, ebenso wie bei Windkanaluntersuchungen einer kompletten Antriebskonfiguration, bestehend aus 2D-Einlauf, Isolator und Brennkammer für zweistufige Verbrennung, und einem angedachten Flugversuch, wurde auch eng mit dem russischen TsAGI zusammengearbeitet [226]. Dabei wurden verschiedene Konzepte der Treibstoffeinspritzung erforscht, wie Keil- und Rampeninjektoren an der Wand.

#### JAPHAR - Joint Airbreathing Propulsion for Hypersonic Application Research

JAPHAR war von 1997 bis 2001 eine Kooperation zwischen dem DLR und der französischen ONERA zur Untersuchung unterschiedlicher Gesamtkonfigurationen mit Dual-Mode-Ramjets (DMR) als Antriebssystem, also Staustrahltriebwerken, die sowohl bei Unter- wie auch Überschallverbrennung funktionieren und somit einen weiten Machzahlbereich von  $Ma = 2 - 12$  abdecken können [158]. Das Projekt baute auf vorangegangenen nationalen Projekten beider Länder auf: dem HTP auf deutscher Seite, sowie dem PREPHA-Programm auf französischer Seite [63, 182]. Dementsprechend wurde in Deutschland ein

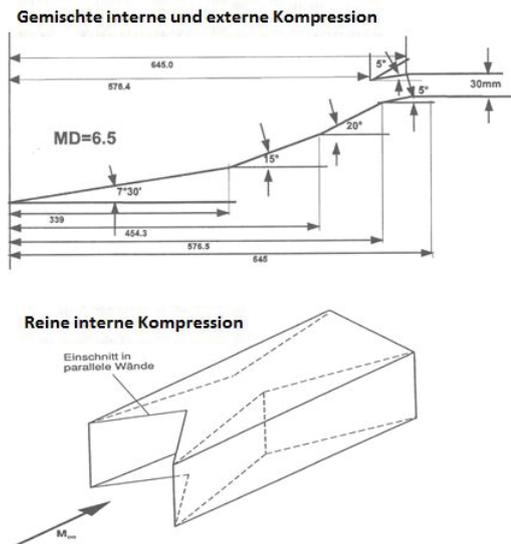


Abb. 1.3: Beispiele für untersuchte Einlaufgeometrien [32]

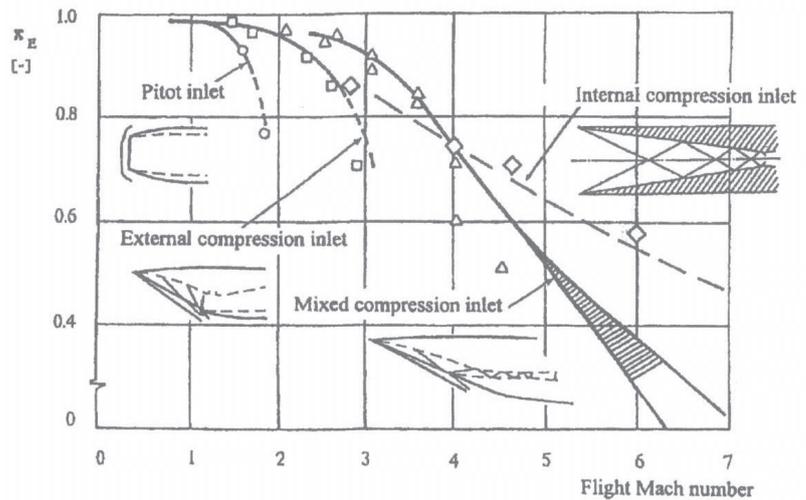


Abb. 1.4: Vergleich der Totaldruckverluste für verschiedene Einlaufarten [32]

Fahrzeug mit einer Waverider-Konfiguration untersucht, während in Frankreich ein geflügeltes Konzept entwickelt wurde. Wichtige Forschungspunkte betrafen die Verbrennung sowie die Ermittlung aerodynamischer Beiwerte an einem Modell der DLR-Waverider-Konfiguration [49, 54]. Im Einlaufbereich wurde an zweidimensionalen Geometrien geforscht, wobei sowohl selbststartende als auch nicht selbststartende Konfiguration betrachtet wurden [24, 214].

## LEA

In Frankreich stellt LEA seit 2003 die Fortführung der Aktivitäten von JAPHAR und weiteren nationalen Forschungsprogrammen dar, besonders des militärischen PROMOTHEE-Projekts [189, 190]. Von diesem wird auch das Antriebskonzept abgeleitet. Dabei handelt es sich um einen Scramjet mit variabler Geometrie, bei dem die gesamte Haube bewegt werden kann. Ziel des Projekts ist die Durchführung von Flugversuchen in Kooperation mit den russischen Instituten CIAM und TsAGI, bei denen das Testvehikel, ähnlich wie bei der X-43 oder X-51 von einem Flugzeug aus gestartet, mit einer Boosterrakete auf die entsprechende Höhe und Machzahl gebracht und das Experiment im Horizontalflug absolviert werden soll [62], wobei auch Schubmessungen vorgesehen sind. Zur Vorbereitung der Flugversuche wurden neben intensive numerische und experimentelle Untersuchungen durchgeführt, insbesondere in den LAERTE- und ATD-Versuchsanlagen zur Überschallverbrennung sowie im S4-Windkanal der ONERA und dem Hyperschallwindkanal H2K des DLR zur Aerodynamik des Einlaufs und des Versuchsträgers. Auch die Integration einzelner Komponenten unter Berücksichtigung der thermischen und mechanischen Lasten spielt eine wichtige Rolle [61].

## LAPCAT

Bei LAPCAT (Long-term Advanced Propulsion Concepts and Technologies) handelt es sich um ein EU-Projekt unter der Leitung von ESA-ESTEC zur Erforschung fortschrittlicher Antriebskonzepte für Langstrecken-Hyperschallflüge [205, 206, 207]. Im Rahmen von LAPCAT werden verschiedene Konfigurationen mit unterschiedlichen Antriebskonzepten untersucht. Gemeinsam haben alle diese Konzepte, dass es sich um kombinierte, luftatmende Antriebssysteme handelt, mit denen man von normalen Flughäfen aus starten und landen kann. Dabei gibt es drei Hauptkonzepte: Die TBCC-Konzepte (turbine-based-combined-cycle) A2 und M4, für Machzahlen von  $Ma = 4,5$  und  $5$ , sowie eine RBCC-Version (rocket-based-combined-cycle) für  $Ma = 8$ . Lediglich der letzte dieser Entwürfe sieht auch einen Scramjet-Betrieb vor. Der Einlauf LC01k dieses Konzepts hat eine 2D-Geometrie, die dem GK-01-Einlauf ähnlich ist und



Abb. 1.5: Illustration des LAPCAT-Mach-8-Konzepts, aus [207]

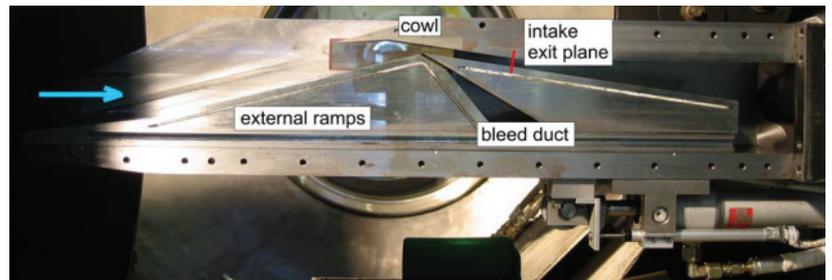


Abb. 1.6: Einlaufmodell LC01k im Windkanal H2K, aus [83]

ebenfalls am DLR Köln entwickelt und experimentell untersucht wurde, unter Einsatz der gleichen Tools und Methoden [81, 83, 85, 90, 97, 98]. Die Gesamtkonfiguration sowie das Einlaufmodell sind in den Abbildungen 1.5 und 1.6 abgebildet.

### Forschung in Russland

In Russland wurde seit den 50er Jahren Scramjet-Forschung betrieben, vor allem an den Forschungseinrichtungen TsAGI (Zentrales Aerohydrodynamisches Institut), CIAM (Zentralinstitut für Flugzeugmotoren) und ITAM (Institut für Theoretische und Angewandte Mechanik) [185]. Seit dem Ende des kalten Krieges sind diese Institute auch vermehrt in internationale Kooperationen eingebunden [32, 226].

Von 1991 bis 1998 führte das CIAM mehrere Flugversuche mit rotationssymmetrischen Scramjet-Einläufen durch [183, 185], von denen der letzte in Kooperation mit der NASA stattfand [141, 184, 220]. CFD-Analysen der Daten zeigten, dass der Einlauf im Bereich  $2,5 < Ma < 5$  blockiert hat. Auch nach Wiederaufbau der Strömung (bei Machzahlen bis 6,4) gab es weiterhin Ablösegebiete im Einlauf, welche die Performance erheblich verschlechterten, die Totaldruckverluste erhöhten und die Eintrittsmachzahl in die Brennkammer reduzierten (2,0 statt 2,7). Dies führte dazu, dass die Verbrennung mehrheitlich im Unterschall stattfand und somit kein Scramjet-Betrieb mehr vorlag [179].

Das ITAM hingegen spezialisierte sich auf ebene Scramjet-Konfigurationen. Dabei wurden sowohl einzelne Komponenten, vor allem 3D-Einläufe [79], wie auch komplette Scramjet-Antriebe [78] in Windkanälen unter Flugbedingungen getestet. Der GRK-Gesamtkonfiguration ähnelnd, besitzen etliche dieser Konfigurationen 3D-Einläufe mit einer Rampe, ebenen, zusammenlaufenden Seitenwänden, Brennkammern mit rechteckigem Querschnitt und Zentralinjektoren. Bild 1.7 zeigt eine derartige Konfiguration.

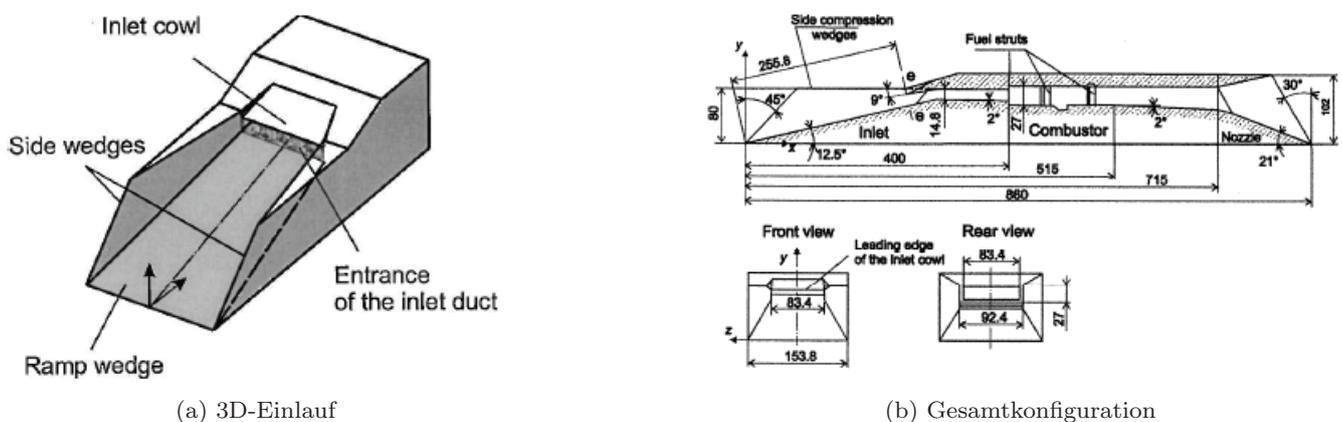


Abb. 1.7: 3D-Einlauf [79] und Gesamtkonfiguration des ITAM [78]

In einem dem GRK angegliederten DFG-Projekt ist eine Versuchsreihe geplant, in der das Zentralinjektor-Konzept des GRK am ITAM unter Flugbedingungen getestet werden soll [69]. Dazu wurde das in Abbildung 1.8 dargestellte Modell mit 3D-Einlauf entworfen [176]. Es handelt sich dabei jedoch mehr um ein Brennkammerexperiment als die Untersuchung einer kompletten Antriebskonfiguration. Aufgrund verschiedener Einschränkungen durch die Windkanäle des ITAM müssen viele Kompromisse bezüglich der Geometrie hingenommen werden, wodurch der Spielraum zur Optimierung des Gesamtmodells, besonders des Einlaufs, stark eingeschränkt ist. Unter anderem musste auf die Integration einer Grenzschichtabsaugung zurückgegriffen werden, um das Starten des Einlaufs sicherzustellen. Diese Beschränkungen wiederum verschlechtern die bestmögliche Performance des Einlaufs wie des Gesamtsystems. Zum Erreichen des Primärziels dieser Versuche, der Demonstration der Funktionsfähigkeit des Zentralinjektor-Konzepts unter Flugbedingungen, wird dies jedoch in Kauf genommen. Dafür waren etliche Iterationen in der Auslegung der Einlaufgeometrie nötig [173, 174, 175].

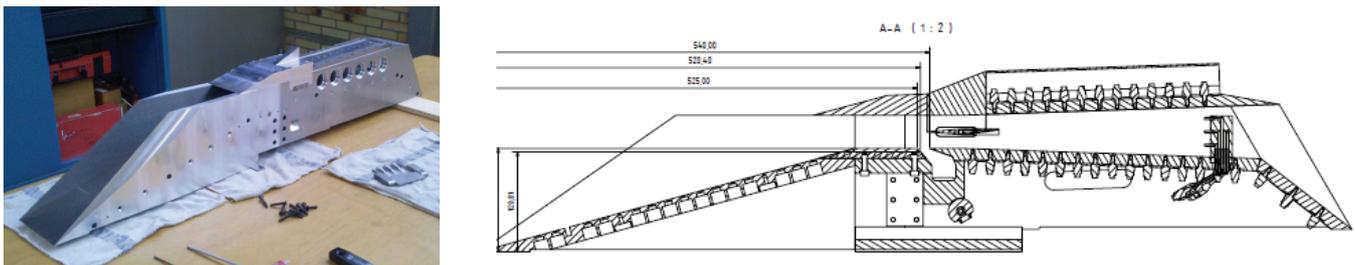


Abb. 1.8: Foto des Windkanalmodells (links) und Querschnittszeichnung des Modells (rechts) für die Tests am ITAM [176]

### 1.2.2 Forschung in den USA

In den USA fand und findet weiterhin der wohl größte Anteil der weltweiten Scramjet-Forschung statt. Bereits in den 50er und 60er Jahre wurden dort weitreichende Arbeiten über Ramjets und Scramjets durchgeführt [43, 66, 68], mit dem Schwerpunkt Überschall-Verbrennung [28]. Wichtige frühe Projekte im Hinblick auf Flugversuche mit Scramjets gab es im Rahmen der X-15- und IFTV-Programme [43], SCRAM (Supersonic Combustion RAMjet Missile) [29] und des National Aerospace Plane (NASP) Programms. Die X-15 war ein Raketen-Flugzeug, welches bei einem Flug mit einem Dummy-Scramjet Daten zur Validierung von Windkanalversuchen sammeln sollte, was jedoch fehlschlug. Das IFTV wurde nach Problemen bei der Einlauf-Brennkammer-Interaktion bei Bodenversuchen schon vor dem ersten Flug eingestellt [43].

Bei SCRAM hingegen handelte es sich um die Entwicklung eines militärischen Flugkörpers. Dabei wurden in vielerlei Hinsicht neue Wege beschritten, vor allem bei den verwendeten Treibstoffen (reaktive Treibstoffe wie Borane oder Aluminiumalkyle) sowie den Geometrien und Auslegungsmethoden. Der Aufbau des SCRAM-Flugkörpers ist in Abbildung 1.9(a) dargestellt. Das Scramjet-System verfügt über vier modulare Busemann-Einläufe, d.h. dass jeder Einlauf einen Quadranten umfasst, und die ankommende Strömung in vier getrennte interne Strömungskanäle aufgeteilt wird, wie Abbildung 1.9(b) zeigt. Diese wurden mittels Streamline-Tracing entworfen, welches heutzutage eine weitverbreitete Methode zur Auslegung von Hyperschallflugzeugen und -flugkörpern im Allgemeinen [31] und Einläufen im Speziellen ist [192]. Auf diese Methode wird in den Kapiteln 2.2.5 und 7 näher eingegangen.

### Hyper-X/X-43

Nach Einstellung des NASP-Programms startete die NASA 1995/96 das Hyper-X-Programm [42, 139], um weiter an mit Wasserstoff betriebenen Scramjets als Antriebstechnologie für zukünftige Raumtransportsysteme zu forschen, vor allem auch in Flugversuchen [68, 135, 138]. Das Ziel ist die Entwicklung eines Experimentalflugkörpers, mit dem erstmalig ein Scramjet im Freiflug getestet werden soll, d.h.

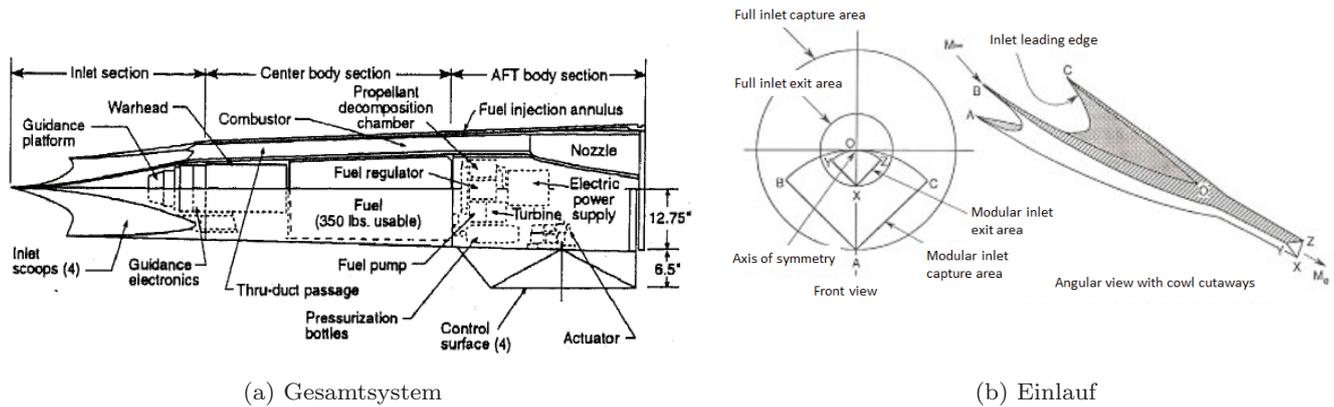


Abb. 1.9: Schematische Darstellungen des SCRAM-Flugkörpers, aus [29]

bei Scramjet-Betrieb soll ein stabiler, selbständig gesteuerter und kontrollierter, horizontaler Flug erreicht werden [68]. Insgesamt sind vier verschiedene Versionen geplant [136, 162]. Die X-43A ist eine 2D-Konfiguration mit Wasserstoff und einem reinen Scramjet-Antriebssystem für  $Ma = 7$  und 10 [93, 140, 221]. Bei der X-43B soll der Antrieb des ISTAR-Projekts getestet werden. Dies ist ein RBCC-Triebwerk mit Raketenbetrieb bis  $Ma = 2,5$ , Ramjet-Betrieb bis  $Ma = 5$  und anschließend dem Scramjet-Betrieb [64, 171]. Geplant ist außerdem, mit der X-43C eine größere Variante für Kohlenwasserstoff-Treibstoffe und der X-43D eine für  $Ma = 15$  ausgelegte Version der X-43A [119, 146] zu fliegen. Bisher wurde jedoch nur die erste Version verwirklicht.

Bei den Flugversuchen wurden die Demonstratoren von B-52-Bombern gestartet und mit Pegasus-Raketen auf die gewünschte Flugmachzahl für die Zündung des Scramjet-Antriebs gebracht. Der erste Flug schlug zwar fehl, aber der zweite ( $Ma = 7$  in  $H = 29$  km) und dritte ( $Ma = 10$  in  $H = 33,5$  km) waren erfolgreich [137]. Bei diesen Flügen wurden Daten sowohl zum Betriebsverhalten des Scramjets [135] als auch dem Flugverhalten des gesamten Fahrzeugs ermittelt [46]. Auch das übrige Forschungsprogramm, das die Entwicklung der Flugexperimente begleitete, ist von großer Relevanz bezüglich dieser Arbeit. Neben Untersuchungen, die allein der sicheren Durchführung des Flugexperiments dienten (z.B. Stufentrennung oder Gefahrenanalyse [35, 116, 235]), gab es viele Arbeiten zum Gesamtsystem wie auch den einzelnen Komponenten. Für den Einlaufbereich wurde der Einfluss der externen Strömung, besonders des Transitionsverhaltens, auf den Betrieb untersucht [19, 25, 26]. Numerisch und experimentell wurden Daten zu vielen unterschiedlichen 2D- und 3D-Einlaufgeometrien und deren Betriebsverhalten [58, 109, 110] sowie der allgemeinen Aerodynamik der Flugkonfiguration gesammelt [41, 60, 115], welche auch im Flug gemessen wurden [46]. Weitere Schwerpunkte waren die Integration von Antrieb und Versuchsträger [234] und Tests des kompletten Antriebssystems [219]. Auf Brennkammerseite stand vor allem die Treibstoffeinspritzung und Stabilisierung der Verbrennung im Mittelpunkt [180]. Auch der Thermalhaushalt des Versuchsträgers stellte ein wichtiges Forschungsobjekt dar [12, 40].

### HyTech/X-51A

Das HyTech-Programm ist ähnlich gelagert wie Hyper-X, jedoch in erster Linie ein militärisches Projekt unter Leitung der DARPA [68]. Technologisch liegt der Hauptunterschied darin, dass ausschließlich „lagerbare“ Treibstoffe, d.h. Kohlenwasserstoffe, wie Kerosin oder JP-7, verwendet werden [169]. Die X-51A ist der für die Flugexperimente in diesem Projekt verwendete Technologiedemonstrator [92]. Wie bei den Flugversuchen mit der X-43A ist der Technologiedemonstrator an eine Feststoffrakete gekoppelt und wird in 15 km Höhe von einer B-52 aus gestartet. Anschließend wird die X-51A von der Feststoffrakete auf eine Höhe von 18,3 km gebracht und auf  $Ma = 4,5$  beschleunigt. Während dieser Phase wird der Strömungskanal des Scramjets bereits durchströmt und der Einlauf startet. Kurz vor dem Ausbrennen des Feststoffboosters wird er abgetrennt und der Scramjet-Betrieb gestartet. Laut Planung soll der Scramjet

anschließend 240 Sekunden lang in Betrieb sein und die X-51A auf eine Geschwindigkeit von  $Ma = 6$  und eine Höhe von 25 bis 30 km bringen. Damit ist die Flugzeit bedeutend länger als bei den HyShot- oder Hyper-X-Flügen und lange genug, um thermisches Gleichgewicht zu erreichen. Die angestrebte Beschleunigung ist auch bedeutend größer. Eine schematische Darstellung der Flugkonfiguration ist in Abbildung 1.10(b) zu sehen.



Abb. 1.10: Künstlerische Darstellungen der X-43A- und X-51-Flugkonfigurationen, aus [231] bzw. [92]

Der erste Flug war teilweise erfolgreich, wobei aufgrund des militärischen Charakters des Projekts nur wenige Informationen dazu verfügbar sind. Beiträgen in nicht-wissenschaftlichen Zeitschriften und Pressemitteilungen bzw. Präsentationen zufolge, erlitt der Antrieb nach 110 s Betrieb einen Einlauf-Unstart [149, 181]. Die Strömung baute sich jedoch wieder auf und der Antrieb funktionierte für weitere 33 s, bis eine Dichtung im Triebwerk versagte. Ein zweites Flugexperiment im Juni 2011 schlug fehl, weil der Einlauf direkt bei der Zündung blockierte und anschließend nicht wieder aufbaute. Der dritte Flug war wegen eines Defekts der Boosterrakete ebenfalls nicht erfolgreich.

Bei der X-51A handelt es sich um eine Waverider-Konfiguration mit einem 2D-Scramjet-Antrieb. Der Einlauf ist selbststartend für shock-on-lip bei  $Ma = 7$  ausgelegt. Der gesamte Scramjet wird regenerativ mit dem verwendeten Treibstoff gekühlt. Dieser Kühlmechanismus ist elementar für diesen Antrieb, da er neben der Kühlung der aus Inconel 625 bestehenden Wände auch zur Vorerhitzung des verwendeten JP-7-Treibstoffs dient, welcher vor der Verbrennung atomisiert werden muss. Dabei dienen die mit Kühlkanälen versehenen Wände als Wärmetauscher, in denen der Treibstoff zunächst in den überkritischen thermodynamischen Zustand gebracht wird. Anschließend wird er in Verteilerventilen gasförmig und über Injektoren an verschiedenen Stellen in die Triebwerksströmung eingespritzt. Nur mit diesem gasförmigen, atomisierten Treibstoff ist eine stabile Verbrennung möglich. Allerdings kann der Treibstoff nur im laufenden Betrieb stark genug erhitzt werden, weshalb zur Zündung ein separater Treibstoff, Ethylen, verwendet wird [92, 169].

### 1.2.3 Forschung in Australien

Australien spielt seit vielen Jahren eine wichtige Rolle in der internationalen Scramjet-Forschungslandschaft. Dabei konzentriert man sich besonders auf experimentelle Arbeiten an Stoß- und Expansionsrohren, wie dem T3-Stoßrohr und dem X3-Expansionsrohr der Australian National University oder dem T4-Freikolben-Stoßrohr der University of Queensland [165, 194, 204]. Forschungsschwerpunkte sind die Überschallverbrennung sowie Tests kompletter Antriebskonfigurationen mit der Durchführung von Kraft- und Schubmessungen. Im Bereich des Einlaufs sind sogenannte REST-Einläufe [192, 193, 195, 209] und „radical farming“ wichtige Themengebiete. Letzteres bezeichnet die teilweise Treibstoffeinspritzung im Einlaufbereich, wo sich durch verschiedene Interaktionen bereits freie Radikale des Treibstoffs bilden und somit die Zündung und die Verbrennung verbessern [126, 217].

## HyShot

Zusätzlich zum experimentellen und dem begleitenden numerischen Forschungsprogramm hat sich Australien auf die Durchführung von Flugversuchen spezialisiert. Beim zweiten Flugversuch des HyShot-Projekts wurde 2002 zum ersten Mal im Flug Überschallverbrennung erreicht [194, 199]. Dabei handelte es sich um ein reines Verbrennungsexperiment, nicht um eine komplette Triebwerkskonfiguration. Ziel der Versuche war, die Bedingungen des T4-Windkanals möglichst genau nachzubilden und somit die Windkanalergebnisse anhand des Vergleichs mit dem Flugfall zu verifizieren [204].

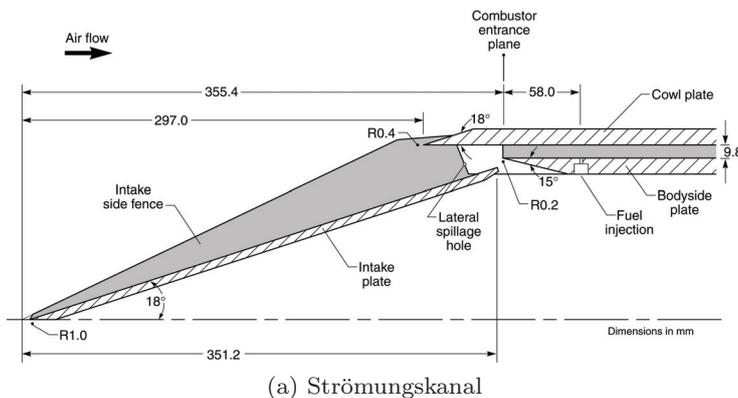


Abb. 1.11: HyShot: (a) Schematische Skizze des mit Treibstoff versorgten Strömungskanals (aus [199]) und (b) Versuchsträger montiert an eine Orion-Terrier-Trägerrakete (aus [36])

Wie auch bei dem im GRK zu konzipierenden Flugversuch, handelt es sich bei HyShot um parabolische Flugexperimente, d.h. dass der Versuchsträger mit einer Rakete ins All geschossen wird, und im Sturzflug des Wiedereintritts in der gewünschten Höhe der Versuch durchgeführt wird. Der Korridor, in welchem das Experiment absolviert werden kann, ist auf einen schmalen Höhenbereich von 35 km bis 25 km und Flugmachzahlen im Bereich von  $Ma = 7,5$  beschränkt. Da dieser Versuchskorridor sehr schnell durchflogen wird, ist die Versuchszeit entsprechend kurz und die Anströmbedingungen ändern sich sehr schnell. Die Testkonfiguration bestand aus zwei identischen, zweidimensionalen Strömungskanälen, die spiegelsymmetrisch angeordnet waren, wobei lediglich in einem Treibstoff eingespritzt wird und Verbrennung stattfindet. Durch den Vergleich der Daten von beiden Hälften konnte bei der Post-Analyse der Daten bewiesen werden, dass tatsächlich Überschallverbrennung vorlag. Dazu wurden auch Versuche in Bodenanlagen und CFD-Analysen, u.a. am DLR in Göttingen, durchgeführt [36, 71, 122, 163].



Abb. 1.12: Start des Flugversuchs von HyShot 2 [94]

## HyCAUSE

Auch im Rahmen der HyCAUSE-Kooperation zwischen Australien und den USA wurde ein Flugversuch durchgeführt. Im Gegensatz zu HyShot handelte es sich hierbei jedoch um eine dreidimensionale Konfiguration mit einem Sugar-Scoop-Einlauf. Außerdem wurde hier auch eine Düse eingesetzt, um Schub erzeugen zu können. Wie bei HyShot wurde auch bei HyCAUSE ein parabolischer Wiedereintritt und ein Versuchsträger mit zwei identischen Strömungskanälen, die Rücken an Rücken angeordnet sind und von denen nur einer aktiv betrieben wird, verwendet [224, 225]. Der Start fand im Juni 2007 statt.

## SCRAMSPACE

SCRAMSPACE ist ein Forschungsprojekt, das die Anwendung von Scramjets bei zukünftigen Raumtransportsystemen untersucht. Dabei ist ebenfalls ein Flugversuch mit einem parabolischem Wiedereintritt geplant, bei dem die Versuchsbedingung bei  $Ma = 8$  im Höhenbereich von 32 km bis 27 km liegt [33]. Der Strömungskanal ist im Gegensatz zu den meisten übrigen Scramjet-Konfigurationen rotationssymmetrisch (siehe Abbildung 1.13), wodurch bedingt ist, dass die Kompression komplett intern in einem Busemann-ähnlichen Einlauf verläuft, in dem auch bereits Treibstoff eingespritzt wird und somit radical farming zum Einsatz kommt [160]. Eine solche Konfiguration bietet zwar viele Vorteile gegenüber komplexen, dreidimensionalen Geometrien, wie z.B. verbesserte aerodynamische und Verbrennungseffizienz, geringere mechanische und thermale Lasten sowie einfachere und günstigere Fertigung. Demgegenüber steht jedoch das Starten des Einlaufs, da eine derartige Konfiguration nicht selbststartend ist und somit einen Startmechanismus benötigt [161]. Diese wird bei SCRAMSPACE durch eine zerreißende Membran verwirklicht. Die SCRAMSPACE-Flugkonfiguration ist in Abbildung 1.13 dargestellt. Dabei stellen die Kontur im internen Strömungskanal sowie die Isolinien die Druckverteilung und die Ebene im Nachlauf die Machzahlverteilung dar, bei einer Anströmbedingung von  $Ma = 8$  in einer Höhe von 27 km bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 2,1^\circ$ .

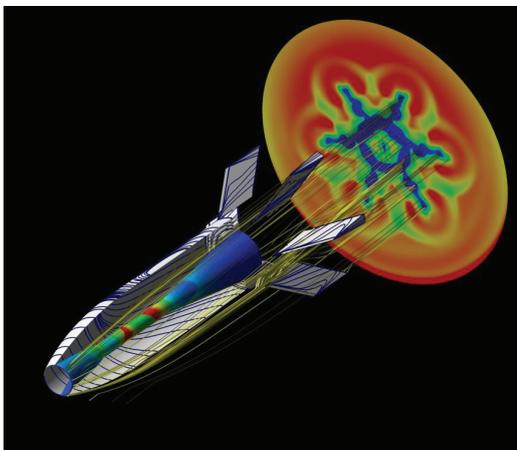


Abb. 1.13: SCRAMSPACE, Illustration aus [212]

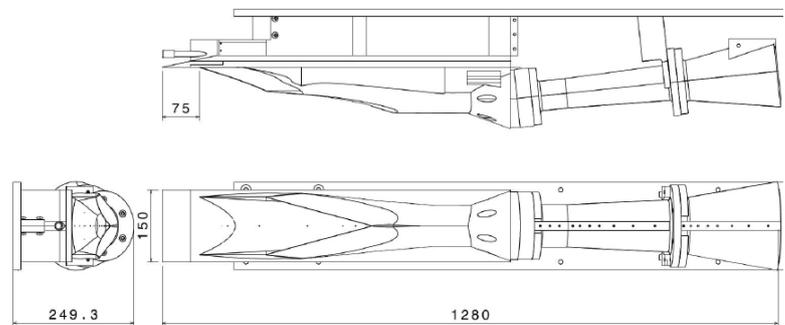


Abb. 1.14: 1:1 Bodentestkonfiguration von HIFiRE-7, aus [200]

## HIFiRE

HIFiRE (Hypersonic International Flight Research and Experimentation) stellt eines der aktuellsten und umfangreichsten Flugversuchsprogramme weltweit dar [50, 51]. Hauptprojektspartner von HIFiRE sind die australische Defence Science and Technology Organisation (DSTO) und das amerikanische Air Force Research Laboratory (AFRL). Zudem bestehen bei einzelnen Teilprojekten Kooperationen mit zahlreichen weiteren Forschungseinrichtungen. Im Gegensatz zu den bereits beschriebenen Flugversuchsprogrammen ist HIFiRE sehr viel breiter gefächert. Die geplanten, und teilweise bereits durchgeführten Flugexperimente decken das Spektrum von grundlegender Forschung wie z.B. Transition, Anwendungen zu Flugregelung und -steuerung, Werkstoffe und Sensoren und Messtechnik bis zu kompletten Antriebskonfigurationen ab. Insgesamt sind im Rahmen des Projekts neun Flugexperimente geplant.

Bei HIFiRE-7 beispielsweise soll ein Scramjet mit einem REST-Einlauf und elliptischer Brennkammer getestet werden. Hinsichtlich des flugdynamischen Verhaltens wurde diese Konfiguration in Kooperation mit dem DLR entworfen [57]. Der Strömungskanal des Antriebs ist für  $Ma = 8,1$  ausgelegt, unter Verwendung eines  $6^\circ$ -Vorkörpers. Als Treibstoff ist gasförmiges Ethylen vorgesehen, wobei auch hier Treibstoffeinspritzung im Einlauf und radical farming angewandt wird [200]. Eine Skizze des Modells für die Bodenversuche im T4-Stoßkanal ist in Abbildung 1.14 zu sehen.

## 1.3 Das Graduiertenkolleg GRK-1095/2

Neben der Beteiligung an internationalen Forschungsprojekten (siehe auch Abschnitt 1.2, ist ein Großteil der heutigen Scramjet-Forschung in Deutschland im Graduiertenkolleg GRK 1095/2 „Aerothermodynamische Auslegung eines Scramjet-Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) zusammengefasst [70, 228, 229]. Beteiligt sind hauptsächlich die Universität Stuttgart, die RWTH Aachen, die Technische Universität München sowie die DLR-Standorte in Köln und Stuttgart. Über assoziierte Projekte sind außerdem weitere Institutionen beteiligt, z.B. die Universität der Bundeswehr München oder das DLR Göttingen.

### 1.3.1 Leitkonfiguration des GRK-Scramjets

Die Zielsetzung im Graduiertenkolleg ist die Entwicklung von Technologien für einen Scramjet-Demonstrator sowie eine Konfiguration für einen hypothetischen Flugversuch, inklusive der numerischen und experimentellen Grundlagen. Während der ersten Phase wurde dazu die zweidimensionale Konfiguration GK-01 für einen Flug bei  $Ma = 7$  in  $H = 30$  km Höhe ausgelegt, die in Abbildung 1.15 zu sehen ist. Einem Doppelrampeneinlauf mit einem Fangquerschnitt von  $150 \times 150 \text{ mm}^2$  schließt sich ein Isolator mit einem leichten Divergenzwinkel von  $1^\circ$  (nur nach unten) an. An der Schnittstelle zur Brennkammer befindet sich der Zentralinjektor zur Treibstoffeinspritzung. Die Brennkammer hat einen Divergenzwinkel von  $3^\circ$  nach oben und unten. Abschließend verfügt das System über eine SERN-Düse zur Schuberzeugung.

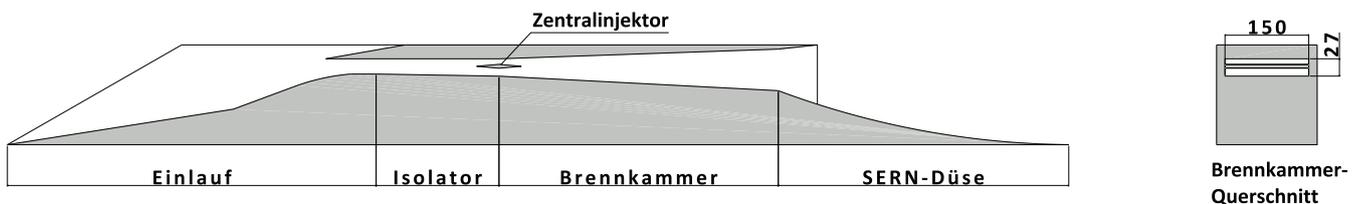


Abb. 1.15: Leitkonfiguration GK-01 der ersten GRK-Phase für Mach 7

Es zeigte sich jedoch, dass mit dieser Konfiguration die geforderte Einströmbedingung in die Brennkammer mit einem statischen Druck von  $p_{st,Bk} = 50 \text{ kPa}$  und einer statischen Temperatur von  $T_{st,Bk} = 1000 \text{ K}$  nicht erreicht werden kann, weswegen die Flugmachzahl erhöht wurde. Außerdem stellte sich der Brennkammerquerschnitt mit einer Breite von  $150 \text{ mm}$  als problematisch heraus, weil die strukturelle Integrität eines derart breiten Zentralinjektors nicht sichergestellt werden kann und aufgrund der geringen Höhe von  $27 \text{ mm}$  durch die Treibstoffeinspritzung und die Verbrennung die Gefahr der Strömungsblockade besteht. Daher wurde eine neue Brennkammergeometrie mit einem Querschnitt von  $65 \text{ mm}$  Breite und  $40 \text{ mm}$  Höhe, angelehnt an die Versuchsbrennkammer des ITLR, beschlossen. Da ein 2D-Einlauf wegen der Wandeffekte für eine derart schmale Brennkammer jedoch nicht praktikabel ist, war der Übergang zu einer 3D-Geometrie für den Einlauf schon allein aus Systemsicht sinnvoll, neben den bereits eingangs erwähnten Vorteilen, die 3D-Einläufe hinsichtlich einer leichteren und kompakteren Bauweise sowie höheren Effizienz bieten. Detailliert sind die Vorteile von 3D-Einläufen in Kapitel 2.2.2 beschrieben.

Somit ergeben sich die folgenden Eckpunkte als Vorgaben für die Auslegung der neuen 3D-Konfiguration der zweiten Phase. Detailliert sind diese in Kapitel 3.2 beschrieben.

- Auslegungspunkt: Flug bei  $Ma = 8$  in  $H = 30 \text{ km}$  Höhe
- Anströmbedingung:  $p_\infty = 1170 \text{ Pa}$ ,  $T_\infty = 227 \text{ K}$
- Brennkammereintrittsbedingung:  $p_{Bk} = 50 \text{ kPa}$ ,  $T_{Bk} = 1000 \text{ K}$
- ebener 3D-Einlauf mit konvergierenden Seitenwänden
- rechteckiger Brennkammerquerschnitt von  $65 \times 40 \text{ mm}^2$  und Verwendung des GRK-Zentralinjektors

- Wasserstoff als Treibstoff
- maximale Größe beschränkt durch in Frage kommende Rakete für einen evtl. Flugversuch

### 1.3.2 Struktur und Zusammenarbeit im Graduiertenkolleg

Um die allgemeine Zielsetzung des Graduiertenkollegs zu erreichen, ist das GRK in drei Gruppen A, B und C unterteilt, deren Aufgabenbereiche sich mit den drei Teilbereichen eines Scramjets, Einlauf, Verbrennung und Düse (dazu kommt noch Gesamtsystembetrachtung) decken [228]. Diese wiederum sind in verschiedene Teilprojekte aufgeteilt. Wie sich die Teilprojekte der zweiten Phase auf die einzelnen beteiligten Institute verteilen, zeigt das Organigramm in Abbildung 1.16.

Da es sich bei einem Scramjet-Triebwerk um ein hochintegriertes System handelt, stellt die Kooperation zwischen den einzelnen Teilprojekten einen wichtigen Punkt im Graduiertenkolleg dar. Die Abhängigkeiten zwischen den Projekten sind in Abbildung 1.17 graphisch dargestellt.

Die meiste Zusammenarbeit ergab sich mit Johannes Riehmer, Bearbeiter des ebenfalls am DLR Köln durchgeführten Teilprojekts C1, bei der gemeinsamen Auslegung der neuen GRK-Gesamtkonfiguration. Hier wurde der Ansatz verfolgt, ein gemeinsames, modular aufgebautes Windkanalmodell für beide Teilprojekte zu entwickeln, von welchem der Einlauf alleine für die aerodynamischen Untersuchungen dieser Arbeit verwendet werden kann, aber auch als Gesamtmodell zum Test der kompletten Flugkonfiguration. Durch zahlreiche Rechnungen wurde von Herrn Riehmer dabei die Eignung des Einlaufs hinsichtlich der Überschallverbrennung überprüft, wobei sowohl reine Brennkammerrechnungen mit den Ergebnissen der Auslegungsrechnungen als Eintrittsbedingungen für die Brennkammer verwendet wurden, als auch Rechnungen mit Verbrennung des Gesamtmodells inklusive des Einlaufbereichs. Darüber hinaus gab es Zusammenarbeit bei der Diskussion der Ergebnisse der Untersuchungen des Einlaufs und des Gesamtmodells [178].

Um die Ergebnisse dieser Rechnungen zu bestätigen, wurden ähnliche Simulationen im Rahmen des Brennkammerprojekts B2 am ITLR mit den dort verfügbaren numerischen Tools durchgeführt [172, 187]. Folglich ergab sich mit diesem Teilprojekt ein reger Datenaustausch, ebenso wie mit dem auch am ITLR beheimateten Teilprojekt B1, mit dem bei der Definition der Schnittstelle von Einlauf und Brennkammer zusammengearbeitet wurde.

Enge Zusammenarbeit gab es auch mit Tue Nguyen vom Teilprojekt A7. In diesem Projekt wurden etliche Windkanalversuche, sowohl des alten 2D- wie auch des neu ausgelegten 3D-Einlaufs, zur genaueren Analyse numerisch nachgerechnet. Außerdem wurden im Rahmen einer Messreihe auch mehrere Versuche zur Relaminarisierung durchgeführt, die dazu dienten, die Genauigkeit der numerischen Modelle zur Vorhersage dieses Phänomens zu validieren. Daraus resultierten auch zwei gemeinsame Veröffentlichungen [155, 156].

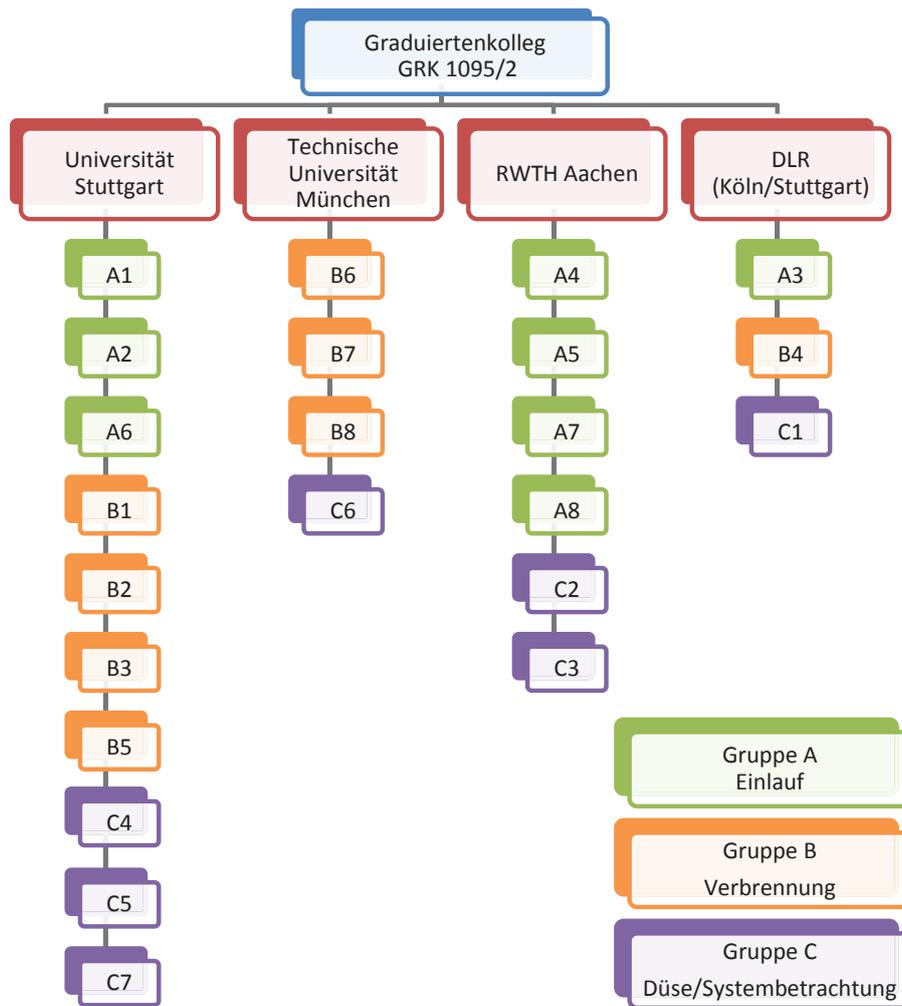


Abb. 1.16: Organigramm der Teilprojekte des GRK während der zweiten Phase [228]

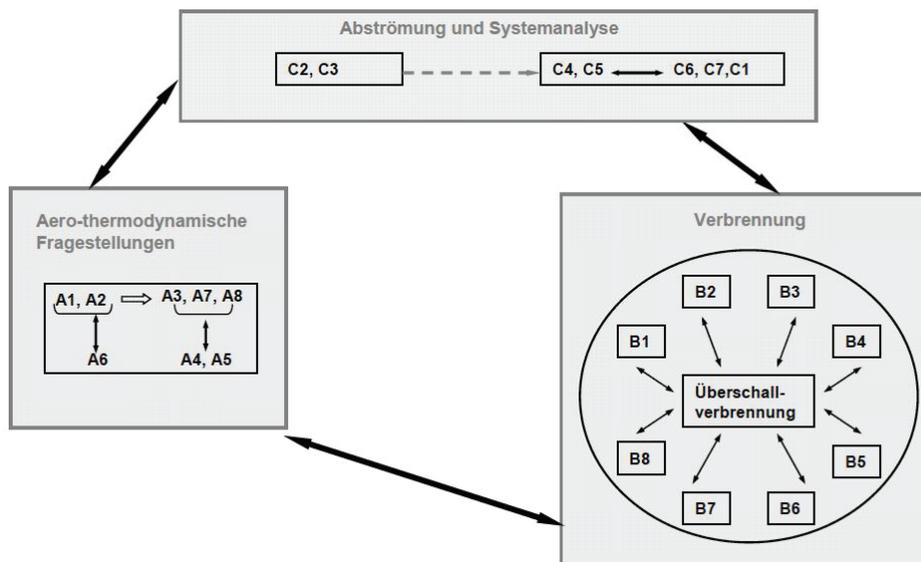


Abb. 1.17: Diagramm zur graphischen Darstellung der Abhängigkeiten und Kooperation zwischen den verschiedenen Teilprojekten [228]

## 1.4 Zielsetzung und Methodik

Um die bereits erwähnte Überführung der 2D-Konfiguration der ersten Phase des GRK in die neue 3D-Konfiguration zu erreichen, war die Neuentwicklung zahlreicher Komponenten nötig. Hauptziel der Arbeit war daher die Entwicklung eines 3D-Einlaufs für die neue Gesamtkonfiguration.

Wie bereits kurz erwähnt und in Abschnitt 2.2 ausführlich erläutert, bieten 3D-Einläufe zahlreiche Vorteile gegenüber 2D-Einläufen. Demgegenüber steht jedoch als größter Nachteil, neben einem deutlich inhomogeneren Strömungsfeld, die Tatsache, dass 3D-Einläufe nicht mehr mit einfachen analytischen Methoden wie Schrägstoßbeziehungen und der Methode der Charakteristiken (MOC) ausgelegt werden können.

In Anbetracht dieser Ausgangssituation lässt sich die Arbeit in drei Kernpunkte unterteilen:

1. Definition einer Auslegungsstrategie für 3D-Einläufe
2. Auslegung der neuen Einlaufgeometrie und Entwicklung des Windkanalmodells
3. Experimentelle Untersuchung des neuen Einlaufs

Hierzu ist ein umfassendes Verständnis für die Vorgänge in einem Scramjet-Verdichtungssystem nötig, mit besonderem Augenmerk auf den Änderungen, die sich in 3D-Einläufen ergeben, wenn die Strömung zusätzlich zur Kompression in vertikalen Ebenen durch die Rampenstöße auch in horizontalen Ebenen durch die Seitenwandstöße verdichtet wird. Dadurch gibt es starke Einflüsse auf die Form der Stoßstrukturen, deren Interaktion mit den Grenzschichten und daraus resultierende Wirbelbildung. Darüber hinaus stellt die Innenkontraktion und das dadurch bedingte Startverhalten einen wichtigen Aspekt dar, ebenso wie die Wechselwirkung der Einlauf- mit der Brennkammerströmung.

Darauf aufbauend lag der erste Schwerpunkt in der Definition der Auslegungsstrategie. Hierzu wurde eine neue Einlaufkonfiguration hauptsächlich durch eine CFD-Parameterstudie bestimmt. Zu deren Definition wurde eine grobe Vorauslegung auf Basis von Ingenieursmethoden, Erfahrungen aus der Literatur und experimentellen Voruntersuchungen vorgenommen. Dazu wurde der GK-01-Einlauf des ersten GRK-Scramjets mit Einsätzen modifiziert, um die Auswirkungen von zusätzlicher Seitenwandkompression und Veränderung der Innenkontraktion zu analysieren. Gleichzeitig wurden numerische Methoden zur Durchführung der CFD-Parameterstudie entwickelt, welche anhand der Ergebnisse dieser Voruntersuchungen validiert wurden.

Der zweite Kernpunkt bestand dann in der Auslegung des neuen Einlaufs, bzw., in Zusammenarbeit mit Johannes Riehmer vom Teilprojekt C1, der neuen Gesamtkonfiguration des GRK-Scramjets. Dazu wurden die für die Parameterstudie definierten Konfigurationen mit dem TAU-Code des DLR berechnet und diejenige Konfiguration bestimmt, die den optimalen Kompromiss aus einem den Vorgaben entsprechenden Leistungsvermögen und höchstmöglicher Effizienz bietet. In einer zweiten Iteration wurde diese Konfiguration modifiziert um insbesondere die dreidimensionalen Strömungseffekte, die eine stark inhomogene Strömung verursachen, abzumildern und damit eine Verbesserung der Qualität der Strömung einhergehend mit einer weiteren Erhöhung der Wirkungsgrade zu erreichen.

Da sich zeigte, dass eine derartige Einlaufkonfiguration ohne übermäßig großes Spillage nicht selbststartend ausgelegt werden kann, wurde der Einlauf mit einer beweglichen Haube als Startmechanismus versehen. Das Windkanalmodell wurde dieser Anforderung entsprechend entworfen. Bei der Auslegung des Konzepts für die Messtechnik wurde beachtet, dass diese die dreidimensionalen Effekte möglichst gut erfassen soll. So wurde ein neuartiger Druckmessrechen mit sowohl Pitotröhrchen als auch statischen Drucksonden entwickelt, um die Isolatorströmung genauer zu vermessen. Weiterhin wurde die Anzahl der Wanddruckbohrungen deutlich gesteigert. Zwei Querschnitte wurden mit radial verteilten Druckbohrungen ausgestattet, um Druckschwankungen durch 3D-Effekte über die Breite des Einlaufs bestimmen

zu können. Im externen Bereich des Einlaufs können zudem die Wärmelasten gemessen werden, woraus wertvolle Informationen für die Auslegung eines Kühlkonzepts gewonnen werden können. Außerdem sind daraus gewisse Aufschlüsse über die Strömungsstruktur möglich.

In der Messkampagne zur Charakterisierung wurde schließlich der Einlauf an unterschiedlichen Betriebszuständen in zwei Trajektorienpunkten untersucht, die die obere und untere Grenze eines potenziellen Flugversuchs darstellen. Dabei wurde der Gegendruck der Brennkammer, die Innenkontraktion sowie anliegende Flugbahnwinkel variiert. Für diese Bedingungen und Betriebszustände wurden jeweils der Betriebsbereich, das Leistungsvermögen sowie die Strömungsstruktur untersucht. Zusätzlich wurde auch das Startverhalten des Einlaufs analysiert.

Da sich im Laufe der Auslegung und Untersuchung des neuen Einlaufs zeigte, dass die Auslegungsmethodik zwar grundsätzlich geeignet ist, Einlaufgeometrien zu erzeugen, die die gewünschten Bedingungen erfüllen, aber mit einem enormen Arbeitsaufwand einhergeht, wurde als zusätzliches Ziel die Untersuchung von alternativen Auslegungsverfahren basierend auf dem analytischen Ansatz des Streamline-Tracing untersucht und die Vor- und Nachteile dieser Methoden gegenüber dem für den neuen 3D-Einlauf gewählten Ansatz. Das Augenmerk liegt hierbei zum einen im praktischen Aspekt der Anwendbarkeit der Verfahren und dem dafür nötigen Arbeitsaufwand. Zum anderen werden auch die damit erzielten Geometrien und deren Leistungsvermögen betrachtet.

## 1.5 Gliederung der Arbeit

Die Darstellung der Arbeiten zum Erreichen der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Zielsetzungen gliedert sich wie folgt. In Kapitel 2 wird zunächst auf die technischen und physikalischen Grundlagen eingegangen, deren Verständnis zum Bearbeiten des Themas notwendig ist. Die Auslegung des Einlaufs mittels einer CFD-Parameterstudie ist in Kapitel 3 beschrieben. In diesem werden zunächst die genauen Anforderungen an den Einlauf definiert, auf deren Basis im Anschluss die Parameter und die daraus entstehenden möglichen Konfigurationen bestimmt werden. Die numerischen Methoden, mit denen dann die optimale Konfiguration ermittelt wird, werden ebenfalls erläutert und es wird auf die Verlässlichkeit der Vorhersagen eingegangen. Das darauf folgende Kapitel 4 widmet sich der Beschreibung der experimentellen Methoden, d.h. des Windkanals H2K, der Windkanalmodelle sowie der verwendeten Messtechniken, bei denen sowohl auf die Theorie als auch die Anwendung und die Genauigkeiten eingegangen wird.

In den Kapiteln 5 und 6 werden die experimentellen Ergebnisse diskutiert. In ersterem werden die Voruntersuchungen mit dem Einlaufmodell GK-01 behandelt. Darin werden die hinsichtlich der Auslegung des neuen Einlaufs relevanten Erfahrungen mit verschiedenen Arten der Seitenwandkompression und der Variation der Innenkontraktion dargestellt. Das Kapitel 6 präsentiert dann die Ergebnisse der Versuche mit dem neuen 3D-Einlauf. Dieses ist unterteilt nach den verschiedenen untersuchten Aspekten und deren Auswirkungen auf das Strömungsfeld. Dies sind das Startverhalten, die Innenkontraktion, Flugbahnwinkel sowie die Änderung des Trajektorienpunktes in Form der Variation der Reynoldszahl. Kapitel 7 betrachtet die Analyse alternativer Auslegungsverfahren im Vergleich zur hier angewandten Auslegungsstrategie. Im abschließenden Kapitel 8 werden die wesentlichen Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst sowie Vorschläge für zukünftige Untersuchungen gegeben.

## 2 Funktionsweise des Scramjet-Triebwerks

Luftatmende Antriebe allgemein grenzen sich gegenüber Raketenantrieben dadurch ab, dass sie den für die Verbrennung nötigen Sauerstoff aus der Atmosphäre aufnehmen und somit keinen Oxidator mitführen müssen. Innerhalb der luftatmenden Antriebe kann man zunächst allgemein Staustrahltriebwerke von Turbostrahltriebwerken unterscheiden, da erstere über kein aktives System zur Verdichtung des ankommenden Luftstroms verfügen, sondern die Kompression auf das in der Brennkammer benötigte Druckniveau alleine durch die Verzögerung der Strömung, bedingt durch die Geometrie des Vorkörpers und des Einlaufs, erreicht wird. Scramjets, also Staustrahltriebwerke mit Überschallverbrennung, unterscheiden sich von konventionellen Staustrahltriebwerken lediglich in der Formgebung des Einlauf- und Isolatorbereichs: Bei letzteren ist die Geometrie derart gestaltet, dass sich ein abschließender senkrechter Stoß bildet, der die Strömung auf Unterschall verzögert, in welchem auch die Verbrennung stattfindet. Im Anschluss wird die Strömung in einer konvergent-divergenten Düse wieder auf Überschall beschleunigt. Ab einer Flugmachzahl im Bereich von  $Ma = 5 - 6$  würde die Verzögerung auf Unterschall jedoch zu starke Verluste bedeuten, weshalb man bei Scramjets die komplette Triebwerksströmung inklusive der Verbrennung im Überschall hält [95].

Staustrahltriebwerke sind aus Systemsicht deutlich einfacher aufgebaut als Raketen- oder Turbostrahltriebwerke. Im Vergleich zu Raketenantrieben ist keine Versorgung der Brennkammer mit dem Oxidator nötig, wodurch sowohl ein komplexes Zuleitungssystem mit Hochdruckpumpen als auch das Lagersystem für den Oxidator bzw. dessen Lagerung überflüssig wird und so auch enorme Gewichtsersparnisse bringt. Im Vergleich zu Turbostrahltriebwerken ist keine aktive Verdichtung nötig und folglich auch kein komplexes Subsystem mit rotierenden Teilen bestehend aus Verdichter- und Turbinenstufen.

Ein Scramjet-Triebwerk besteht aus den drei Subsystemen Einlauf, Brennkammer und Düse. Der allgemeine Aufbau mit Bezeichnung der einzelnen Stationen gemäß der Konvention von Heiser und Pratt ist in Abbildung 2.1 zu sehen [95]. Die Bezeichnungen der einzelnen Referenzpunkte sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Je nach Konfiguration können dabei einzelne Stationen entfallen, z.B. wenn es nur externe oder interne Kompression oder keinen Vorkörper gibt.

Die Nummern der einzelnen Stationen werden auch als Indizes zur Kennzeichnung der Zustände an den jeweiligen Positionen verwendet.  $p_{01}$  bezeichnet folglich den Druck nach dem Vorderkantenstoß des

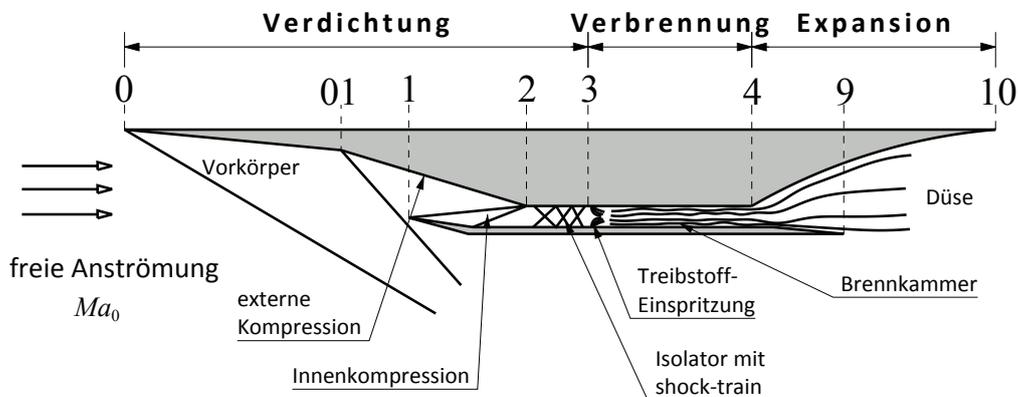


Abb. 2.1: Schematische Darstellung eines Scramjet-Antriebs mit Vorkörper sowie einem Einlauf mit gemischter externer und interner Kompression

Referenzpunkt	Bezeichnung
0	freie Anströmung Beginn des Vorkörpers und der externen Kompression
01	Beginn des externen Teils des Einlaufs
1	Einlauflippe: Ende der externen und Beginn der internen Kompression
2	Ende des konvergierenden Teil des Einlaufs, Beginn des Isolators
3	Schnittstelle von Isolator und Brennkammer
4	Ende der Brennkammer und Beginn der Expansion in der Düse, zunächst intern
9	Ende des internen Strömungskanals, Beginn der externen Expansion
10	Ende der Düse und der externen Expansion

Tab. 2.1: Bezeichnung der Referenzpunkte eines Scramjet-Antriebs gemäß der Prinzipskizze in Abbildung 2.1

Vorkörpers bzw. Fahrzeugs oder  $T_3$  die Temperatur am Eintritt in die Brennkammer. Der Zustand 0 der freien Anströmung wird zur Vermeidung der Verwechslungsgefahr mit den totalen Zustandsgrößen in der Regel mit dem Index  $\infty$  bezeichnet.

Der Einlauf muss, ganz allgemein gesprochen, die Strömung so aufbereiten, dass die Bedingungen für die Überschallverbrennung in der anschließenden Brennkammer erfüllt werden. Dort wird der Treibstoff eingespritzt, mit der Triebwerksströmung vermischt und verbrannt, und der Strömung somit die Energie zugeführt, die benötigt wird, damit bei der anschließenden Expansion in der Schubdüse positiver Schub erzeugt werden kann.

Die Leistungsfähigkeit eines Scramjet-Triebwerks kann mit der Gesamteffizienz  $\eta_o$  angegeben werden, die sich aus dem thermischen Wirkungsgrad  $\eta_{th}$  und dem Antriebswirkungsgrad  $\eta_p$  zusammensetzt.  $\eta_{th}$  ergibt sich aus dem Wirkungsgrad  $\eta_{tc}$  des thermodynamischen Kreisprozesses für das Triebwerk und dem Verbrennungswirkungsgrad  $\eta_b$  [95]:

$$\eta_{th} = \eta_{tc} \cdot \eta_b = \frac{V_{10}^2 - V_0^2}{2 \cdot f h_{PR}} \quad (2.1)$$

Durch den Antriebswirkungsgrad wird berücksichtigt, dass der Massenfluss nicht konstant bleibt, sondern der Treibstoff hinzukommt:

$$\eta_p = \frac{2}{\frac{V_{10}}{V_0} - 1} = \frac{2}{\sqrt{\eta_{th} \cdot \frac{2fh_{PR}}{V_0^2} + 1} + 1} \quad (2.2)$$

Damit ergibt sich für den Gesamtwirkungsgrad:

$$\eta_o = \eta_{th} \cdot \eta_p = \frac{2 \left( \frac{V_{10}}{V_0} - 1 \right)}{\frac{2fh_{PR}}{V_0^2}} = \frac{2 \left( \sqrt{\eta_{th} \cdot \frac{2fh_{PR}}{V_0^2} + 1} - 1 \right)}{\frac{2fh_{PR}}{V_0^2}} \quad (2.3)$$

$f$  bezeichnet dabei das Treibstoff-zu-Luft-Verhältnis und  $h_{PR}$  die Verbrennungsenthalpie des verwendeten Treibstoffs.

## 2.1 Der Einlauf

Die Aufgabe des Einlaufs, „Aufbereitung der Strömung“, bedeutet, dass dieser die Brennkammer mit einem ausreichend hohen Massenstrom bei den für Überschallverbrennung benötigten Bedingungen versorgen muss. Von der ankommenden Strömung muss also eine ausreichende Menge an Luft eingefangen und so verdichtet werden, dass die gewünschte Einströmmachzahl in die Brennkammer und die nötigen Druck- und Temperaturverhältnisse erreicht werden. Dabei sollen gleichzeitig auch höchstmögliche Wirkungsgrade erzielt werden, da die Qualität, mit der der Einlauf seine Aufgabe erfüllt, entscheidend für

den Gesamtwirkungsgrad des kompletten Triebwerks ist [95]. Um diese Ziele zu erreichen, wurden in der Vergangenheit zahlreiche Möglichkeiten entwickelt, die im nächsten Abschnitt kurz erläutert werden. Hier werden zunächst anhand des weit verbreiteten Beispiels eines zweidimensionalen Rampeneinlaufs mit gemischter interner und externer Verdichtung, wie er in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt ist, die grundlegenden Mechanismen erläutert und einige standardmäßige Definitionen eingeführt. Die genauere Betrachtung der strömungsmechanischen Abläufe in der Einlaufströmung erfolgt dann in Abschnitt 2.3.

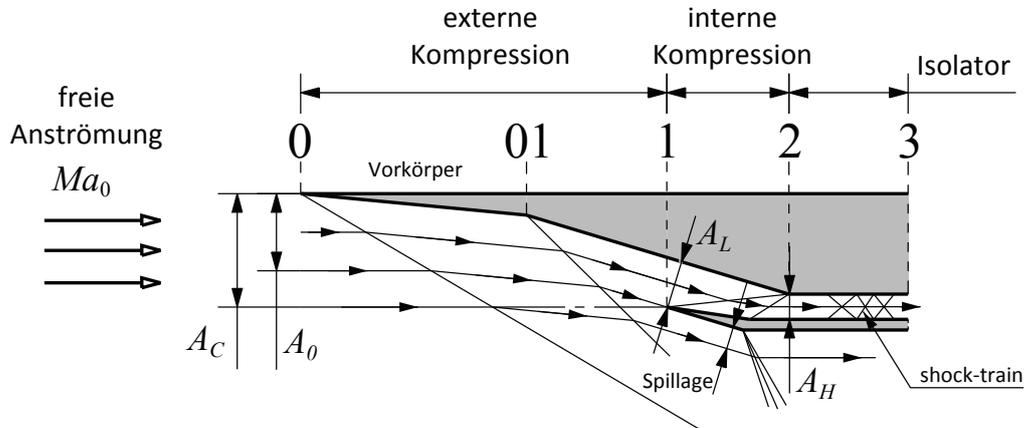


Abb. 2.2: Schematische Darstellung eines zweidimensionalen Rampeneinlaufs

Die Verdichtung in Scramjet-Einläufen passiert nahezu immer völlig oder zu einem sehr großen Teil durch schräge Verdichtungsstöße. Dabei wird die ankommende Strömung durch die Stöße, die an der Vorderkante des Vorkörpers und den Rampen im externen Bereich entstehen, abgelenkt. Um, wie es in der Regel wünschenswert ist, im Isolator und der Brennkammer wieder eine zur Anströmung parallele Strömung zu haben, muss sie an der Haube durch einen einzelnen Lippenstoß oder mehrere Stöße von der Haubenlippe und weiteren Umlenkecken im internen Strömungskanal wieder in Richtung der Anströmung ausgerichtet werden. Im Idealfall ist der Einlauf so ausgelegt, dass sich der bzw. die Lippenstöße an der Expansionskante am Ende der letzten Kompressionsrampe auslösen. Durch die Lippenstöße wird die Strömung weiter verdichtet und der Strömungskanal weiter verengt. Dies wird auch als Innenverdichtung bzw. -kontraktion bezeichnet. Als Maß für den Umfang, in welchem sich der Strömungskanal im internen Bereich weiter verkleinert, wird das Innenkontraktionsverhältnis

$$I = \left( \frac{A_L}{A_H} \right) = \left( \frac{A_1}{A_2} \right) \quad (2.4)$$

verwendet, zwischen dem Querschnitt  $A_L$  auf Höhe der Einlauflippe bzw. des Haubenschließungspunktes, falls die Lippe nicht gerade ist, und dem engsten Querschnitt  $A_H$  im Hals des Einlaufs, welche normalerweise mit den Strömungsquerschnitten  $A_1$  und  $A_2$  gemäß der im vorhergehenden Abschnitt aufgeführten Konvention zusammenfallen. Zu beachten ist dabei, dass der Strömungsquerschnitt stets senkrecht zur Strömungsrichtung steht. Das Verhältnis der Stirnfläche  $A_C$  des Einlaufs und des Halsquerschnitts ist das (geometrische) Gesamtkontraktionsverhältnis  $OCR$ :

$$OCR = \frac{A_C}{A_H} \quad (2.5)$$

Dieses gibt jedoch nur die rein geometrischen Verhältnisse wieder, jedoch keine generelle Aussage über die tatsächliche Kontraktion der Strömung, da nicht gesagt ist, dass der Massenstrom durch die Stirnfläche auch derjenige ist, den der Einlauf einfangen und in die Brennkammer leiten kann. Die Größe des Querschnitts, der die tatsächlich vom Einlauf eingefangene Stromröhre begrenzt, wird als Fangquerschnitt  $A_0$  bezeichnet. Der Zusammenhang zwischen diesem Fangquerschnitt, in dem der Strömungszustand den Anströmbedingungen entspricht und denjenigen im Halsquerschnitt bzw. dem Eintrittsquerschnitt der Brennkammer kann über die Massenerhaltung für den Brennkammer-Massenstrom  $\dot{m}_{Bk}$  des Triebwerks

hergestellt werden:

$$\dot{m}_{Bk} = A_{Bk} \cdot \rho_{Bk} \cdot V_{Bk} = A_H \cdot \rho_H \cdot V_H = A_0 \cdot \rho_\infty \cdot V_\infty \quad (2.6)$$

Als Maß für die Kontraktion der tatsächlich durch den Einlauf strömenden Luft wird dann das als effektiv oder aerodynamisch bezeichnete Kontraktionsverhältnis  $OCR_{eff}$  verwendet:

$$OCR_{eff} = \frac{A_0}{A_H} \quad (2.7)$$

Allerdings ist auch für das aerodynamische Kontraktionsverhältnis einzuschränken, dass kein genereller Zusammenhang zwischen diesem und dem Kompressionsverhältnis  $\Pi_{st}$  existiert.

Da bei einem Staustrahltriebwerk keine Systeme existieren, um aktiv eine Sogwirkung auf die ankommende Strömung zu bewirken wie bei Turbostrahltriebwerken, ist der maximale Fangquerschnitt gleich der projizierten Stirnfläche  $A_{0,max} = A_C$  des Einlaufs. Dies würde aber nur im theoretischen Fall der Shock-on-lip-Bedingung auftreten oder wenn die Vorderkanten- und Rampenstöße unter die Haube gehen. Da diese Fälle in der Praxis aber als sehr unvorteilhafte Betriebspunkte angesehen werden (vgl. Abschnitte 2.3.3, 2.3.5 und 6.3), werden Einläufe normalerweise so ausgelegt, dass die Stöße an der Lippe vorbeigehen und, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, ein Teil der ankommenden Strömung verloren geht. Dieser Anteil wird Verlust- oder Spillage-Massenstrom  $\dot{m}_{Sp}$  genannt. Dazu ist das Massenfangverhältnis  $MCR$  definiert als:

$$MCR = \frac{\dot{m}_{Bk}}{\dot{m}_0} = \frac{\dot{m}_0 - \dot{m}_{Sp}}{\dot{m}_0} \quad (2.8)$$

Zu beachten ist, dass das Ziel eines zuverlässigen Betriebs, welches durch das Spillage verbessert wird, sowie das Streben nach möglichst hoher Effizienz in der Regel im Widerspruch zueinander stehen, da durch das Spillage auch Effizienzeinbußen aufgrund des erhöhten Widerstandes bedingt werden. Somit sollte der Verlustmassenstrom so gering wie möglich gehalten werden, solange ein sicherer Betrieb möglich ist [95].

Bei der Charakterisierung eines Einlaufs wird untersucht, wie sich verschiedene Änderungen am Betriebspunkt auf die Leistungsfähigkeit des Einlaufs und die Zustandsgrößen der Strömung am Brennkammereintritt auswirken. Dies kann die Änderung der Anströmung aufgrund von Flugbahnwinkeln, geänderter Flughöhe und folglich unterschiedlicher statischer Bedingungen oder anderer Fluggeschwindigkeiten und somit verändertem Totalzustand der Anströmung sein. Dazu wird jeweils bestimmt, wie sich verschiedene Leistungsparameter verändern. Grundsätzlich zu beachten, hinsichtlich der Vergleichbarkeit von Resultaten, ist jedoch, wie der für die Leistungsanalyse gewählte Bereich definiert ist, da es hierfür keine Vorgaben gibt, bzw. auch von der Konfiguration abhängt. Es kann beispielsweise alleine der Kompressionsbereich des Einlaufs bis zum Halsquerschnitt bei Station 2 oder der Einlauf inklusive des Isolators bis Station 3 bewertet werden. Ebenso kann der Vorkörper bei der Analyse fehlen oder auch gar nicht existent sein.

Für den Massenstrom ist bei der Charakterisierung vor allem zu ermitteln, wie sich der eingefangene und somit der Brennkammer zur Verfügung stehende Massenfluss bei unterschiedlichen Betriebszuständen, besonders bei Flugbahnwinkeln, ändert. In diesem Fall variieren die Stirnfläche und dementsprechend auch der Fangquerschnitt. Für eine sinnvolle Vergleichbarkeit unterschiedlicher Bedingungen wird zur Bildung des Massenfangverhältnisses dennoch stets derselbe Referenzmassenstrom  $\dot{m}_0$  verwendet, was dazu führen kann, dass auch Werte von  $MCR > 1$  existieren können.

Weitere Leistungsparameter, anhand derer ein Einlauf beschrieben wird, sind die statischen Druck- und Temperaturverhältnisse  $\Pi_{st}$  bzw.  $\psi_{st}$ , definiert als die Quotienten der Werte am Isolatoraustritt und der freien Anströmung, wobei das Temperaturverhältnis experimentell nur schwer zu bestimmen ist:

$$\Pi_{st} = \frac{p_3}{p_\infty} ; \quad \psi_{st} = \frac{T_3}{T_\infty} \quad (2.9)$$

Diese beiden Parameter drücken dabei lediglich aus, wie stark die Strömung verdichtet wird, sagen jedoch nichts über die Effizienz des Verdichtungs Vorganges aus. Dazu werden in erster Linie das Totaldruckverhältnis

$$\pi_t = \frac{p_{t3}}{p_{t0}} \quad (2.10)$$

und der Wirkungsgrad der kinetischen Energie

$$\eta_{ke} = \frac{V_3'^2}{V_0^2} = \frac{h_{t3} - h_3'}{h_{t0} - h_0} \quad (2.11)$$

verwendet, wobei  $V_3'$  und  $h_3'$  die hypothetische Geschwindigkeit bzw. Enthalpie bezeichnen, die man bei isentroper Entspannung der Strömung im Isolatoraustritt auf Umgebungsdruck erhalten würde. Mit diesen Parametern kann abgeschätzt werden, wie groß die Verluste bei der Verdichtung sind. Das Totaldruckverhältnis hat für Scramjets keine so große Aussagekraft wie für Turbostrahltriebwerke oder Ramjets, da durch die hohen Totaltemperaturen im Hyperschall auch Hochtemperatureffekte eine Rolle spielen und der Totaldruck daher in theoretischen Arbeiten schwierig zu behandeln ist, wenn nicht mehr von einem idealen Gas ausgegangen werden kann. Da bei den „kalten“ Windkanalbedingungen, die im H2K vorherrschen, jedoch keinerlei Hochtemperatureffekte auftreten können, ist das Totaldruckverhältnis durchaus ein gut geeignetes Maß zur Bewertung verschiedener Einlaufkonfigurationen oder Betriebspunkte (vergleiche auch Kapitel 4.1.1 und 5.1 bzw. 6.1).

Dennoch wird zusätzlich auch der allgemein als praktikabler betrachtete Wirkungsgrad der kinetischen Energie verwendet, da dieser die kinetische Energie am Isolatoraustritt ins Verhältnis zur kinetischen Energie der Anströmung setzt und sich somit auf den statischen Zustand der Anströmung bezieht und nicht auf den Totalzustand. Bei diesem besteht die Schwierigkeit jedoch darin, dass die Werte allgemein sehr hoch sind, üblicherweise gilt  $0,90 < \eta_{ke} < 0,98$ , und sich starke Unterschiede in der Effizienz nur in geringen Änderungen der kinetischen Energieeffizienz widerspiegeln [95, 198].

Weitere Parameter, wie der adiabatische Kompressionswirkungsgrad, finden in der experimentellen Bewertung von Einläufen in der Regel keine Anwendung, da dafür stets die Messung der Strömungstemperatur  $T_3$  am Isolatoraustritt nötig wäre. Ausführliche Diskussionen zur theoretischen Leistungsbewertung von Scramjet-Einläufen können Heiser und Pratt [95], van Wie [232] und Smart [198] entnommen werden, wobei letzterer besonderes Augenmerk auf die Bedeutung bei der Einlaufauslegung legt (siehe auch Abschnitt 3.2).

## 2.2 Übersicht über verschiedene Einlauftypen

### 2.2.1 2D-Einläufe

Bei 2D-Einläufen erfolgt die Kompression durch schräge Stöße an einer oder mehreren Rampen sowie der Lippe und Haube des Einlaufs. Am weitesten verbreitet sind Einläufe mit gemischter Innen- und Außenverdichtung wie in Abbildung 2.2 bereits gezeigt. Im Vergleich dazu sind in Abbildung 2.3 auch Konfigurationen mit reiner interner oder externer Kompression abgebildet. Für letztere sind zwei Beispiele dargestellt: Zum einen der Fall mit Verdichtung durch die Stöße der Einlauf rampen und zum anderen derjenige der isentropen Verdichtung an einer konturierten Kompressionsfläche. Die Einläufe sind dabei jeweils im theoretischen Idealfall mit shock-on-lip-Bedingung dargestellt.

Wie die Abbildungen zeigen, ist es bei reiner externer Kompression nicht möglich, in der Brennkammer eine zur Anströmung parallele Strömung zu haben. Dies bedeutet außerdem, dass die Außenströmung außerhalb des Fangquerschnitts an der äußeren Oberfläche der Haube umgelenkt wird und so einen erhöhten Widerstand produziert. Bei Einläufen mit isentropen Kompressionsflächen ist das Problem, dass diese eine sehr lange Lauflänge benötigen. Das macht diese Einläufe impraktikabel und erhöht zudem die Systemmasse. Auch die überströmte Oberfläche und damit der Reibungswiderstand erhöhen

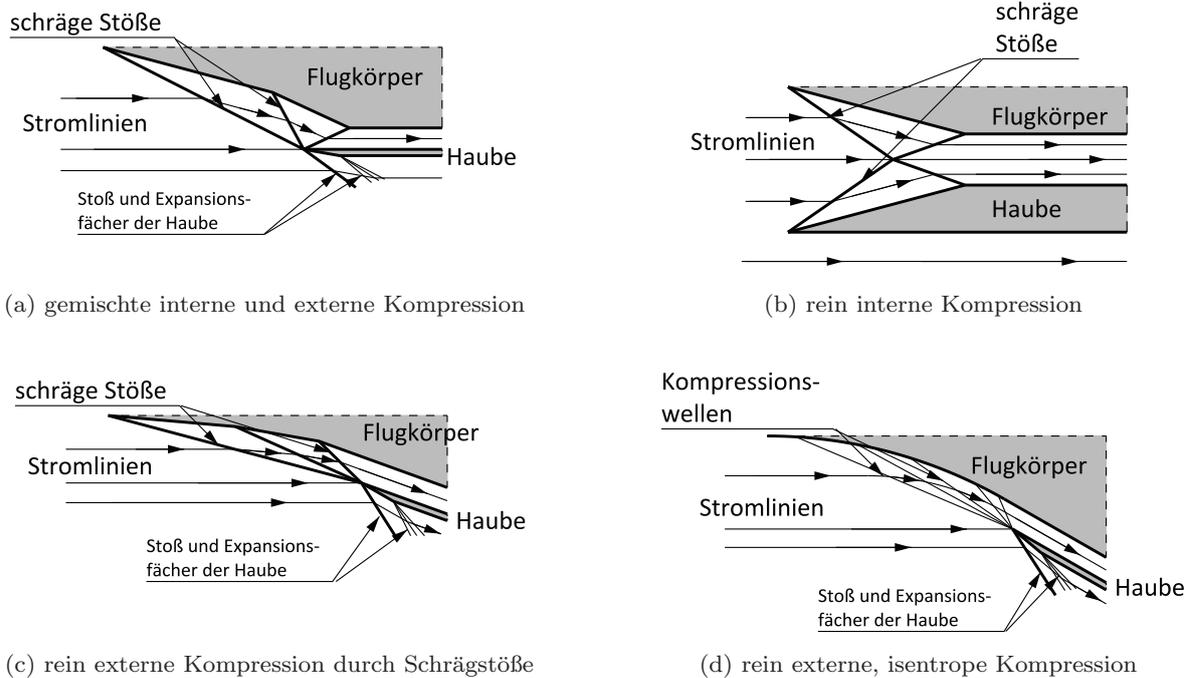


Abb. 2.3: Schematische Darstellung verschiedener Möglichkeiten von zweidimensionalen Hyperschalleinläufen

sich deutlich, wodurch die Vorteile, die durch die Eliminierung der Stoßverluste erlangt werden, zu einem großen Teil ausgeglichen werden [95]. Einläufe mit reiner Innenverdichtung wiederum sind nicht selbststartfähig. Daher werden bei 2D-Konfigurationen nahezu ausschließlich Einläufe mit gemischter Innen- und Außenverdichtung verwendet.

Ein gewichtiger Grund, warum derartige Einläufe vor allem in der Vergangenheit sehr weit verbreitet waren, liegt auch in den relativ einfachen Möglichkeiten zur Auslegung solcher Konfigurationen. Eine detaillierte Erläuterung der Entwurfsmethodik ist beispielsweise in der Beschreibung der Auslegung des Einlaufs der ersten LAPCAT-Mach-8-Konfiguration gegeben [81]. Durch einfache theoretische Überlegungen kann zunächst eine grobe Vorauslegung vorgenommen werden. Das bedeutet in erster Linie, festzulegen, wie viele Rampen- und Lippenstöße erzeugt werden sollen. Mit einfachen numerischen Analysen können die Winkel der Rampen und Haube leicht nach dem Kriterium von Oswatitsch optimiert werden, so dass alle Rampen- und Lippenstöße gleich hohe Stoßverluste erzeugen, wodurch diese in der Gesamtheit minimiert werden [76]. Eine genauere Analyse kann mit Hilfe der Methode der Charakteristiken (MOC) nach Anderson erfolgen [14]. Zu beachten ist jedoch, dass dies eine rein reibungsfreie Auslegungsmethode darstellt und der Reibungseinfluss mittels CFD-Rechnung untersucht werden muss. Auch der 2D-Einlauf der ersten GRK-Generation wurde auf diese Weise ausgelegt [90].

Auch wenn die aktuellen und auch künftigen Entwicklungen im Bereich der Einläufe immer stärker hin zu 3D-Geometrien gehen, wurden gerade bei zahlreichen Flugversuchen in den letzten Jahren 2D-Einläufe eingesetzt, so z.B. bei der X-51 [92], X-43 [140] und auch den HyShot-Flügen [199].

### 2.2.2 3D-Einläufe

In den letzten Jahren gehen die Forschungen im Bereich von Hyperschalleinläufen immer mehr hin zur Verwendung von dreidimensionalen Geometrien. Dabei gibt es hauptsächlich drei Möglichkeiten: 3D-Einläufe mit ebenen Verdichtungsrampen, rotationssymmetrische Einläufe und sogenannte streamline-traced Einläufe, die in der Regel über konturierte Kompressionsflächen verfügen. Bei 3D-Konfigurationen erfolgt die Verdichtung nicht nur in vertikalen Ebenen durch die konvergierenden Einlauframpen, sondern auch in horizontalen Ebenen durch die zusammenlaufenden Seitenwände. Der Strömungskanal wird von

allen Seiten gleichzeitig und somit schneller verengt und komprimiert. Dies bietet etliche Vorteile [95]:

- kompaktere und leichtere Bauweise
- kleinere Rampenwinkel ausreichend, dadurch schwächere Stöße
- weniger stoßinduzierte Ablösung durch schwächere Stöße sowie geringere Umlenkung im Hals
- Absaugung in der Regel nicht nötig (Reduktion der Systemkomplexität)
- verbessertes Startverhalten (siehe Abschnitt 6.3)
- höhere Effizienz (geringere Totaldruckverluste und höhere Wirkungsgrade)
- ermöglicht die Integration mehrerer Antriebe nebeneinander

Dem letzten Punkt ist jedoch entgegenzuhalten, dass 2D-Einläufe theoretisch beliebig verbreitert werden können, was jedoch durch die strukturelle Integrität begrenzt ist. Diesen Vorteilen gegenüber steht als größter Nachteil ein in meisten Fällen deutlich inhomogeneres Strömungsfeld bei 3D-Einläufen. Zudem ist ihre Auslegung deutlich komplexer.

### 2.2.3 Ebene 3D-Einläufe

Mit ebenen 3D-Einläufen sind Einläufe gemeint, bei denen die Kompression im Einlaufbereich komplett oder teilweise durch konvergierende Seitenwände erreicht wird, wobei aber weiterhin alle Flächen eben sind, wie in Abbildungen 2.4(a) und 2.4(b) skizziert ist.

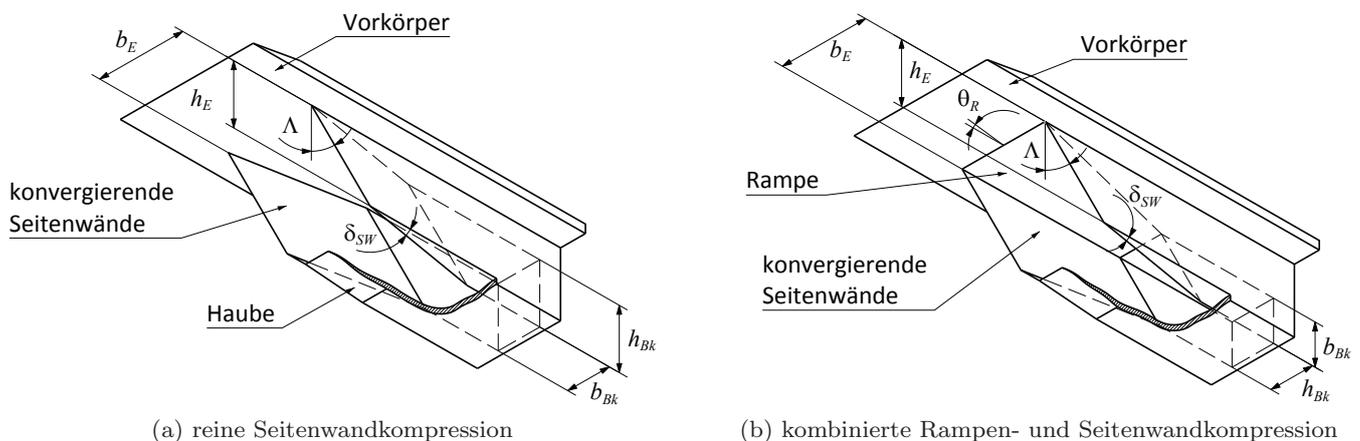


Abb. 2.4: Ebene 3D-Einläufe

Dabei bezeichnen  $h_E$  und  $b_E$  bzw.  $h_{Bk}$  und  $b_{Bk}$  die Höhe und Breite des Einlaufs respektive des Querschnitts am Brennkammereintritt.  $\delta_{SW}$  bezeichnet den Konvergenzwinkel der Seitenwände,  $\Lambda$  den Pfeilungswinkel der Vorderkanten und  $\theta_R$  den Winkel der Einlauframpe beim zweiten Fall. Diese Rampe ist hinsichtlich der Geometrie der einzige Unterschied zwischen den beiden Einläufen. Für die Strömungsstruktur ergeben sich dadurch jedoch fundamentale Unterschiede. Durch den zusätzlichen, von der Rampe induzierten Stoß, ergeben sich weitere Interaktionen mit den Seitenwandstößen, und die ohnehin komplexe Eckenströmung wird nochmals komplizierter. Auf die genauen Unterschiede wird in Abschnitt 2.3.6 eingegangen.

Beim ersten Typ ist die Verdichtung in den vertikalen und horizontalen Ebenen voneinander entkoppelt, da der Vorkörperstoß am Einlauf vorbeigeht und somit im Einlauf nur die Seitenwandstöße auftreten. Für derartige Konfigurationen wurden von Holland in den 90er Jahren zahlreiche Untersuchungen zu unterschiedlichen Aspekten wie der Strömungsstruktur, Druckverteilungen und internen

Stoß-Wechselwirkungen in solchen Einläufen, sowie parametrische Studien zum Einfluss verschiedener Parameter, wie dem Kontraktionsverhältnis, Reynoldszahl, der Position der Haubenlippe oder dem Pfeilungswinkel durchgeführt [104 - 114].

Einläufe, bei denen die Rampen- und Seitenwandkompression gleichzeitig stattfindet, wurden beispielsweise von Goonko experimentell untersucht [78, 80], wobei bei diesen in Abweichung zu Abbildung 2.4(b) kein Vorkörper vorhanden ist. Der in dieser Arbeit entwickelte und untersuchte GK-3D-Einlauf, dessen Auslegung in Kapitel 3 ausführlich beschrieben ist, ist vom Grundtyp her ebenfalls zu dieser Art Einläufe zu zählen. Auch im Rahmen des dem GRK angegliederten DFG-Projekts zur Untersuchung eines Gesamtmodells unter Flugbedingungen in den Windkanälen des ITAM wird ein derartiger 3D-Einlauf mit Einfachrampe ohne Vorkörper verwendet. Zu seiner Auslegung wurden an der RWTH Aachen zahlreiche numerische Untersuchungen unternommen [173 - 176] (siehe dazu auch Abschnitt 1.2.1).

## 2.2.4 Rotationssymmetrische Einläufe

Rotationssymmetrische und halb-rotationssymmetrische Einlaufgeometrien wurden vor allem in der frühen Phase der Scramjet-Forschung in Betracht gezogen. Vor allem die Schwierigkeiten der Integration von Antrieb und Fahrzeug führten jedoch dazu, dass man sich in erster Linie auf die bereits beschriebenen 2D- und 3D-Konfigurationen konzentrierte. Lediglich das in Kapitel 1.2.3 beschriebene SCRAMSPACE-Projekt ist ein aktuelles Programm, bei dem ein rotationssymmetrischer Scramjet zum Einsatz kommt.

Die häufigsten Beispiele für rotationssymmetrische Einläufe stellen Geometrien mit kegeligem Zentralkörper und Busemann-Einläufe dar, wie sie in den Bildern 2.5(a) und 2.5(b) abgebildet sind. Diese werden auch als 2D-rotationssymmetrisch bezeichnet, da es sich im Prinzip um zweidimensionale Konfigurationen handelt, die um ihre jeweilige Längsachse gedreht werden. Je nachdem, ob die Strömung durch den Zentralkörper nach außen, oder durch die Außenhülle der Haube nach innen abgelenkt wird, werden diese Einläufe auch „nach außen umlenkend“ oder „nach innen umlenkend“ genannt. Der entscheidende Unterschied zwischen beiden Konfigurationen liegt in dem durch die Einlaufgeometrie bedingten Brennkammerquerschnitt. Bei Busemann-Einläufen ist die Brennkammer zylindrisch, während sie bei nach außen umlenkenden Einläufen einen ringförmigen Querschnitt um den Zentralkörper hat.

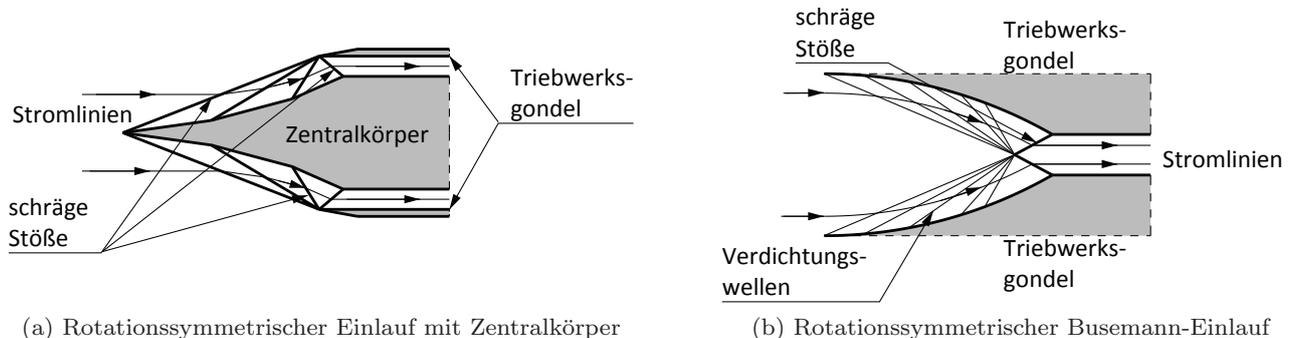


Abb. 2.5: Rotationssymmetrische Einläufe: Nach außen (links) und innen (rechts) umlenkende Konfigurationen

Analog zu 2D-Einläufen mit gemischter interner und externer Kontraktion kann bei nach außen umlenkenden Einläufen eine unterschiedliche Anzahl an externen und internen Stößen generiert werden, je nachdem, wie viele Abschnitte mit verschiedenen Öffnungswinkeln der Zentralkörper besitzt, bzw. ob die Umlenkung an der Haube durch einen oder mehrere Stöße erfolgt. Ein Spezialfall der nach außen umlenkenden Einläufe stellt der sogenannte Oswatitsch-Einlauf dar, bei dem der Zentralkörper mit einer Kontur für isentrope Kompression versehen ist [232].

Bei einem reinen Busemann-Einlauf findet die Verdichtung komplett isentrop statt. Ein großer Unterschied zu allen bisher behandelten Geometrien besteht darin, dass die Umlenkung, mit der die Strömung in den Isolator geleitet wird und dort auch wieder parallel zur Anströmung ist, nicht durch von der Haubenlippe

induzierte Stöße geschieht, sondern durch frei schwebende Stöße, die durch die Zusammenführung der Strömung aufgrund der konvergierenden Wände entstehen [232].

Wie bei 2D-Einläufen mit isentroper externer Verdichtung besteht auch bei Busemann-Einläufen das Problem, dass die Kompressionsflächen extrem lang sind. Daher werden auch abgeschnittene Busemann-Einläufe untersucht, bei denen die Vorderkante einen definierten Winkel besitzt und somit einen Stoß generiert, und die isentrope Kompression erst nach diesem Vorderkantenstoß beginnt.

Ein großes Problem stellt auch das Starten derartiger Einläufe dar. Analog zu 2D-Einläufen mit reiner Innenkompression ist auch bei Busemann-Einläufen die Innenkontraktion zu hoch, als dass der Einlauf selbststartend sein könnte. Deshalb muss ein solcher Einlauf über einen Startmechanismus verfügen. Für die Konfiguration eines abgeschnittenen Busemann-Einlaufs untersuchten Ogawa et al. verschiedene Methoden zum Starten des Einlaufs. Dies waren unter anderem das Zerbersten einer Membran vor dem Einlauf und damit einhergehend die Schaffung instationärer Strömungsphänomene sowie die Verwendung adaptiver Geometrien, bei denen entweder die Kontur so geändert werden kann, dass die Innenkontraktion verringert wird, oder Türen vor der Einlauf-Eintrittsfläche existieren, die schnell beiseite gezogen werden. Auch diverse Vorrichtungen zur Grenzschichtabsaugung wurden betrachtet [161].

### 2.2.5 Streamline-traced 3D-Einläufe

Ein großes Problem bei den zuvor genannten ebenen 3D-Einläufen liegt darin, dass keine analytische Auslegungsmethode für diese verfügbar ist und, wie es in dieser Arbeit gemacht wurde, die Auslegung mit enormem Aufwand durch parametrische Studien erfolgen muss. Daher wird in letzter Zeit vermehrt auf das Verfahren des Streamline-Tracing gesetzt [192]. Hierbei wird zunächst ein Strömungsfeld für die geforderten Eigenschaften konstruiert (Druckverhältnis, Anströmbedingungen etc.). Im Anschluss daran wird in diesem Strömungsfeld der Verlauf von Stromlinien berechnet, die eine vorgegebene Fläche begrenzen. Dies kann im Grunde jeder beliebige Querschnitt des Einlaufs sein, der für einen speziellen Fall vorgegeben ist. Meistens ist dies der Querschnitt des Brennkammereintritts. Der Verlauf dieser Stromlinien bestimmt dann, welche Form der Einlauf für die gewünschten Anforderungen haben muss. Diese Technik ist nicht auf die Auslegung von Einläufen begrenzt, sondern kann auch für Formgebung von gesamten Flugkörpern verwendet werden [31]. Zu beachten ist jedoch, dass viskose Effekte dadurch nicht berücksichtigt werden, sondern die Stromlinien alleine die Form der reibungsfreien Stromröhre wiedergeben. Den Einflüssen der Grenzschichten muss daher anderweitig Rechnung getragen werden.

Beispiele für Kompressions-Strömungsfelder als Basis des Streamline-Tracing sind Busemannströmungen (meist mit einem initialen Vorderkantenwinkel) oder umgekehrte Düsen-Expansionsfelder. In erstgenannten können z.B. modulare Busemann-Einläufe erzeugt werden, die im Prinzip den Ausschnitt eines Quadranten aus einem normalen Busemann-Einlauf darstellen, wie sie bei SCRAM verwendet wurden, siehe Abbildung 1.9 [30]. Bei Sugar-Scoop-Einläufen, wie in Bild 2.6(a), wird von einem normalen Busemann-Einlauf ein Teil der Kompressionsflächen zur Reduktion der Innenkontraktion schräg abgeschnitten [117]. Es sind aber auch Konfigurationen mit frei vorgegebenen Querschnitten möglich, wie z.B. mit dem für den GRK-Scramjet vorgegebenen Brennkammerquerschnitt in Abbildung 2.6(b) [82].

Um mehr Variabilität bzw. mehr Einflussnahme auf die Form des Einlaufs nehmen zu können, vor allem, um Anforderungen an die Integration mit Flugzeug oder Flugkörper zu erfüllen, ist es auch möglich, in einem Strömungsfeld mehrere Geometrien zu berechnen, die durch vorgegebene Querschnitte an verschiedenen Strömungsstationen bestimmt werden. Anschließend werden diese mittels Lofting-Algorithmen miteinander verschmolzen. Somit kann beispielsweise ein Einlauf ausgelegt werden, bei dem sowohl der Fang- als auch der Austrittsquerschnitt definiert sind. Ein Beispiel hierfür sind sogenannte REST-Einläufe, bei denen eine Querschnittstransformation von einem rechteckigen Fangquerschnitt auf einen elliptischen Brennkammerquerschnitt stattfindet (Rectangular-to-Elliptical-Shape-Transition), wie es Graphik 2.6(c) skizziert.

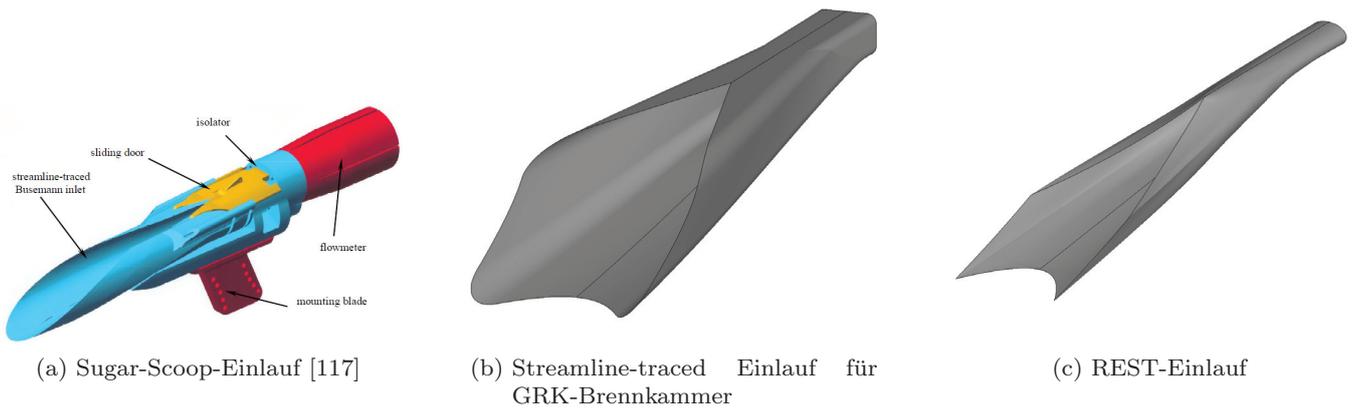


Abb. 2.6: Beispiele für mit Streamline-Tracing entworfene Einläufe

In Kapitel 7 wird auf das Auslegungsverfahren des Streamline-Tracing noch näher eingegangen. Dabei werden dessen Vor- und Nachteile gegenüber dem Vorgehen mit einer Parameterstudie ebenso thematisiert wie der Vergleich von mit diesem Verfahren erzeugten Konfigurationen untereinander sowie mit dem GK-3D-Einlauf. Diese Analyse erfolgt dabei auf Basis numerischer Ergebnisse.

## 2.3 Physikalische Grundlagen von Überschall- und Einlaufströmungen

Grundsätzlich wird die Strömung in einem Scramjet-Einlauf wie jede andere Kontinuumsströmung durch die Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben, welche auf den folgenden drei Grundprinzipien basieren:

1. Massenerhaltung
2. Änderung des Impulses ist gleich der Summe der wirkenden Kräfte (Newtonsches Prinzip)
3. Energieerhaltung

Die Herleitung dieser Gleichungen in verschiedenen Formen wird in zahlreichen Werken detailliert beschrieben, z.B. von Anderson [15, 17], und auch speziell für Anwendungen im Bereich von Hyperschall- bzw. Hochtemperaturströmungen von Bertin [27], Anderson [16] oder Hirschel [101]. Auf die Herleitung wird hier nicht näher eingegangen. In diesem Kapitel werden lediglich diejenigen Grundlagen beschrieben, die für die Thematik der Einlaufströmung und besonders die Auslegung des Einlaufs relevant sind. Dabei liegt auch ein besonderes Augenmerk darauf, inwieweit und in welchem Ausmaß die für Hyperschallströmungen typischen Phänomene im Bereich des Einlaufs bei den vorliegenden Bedingungen tatsächlich auftreten.

### 2.3.1 Reibungsfreie Strömung

#### Isentrope Zustandsänderungen

In der Realität sind reibungsfreie Vorgänge allgemein und isentrope im Besonderen nicht existent [16]. Dies wird durch den 2. Hauptsatz der Thermodynamik bestimmt. Jedoch gibt es zahlreiche Fälle, in denen die Vernachlässigung viskoser Effekte einen verschwindend geringen Einfluss auf die Genauigkeit der Ergebnisse hat, wie beispielsweise bei der Expansion einer Strömung in einer Düse. Für eine kompressible Strömung gelten bei Annahme eines idealen Gases die folgenden Beziehungen bei der Änderung von Zustand 1 zu Zustand 2:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left[ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_1^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.12)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_1^2} \quad (2.13)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \left[ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_1^2} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (2.14)$$

Der Zusammenhang zwischen den thermodynamischen Zustandsgrößen wird dabei durch die thermische Zustandsgleichung 2.15 mit der spezifischen Gaskonstante  $R_s$  beschrieben.

$$p = \rho R_s T \quad (2.15)$$

### Totalzustand

Als Totalzustand bezeichnet man denjenigen Zustand, den eine Strömung annehmen würde, wenn man sie isentrop auf  $Ma = 0$  verzögert. In diesem Fall wird die gesamte kinetische Energie des Fluids in innere Energie umgewandelt [15]. Die oben aufgeführten Gleichungen 2.12 bis 2.14 vereinfachen sich für diese Fälle zu:

$$\frac{p_t}{p} = \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.16)$$

$$\frac{T_t}{T} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \quad (2.17)$$

$$\frac{\rho_t}{\rho} = \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (2.18)$$

Dabei wird der Totalzustand mit  $Ma = 0$  mit dem Index „t“ gekennzeichnet. Die thermische Zustandsgleichung 2.15 ist dort weiterhin gültig.

### 2.3.2 Stoßwellen und Expansionsfächer

Befindet sich in einer Strömung ein Hindernis oder eine Störung, so breitet sich diese Information in der Strömung mit Schallgeschwindigkeit aus. Bei einer Überschallströmung kann folglich keine Informationsausbreitung stromauf mehr stattfinden, und die Strömung folglich auch nicht um das Hindernis herum gelenkt werden. Die Schallwellen sammeln sich dann kurz vor dem Hindernis und bilden eine dünne Stoßwelle aus, in der die Strömung schlagartig an das Hindernis angepasst wird. Dabei können sich, abhängig von den Anströmbedingungen und der Beschaffenheit des Hindernisses oder der Störung, unterschiedliche Arten von Stößen bilden. Von diesen wiederum hängen die Strömungsparameter nach dem Stoß ab, besonders, ob die Strömung dann weiterhin im Überschall ist oder auf Unterschall verzögert wird, sowie die Strömungsrichtung.

#### Senkrechter Verdichtungsstoß

Bei einem senkrechten Stoß wird die Strömung auf Unterschall verzögert. Diesen Charakter hat beispielsweise ein Teil der Stoßwelle vor einem stumpfen Körper. Das Strömungsfeld bei Umströmung eines stumpfen Körpers bzw. einer stumpfen Kante wird später noch genauer beschrieben, hier werden zunächst alleine die Änderungen der Strömungsparameter über den senkrechten Stoß hinweg dargelegt. Für die Machzahl  $Ma_2$  nach einem senkrechten Stoß gilt:

$$Ma_2^2 = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_1^2}{\gamma Ma_1^2 - \frac{\gamma-1}{2}} \quad (2.19)$$

Daraus wird ersichtlich, dass die Verzögerung durch den Stoß umso stärker ist, je höher die Anströmmachzahl  $Ma_1$  ist. Geht diese gegen Unendlich, nähert sich  $Ma_2$  dem Wert  $\sqrt{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \approx 0,378$  an. Im umgekehrten Fall, für  $Ma_1 = 1$  wird der Stoß unendlich schwach und  $Ma_2 = 1$ . Die Änderung der Zustandsgrößen durch

einen senkrechten Verdichtungsstoß hängen jeweils einzig von  $Ma_1$  ab und sind nach den Gleichungen 2.20 bis 2.22 [15]:

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma - 1} (Ma_1^2 - 1) \quad (2.20)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{h_2}{h_1} = \left[ 1 + \frac{2\gamma}{\gamma - 1} (Ma_1^2 - 1) \right] \left[ \frac{2 + (\gamma - 1)Ma_1^2}{(\gamma + 1)Ma_1^2} \right] \quad (2.21)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{(\gamma + 1)Ma_1^2}{2 + (\gamma - 1)Ma_1^2} \quad (2.22)$$

In einem Stoß finden starke Veränderungen über einen sehr kurzen Weg statt. Folglich sind die Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten sehr hoch, so dass sich durch viskose Effekte wie Dissipation ein Anstieg der Entropie gemäß Gleichung 2.23 ergibt:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R_s \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (2.23)$$

Unter Verwendung der Gleichungen 2.20 und 2.21 wird ersichtlich, dass auch dieser Entropieanstieg einzig von der Vorstoß-Machzahl  $Ma_1$  abhängt. Aus der Energiegleichung der Zustände vor und hinter dem Stoß kann hergeleitet werden, dass sich die Totaltemperatur über den Stoß nicht ändert und folglich  $T_{t1} = T_{t2}$  gilt. Für die Änderung des Totaldrucks  $p_t$  gilt dann

$$\frac{p_{t2}}{p_{t1}} = e^{-\frac{s_2 - s_1}{R_s}}, \quad (2.24)$$

was bedeutet, dass sich über den Stoß hinweg ein Totaldruckverlust ergibt [15].

### Schrägstoßbeziehungen

Wird eine Strömung an einer konkaven Ecke oder durch die scharfe Vorderkante eines Körpers umgelenkt, so bildet sich ein schräger Verdichtungsstoß aus, wie in Abbildungen 2.7(a) und 2.7(b) skizziert. Derartige Stoßwellen kommen in Scramjet-Triebwerken häufig vor. In vielen Einlauftypen, auch bei der in dieser Arbeit verwendeten Konfiguration, wird die Strömung durch schräge Stöße verdichtet. Außerdem geschieht die Anpassung des Drucks an den Brennkammerdruck im Isolator durch einen Shock-train aus schrägen Stößen (siehe Abschnitt 2.3.9). In einer ersten Iteration der Auslegung lassen sich verschiedene Strömungsparameter grob über Schrägstoßbeziehungen abschätzen, auch wenn dies bei einer dreidimensionalen Geometrie aufgrund der komplexen dreidimensionalen Interaktionen in der Strömung, wie in Abschnitt 2.3.6 beschrieben, schwierig ist. Für ein kalorisch ideales Gas sind die Strömungsgrößen nach dem Stoß Funktionen der Vorstoß-Machzahl  $Ma_1$  sowie dem Stoßwinkel  $\sigma$ , welcher mit dem Umlenkwinkel  $\theta$  aus Gleichung 2.25 bestimmt werden kann [16]:

$$\tan \theta = 2 \cot \sigma \left[ \frac{Ma_1^2 \sin^2 \sigma - 1}{Ma_1^2 (\gamma + \cos 2\sigma) + 2} \right] \quad (2.25)$$

Bei bekanntem Stoßwinkel  $\sigma$  können die Zustandsgrößen  $p_2$ ,  $T_2$  und  $\rho_2$  sowie die Machzahl  $Ma_2$  nach dem Stoß aus den Gleichungen 2.26 bis 2.29 berechnet werden.

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (Ma_1^2 \sin^2 \sigma - 1) \quad (2.26)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)Ma_1^2 \sin^2 \sigma}{(\gamma - 1)Ma_1^2 \sin^2 \sigma + 2} \quad (2.27)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (2.28)$$

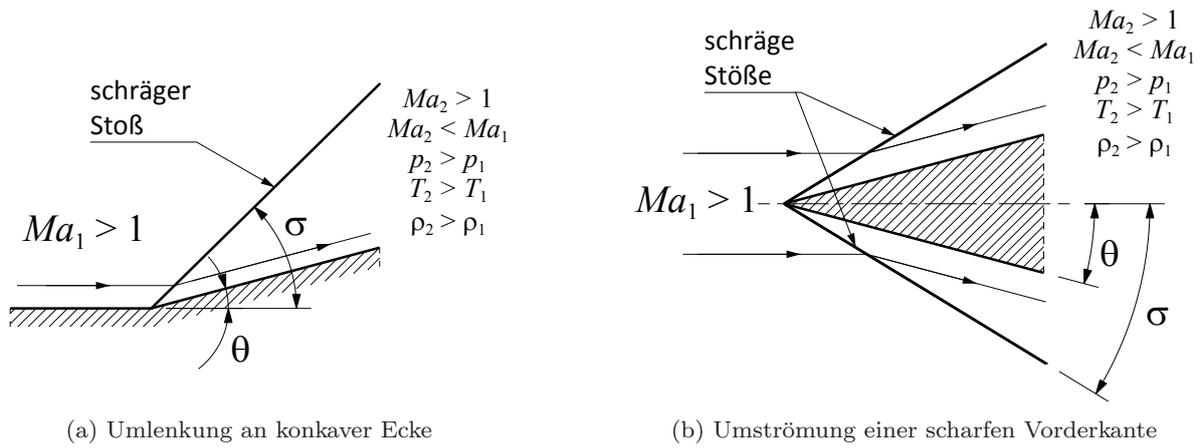


Abb. 2.7: Schräge Stöße bei der Umlenkung an einer konkaven Ecke (links) und der Umströmung einer scharfen Vorderkante (rechts)

$$Ma_2^2 \sin^2(\sigma - \theta) = \frac{Ma_1^2 \sin^2 \sigma + \frac{2}{\gamma-1}}{\frac{2\gamma}{\gamma-1} Ma_1^2 \sin^2 \sigma - 1} \quad (2.29)$$

Insgesamt lässt sich festhalten, dass der Stoßwinkel mit steigender Machzahl abnimmt und mit dem Umlenkwinkel ansteigt. Für die Änderung der Totalgrößen und der Entropie haben bei einem schrägen Stoß dieselben Beziehungen Gültigkeit wie bei einem senkrechten Stoß [17]. Bezüglich der Totalzustände gilt für einen schrägen Stoß ebenso wie beim senkrechten, dass sich ein Totaldruckverlust gemäß Gleichung 2.24 ergibt, die Totaltemperatur jedoch konstant bleibt.

### Abgelöste und gewölbte Stöße

Der im vorherigen Abschnitt beschriebene Zusammenhang zwischen der Anströmmachzahl  $Ma_1$ , dem Umlenkwinkel  $\theta$  und dem Stoßwinkel  $\sigma$  kann auch sogenannten  $\theta$ - $\sigma$ - $Ma$ -Diagrammen entnommen werden, z.B. aus [1]. Aus diesen wird ersichtlich, dass es immer zwei Lösungen, eine schwache und eine starke, für einen schrägen Stoß gibt. Bei der schwachen Lösung, die den in der Natur normalerweise auftretenden Fall darstellt, bleibt die Strömung, abgesehen von einem kleinen Bereich nahe des maximalen Umlenkungswinkels, im Überschall ( $Ma_2 > 1$ ). Daneben gibt es noch eine Lösung für einen starken Stoß, bei dem die Strömung auf Unterschall verzögert wird. Ebenso wird aus diesen Diagrammen ersichtlich, dass für jede Anströmmachzahl  $Ma_1$  nur bis zu einem bestimmten Umlenkwinkel  $\theta_{max}$  überhaupt Lösungen existieren. Übersteigt der Umlenkwinkel diesen Wert, so kann kein anliegender schräger Stoß mehr entstehen, und der Stoß löst ab, wie es in Abbildung 2.8(a) für die Fälle der Umlenkung an einer Ecke sowie der Umströmung einer scharfen Vorderkante skizziert ist. Eine generelle Korrelation für die Berechnung des maximalen Umlenkungswinkels existiert nicht [17].

Auch bei der Umströmung von stumpfen Körpern bzw. Kanten, wie es im Hyperschall üblicherweise aufgrund der bei scharfen Kanten auftretenden extrem hohen Wärmelasten der Fall ist, bildet sich eine derartige abgelöste Stoßwelle. Diese zeichnet sich dadurch aus, dass die Stärke des Stoßes und damit die Änderungen der Zustandsgrößen über den Verlauf der Stoßfront variieren und sich somit die Zustandsänderungen entlang von Stromlinien, die den Stoß an unterschiedlichen Stellen passieren, unterscheiden. Das entstehende Strömungsfeld ist in Abbildung 2.8(b) skizziert.

Die beiden Schalllinien begrenzen darin das Gebiet, in dem die Strömung auf Unterschall verzögert wird, dieses reicht bis zum Punkt  $c'$ . In Punkt  $a$  hat der abgelöste Stoß den Charakter eines senkrechten Stoßes. In Punkt  $b$  ist der Stoß zwar bereits schräg, jedoch ein starker Stoß und die Strömung hinter dem Stoß ist hier immer noch im Unterschall. Im Bereich zwischen den Punkten  $c$  und  $c'$  findet der Wandel vom

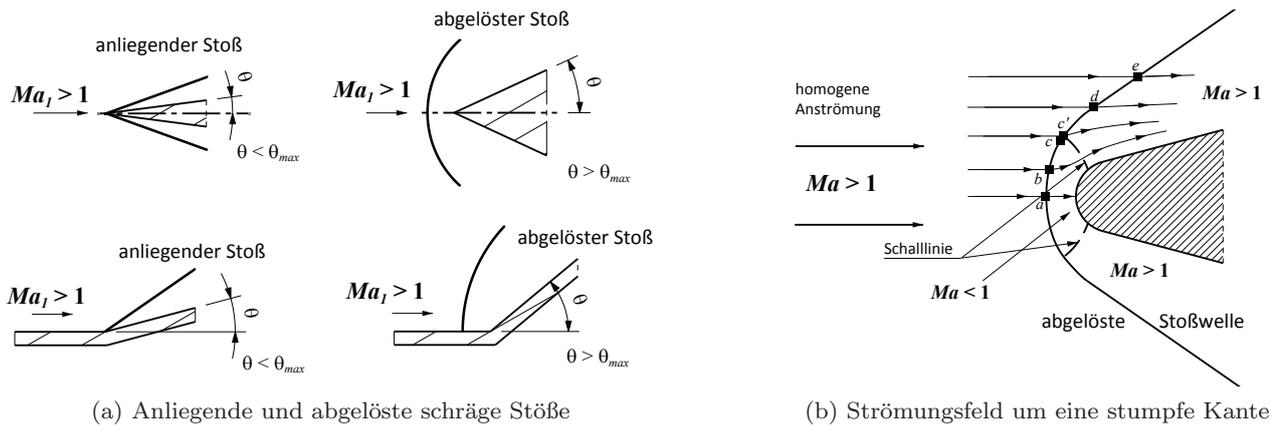


Abb. 2.8: Ablöste Stoßwellen im Falle der Überschreitung des maximalen Umlenkwinkels  $\theta_{max}$  (links) und vor der stumpfen Nase eines Körpers (rechts)

starken zum schwachen Stoß statt, so dass  $c'$  den Punkt markiert, ab dem die Strömung nach dem Stoß Schall- bzw. Überschallgeschwindigkeit besitzt. Je weiter man sich entlang der Stoßfront vom Körper entfernt, desto schwächer wird der Stoß, wandelt sich zunächst in einen einfachen, schwachen Stoß (Punkt  $d$ ) und schließlich zu einer Machwelle, durch den die Strömung praktisch nicht mehr abgelenkt oder geändert wird (Punkt  $e$ ).

Wie das Strömungsfeld genau aussieht, insbesondere die Stoßlagen und die Begrenzungen der einzelnen Gebiete, hängt in erster Linie von der Anströmmachzahl  $Ma_1$  und der Geometrie des Körpers ab. Insbesondere für den Fall, dass ein Stoß auf den stumpfen Körper auftritt, ist es wichtig, zu wissen, in welchem Bereich die Interaktion auftritt, da sich dabei teils extreme Unterschiede bei der entstehenden Strömungstopologie ergeben (vergleiche Abschnitt 2.3.3).

### Expansions-Fächer (Prandtl-Meyer-Expansion)

Wenn eine Strömung an einer Kante konvex umgelenkt wird wie in Bild 2.9, bildet sich ein Expansionsfächer aus. Die Zustandsänderungen in einem Expansionsfächer laufen isentrop ab. Folglich sind die Totalzustände konstant ( $T_{t1} = T_{t2}$ ,  $p_{t1} = p_{t2}$ , ...) und die Verhältnisse der statischen Zustandsgrößen vor und hinter dem Expansionsfächer entsprechen den Gleichungen 2.12 bis 2.14. Der Zusammenhang zwischen den Machzahlen  $Ma_1$  und  $Ma_2$  stromauf und stromab des Expansionsfächers und dem Umlenkwinkel  $\theta$  kann durch Zuhilfenahme der Prandtl-Meyer-Funktion  $\nu(Ma)$  nach Gleichung 2.31 hergestellt werden zu [15]:

$$\theta = \nu(Ma_2) - \nu(Ma_1) \quad (2.30)$$

mit

$$\nu(Ma) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \left[ \arctan \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1} (Ma^2 - 1)} \right] - \arctan \sqrt{Ma^2 - 1} \quad (2.31)$$

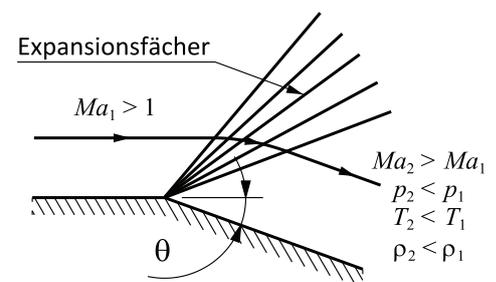


Abb. 2.9: Skizze der Umlenkung an einer konvexen Ecke

### 2.3.3 Stoß-Stoß-Wechselwirkungen

Aufgrund der niedrigen Stoßwinkel bei Hyperschallströmungen kommt es häufig vor, dass Stöße mit anderen Stoßwellen interagieren, beispielsweise wenn der Vorkörperstoß eines Flugzeugs auf diejenigen von Flügeln oder Leitwerken trifft. Im Einlaufbereich sind nahezu immer Stoß-Stoß-Interaktionen vorhanden, vor allem zwischen den Verdichtungsstößen der Kompressionsrampen im externen Bereich, sowie zwischen

den Stößen des Shock-trains im Isolator. Im Allgemeinen kann man zwischen den klassischen Fällen der einfachen Stoß-Stoß-Wechselwirkung von gleich- oder gegenläufigen Stößen und den nach Edney klassifizierten Fällen der Stoß-Stoß-Wechselwirkung beim Auftreffen eines einfallenden Stoßes auf den gewölbten Stoß um eine stumpfe Vorderkante, wie der Haubenlippe eines Einlaufs, unterscheiden [48]. Darüber hinaus gibt es noch den Fall der dreidimensionalen Stoß-Stoß-Wechselwirkung, wie er vor allem im Bereich der Eckenströmung eines Scramjet-Einlaufs mit Seitenwandkompression auftritt. Dieser wird separat in Abschnitt 2.3.6 behandelt.

### Klassische Stoß-Stoß-Wechselwirkung

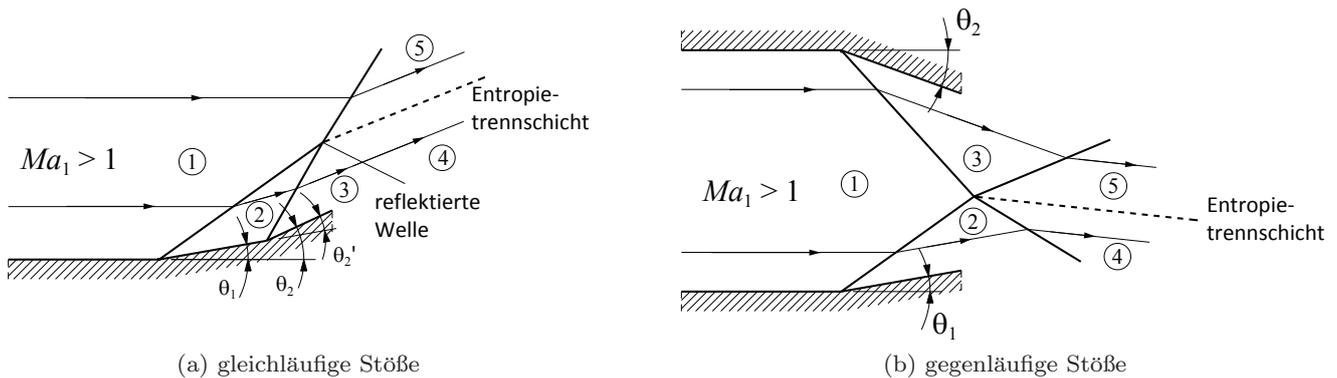


Abb. 2.10: Klassische Interaktion gleich- und gegenläufiger Schrägstoße

Wie in Abbildung 2.10 dargestellt, gibt es zwei Fälle der klassischen Stoß-Stoß-Wechselwirkung, mit gleich- oder gegenläufigen Stößen. Beim ersten Fall, der z.B. im Falle eines Einlaufs mit einer Doppelrampe auftreten kann, verbinden sich die beiden Stöße zu einem gemeinsamen Stoß. In den Gebieten 4 und 5 stromab des Stoßsystems müssen die Strömungsrichtung und der Druck gleich sein. Jedoch ist der Entropieanstieg bei der Umlenkung der Strömung um den Winkel  $\theta_2$  durch einen einzigen Stoß größer, als wenn die gleiche Gesamtumlenkung durch zwei Stöße mit den jeweils kleineren Umlenkwinkeln  $\theta_1$  und  $\theta_2'$  geschieht. Daher bildet sich zwischen den beiden Gebieten 4 und 5 eine Entropietrennschicht, bzw. auch eine Scherschicht, wenn man von einer viskosen Strömung ausgeht. Da der Druck auf beiden Seiten der Entropietrennschicht gleich sein muss ( $p_4 = p_5$ ), aber die Kompression durch einen bzw. zwei Stöße leicht unterschiedlich ist, entsteht eine schwache, reflektierte Welle ausgehend vom Interaktionspunkt, durch die der Druck  $p_3$  an  $p_5$  angepasst wird. In Abhängigkeit der Strömungsbedingungen kann es sich dabei um einen Stoß oder Expansionsfächer handeln [15]. Diese Art der Stoßstruktur wird aufgrund ihrer Form auch als Lambda-Stoß bezeichnet und tritt bei viskosen Strömungen häufig auch bei Ablösegebieten auf (siehe auch Abschnitt 2.3.5).

Im Falle von zwei gegenläufigen Stößen, welche im Einlaufbereich vor allem im Halsbereich und im Isolator vorkommen, kreuzen sich die Stöße. Dabei werden Stöße wegen der geänderten Strömungsrichtung und Vorstoßmachzahl, mit der die Strömung stromab des Interaktionspunktes in den Gebieten 2 und 3 auf die Stöße trifft, abgelenkt. Die Strömung wird durch die beiden Stöße nach der Interaktion jeweils so abgelenkt, dass sie danach in den Gebieten 4 und 5 parallel ist. Durch die unterschiedlichen Stärken der von der oberen bzw. unteren Wand ausgehenden Stöße erfährt die Strömung entlang der beiden eingezeichneten Stromlinien auch in diesem Fall einen unterschiedlichen Entropieanstieg, weshalb sich auch hier eine Entropietrennschicht bildet.

### Stoß-Stoß-Wechselwirkung nach Edney

Beim Auftreffen eines einfallenden schrägen Stoßes auf den gewölbten, abgelösten Stoß vor einem stumpfen Körper (vgl. Abbildung 2.8(a)) ergeben sich verschiedene, teils sehr komplexe Strömungstopologien im Interaktionsaktionsgebiet, die schwerwiegende Folgen für das Fahrzeug haben können, vor allem starke Spitzen in der Druckverteilung und den Wärmelasten. Die Art der sich ausbildenden Stoß-Stoß-Interaktion hängt von dem Bereich des gewölbten Stoßes ab, in dem der einfallende Stoß auftrifft. Experimentelle Untersuchungen von Edney [56] resultierten in der Klassifizierung von sechs Fällen für die entstehende Strömungsstruktur bei dieser Art der Stoß-Stoß-Interaktion. Die von Lind [129] entnommene Darstellung in Bild 2.11 zeigt auf, in welchen Bereichen diese sechs Fälle auftreten und die Strömungstopologie, die in jedem Fall entsteht. Dabei bezeichnet IS den einfallenden Stoß, BS den abgelösten Bugstoß vor dem Körper und SP die Punkte, die den Unterschallbereich hinter dem Bugstoß begrenzen. Detaillierte Beschreibungen der verschiedenen Typen der Wechselwirkung und deren Folgen werden beispielsweise von Bertin [27], Delery [48] oder Anderson [16], sowie von van Wie [232] gegeben, wobei letzterer besonderen Bezug zur Bedeutung der Stoß-Stoß-Wechselwirkung für Einlaufströmungen nimmt. Dieser Abschnitt geht nur auf die wichtigsten Merkmale jedes Falls ein.

Bei den Wechselwirkungen der Klasse I und VI trifft der einfallende Stoß jeweils in einem Bereich auf den Bugstoß, der so weit stromab liegt, dass der Stoß hier bereits schwacher Natur ist. Dadurch ergeben sich hier die einfachen Fälle der klassischen Stoß-Stoß-Interaktion, bei denen die Strömung stets im Überschall ist: Bei Klasse I ist es der Fall zweier gegenläufiger und bei Klasse VI derjenige zweier gleichlaufender Stöße. Diese Arten der Wechselwirkung haben keine signifikanten Folgen. Es ergeben sich zwar bei Typ I Anstiege des Drucks und der Wärmelast im Auftreffpunkt des einfallenden Stoßes auf die Oberfläche, allerdings sind diese in der Regel nicht als kritisch zu betrachten. Bei Typ VI bildet sich ein Expansionsfächer, dessen Auftreffen auf die Oberfläche lediglich einen Druckabfall bewirkt.

Beim Typ II trifft der einfallende Stoß in einem Bereich ein, indem der Nasenstoß zwar noch schwach ist, aber zu stark, als dass eine Umlenkung gemäß der Schrägstoß-Theorie möglich wäre. Stattdessen bildet sich eine sogenannte Mach-Reflexion: als Brücke zwischen den beiden Tripelpunkten entsteht ein nahezu senkrechter Stoß, hinter dem die Strömung subsonisch ist. Zwei Scherschichten trennen diesen Bereich von den Gebieten hinter dem einfallenden bzw. dem Bugstoß stromab der Interaktionspunkte [27, 48].

Die Wechselwirkungen vom Typ III und IV treten dann auf, wenn der einfallende Stoß denjenigen Bereich trifft, in dem die Strömung durch den Bugstoß auf Unterschall verzögert wird. Nach der Interaktion

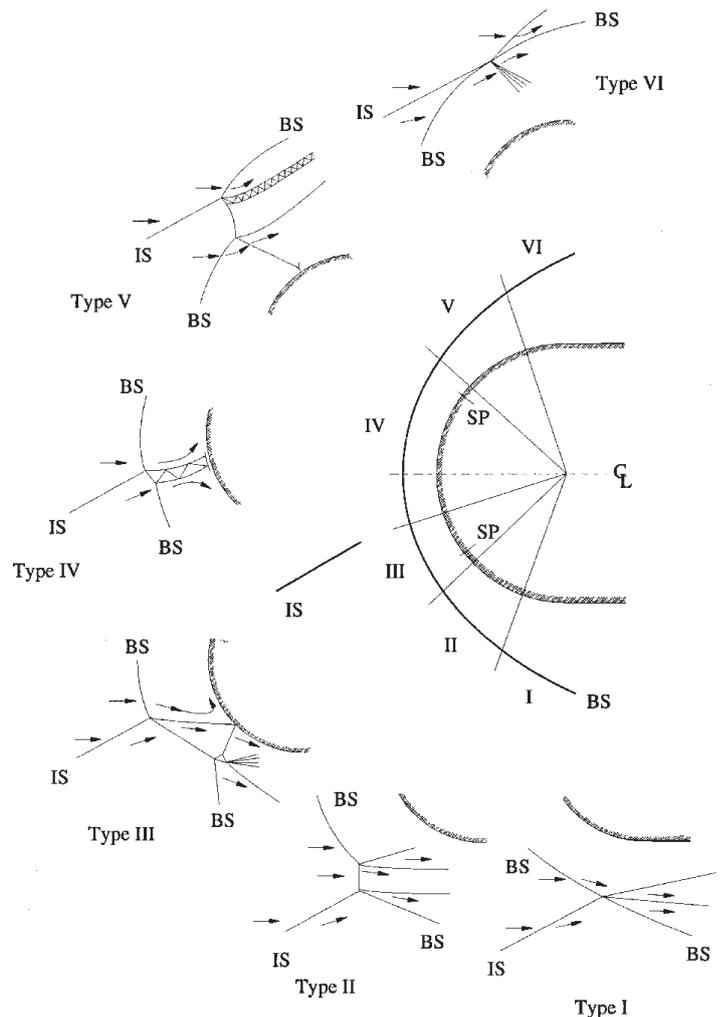


Abb. 2.11: Strömungstopologien der verschiedenen Fälle der Stoß-Stoß-Wechselwirkung gemäß der Klassifizierung von Edney [56], entnommen aus Lind [129]

der beiden Stöße ist die Strömung in beiden Fällen jedoch weiterhin noch im Überschall, so dass sich eine Scherschicht zwischen Über- und Unterschallgebiet bildet. Beim Typ III trifft diese Scherschicht auf die Oberfläche. Dort liegt die Scherschicht an, bildet einen reflektierten Stoß und verursacht enorme Spitzen in den Wärmelasten und der Druckverteilung. Trifft der einfallende Stoß noch weiter stromauf auf den nahezu senkrechten Bereich des Bugstoßes, so sinkt die Machzahl unterhalb der Scherschicht, und der Winkel, unter dem die Scherschicht auf die Oberfläche trifft, steigt an. Wird dieser größer als der für die dort herrschende Machzahl maximal mögliche Umlenkwinkel gemäß der Schrägstoß-Theorie, so kann die Scherschicht nicht mehr an der Oberfläche anliegen und löst ab. In diesem Fall ergibt sich die Typ-IV-Interaktion, bei der sich eine drastische Änderung der Strömungsstruktur einstellt. Hinter dem Tripelpunkt bildet sich ein Überschallstrahl im Unterschallgebiet hinter dem Bugstoß aus, der auf die Oberfläche trifft und dort extreme Wärmelasten und Drücke erzeugt, welche die Maximalwerte der übrigen Fälle nochmals deutlich übersteigt [27, 48, 56].

Die Interaktion der Kategorie V entsteht, wenn, wie beim Typ VI, der einfallende Stoß über der Nase auf den Bugstoß trifft und die beiden Stöße somit gleichlaufend sind, im Gegensatz dazu aber der Nasenstoß in diesem Bereich noch ein starker Stoß ist. Dementsprechend stehen Typ V und VI in einem ähnlichen Verhältnis zueinander wie Typ I und II. Es bildet sich zwischen den beiden Stößen ein Brückenstoß, hinter dem die Strömung Unterschall hat. Vom Tripelpunkt zwischen diesem Stoß und dem Nasenstoß wird ein Stoß zur Oberfläche reflektiert. Die Strömung hinter diesem Stoß befindet sich im Überschall, so dass sich zwischen diesem Bereich und dem Unterschallgebiet hinter dem Brückenstoß eine Scherschicht bildet. Durch die Interaktion des reflektierten Stoßes mit der Oberfläche ergeben sich erhöhte Wärmelasten und Drücke in diesem Bereich. Die Interaktion des Brückenstoßes mit dem einfallenden Stoß erzeugt einen dünnen Überschallstrahl, der aus praktischer Sicht jedoch nicht von einer freien Scherschicht unterscheidbar ist. Dieser Überschallstrahl und die Scherschicht vereinigen sich weiter stromab, wenn die Strömung hinter dem Brückenstoß wieder auf Überschall beschleunigt wird.

Derartige Fälle der Stoß-Stoß-Wechselwirkung können bei Scramjet-Antrieben, speziell im Bereich des Einlaufs, bei der Interaktion des Rampen- oder Vorkörperstoßes mit der Lippe der Haube auftreten. In der Theorie wird die „shock-on-lip“-Bedingung, also der Fall, wenn der Rampenstoß auf die Lippe trifft, als der Idealfall und daraus folgend als Auslegungspunkt eines Einlaufs angesehen [95]. In Anbetracht der beschriebenen möglichen Folgen der Interaktionen, die dann auftreten können, ist jedoch leicht ersichtlich, dass dieser Fall in der Praxis eher einen sehr unerwünschten Fall darstellt, bei dem sich die Interaktionen der Typen III oder IV ergeben würden, die besonders hohe Thermallasten erzeugen. Im Dauerbetrieb eines Scramjets wäre die strukturelle Integrität dann wohl kaum zu gewährleisten. Ein Beispiel für die verheerenden Schäden, die aerothermodynamische Aufheizung bewirken kann, ist ein X-15-Flug von 1967, auch wenn diese nicht alleine durch Stoß-Stoß-Wechselwirkungen, sondern auch durch Stoß-Grenzschicht-Interaktionen bedingt wurden (wobei zu ergänzen ist, dass in jedem der oben beschriebenen Fälle eine klassische Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung auftritt, wenn ein Stoß auf die Oberfläche trifft). Bei besagtem Flug war eine Testzelle mit einem Ramjet-Dummy über einen Pylon an die Unterseite des Rumpfs montiert. Bei Flugmachzahlen bis  $Ma = 6,72$  brannte die Hitzelast durch die Interaktion eines einfallenden Stoßes der Testzelle mit dem Bugstoß des Pylons, bzw. auch dessen Grenzschicht, ein Loch durch den Pylon, so dass die Testzelle komplett weggebrannt wurde und ein Loch in den Rumpf schlug. Das Auftreffen des Bugstoßes des Pylons auf die Unterseite des Rumpfes erzeugte dort ebenfalls enorme Wärmelasten, die starke Schäden mit sich zogen [17].

### 2.3.4 Reibungsbehaftete Strömung

#### Grenzschichten

In der Realität herrscht an Oberflächen immer die sogenannte Haftbedingung, das bedeutet, dass für die Strömungsgeschwindigkeit direkt an der Wand  $v = 0$  gilt. Durch die Reibung zwischen den Molekülen werden auch die darüber liegenden Strömungsschichten abgebremst, so dass sich die Strömungsgeschwindigkeit erst allmählich der Geschwindigkeit der freien Strömung annähert, je weiter man sich von der



wird auch Transitions- oder kritische Reynoldszahl genannt und ist von zahlreichen Faktoren abhängig. Anderson gibt an, dass die kritische Reynoldszahl eine Funktion von bis zu 18 verschiedenen Größen sein kann [16]. Es existieren zwar verschiedene empirische Korrelationen für die kritische Reynoldszahl, die jedoch im Allgemeinen auf relativ enge Bereiche beschränkt sind. Generell gültige Beziehungen gibt es nicht.

Eine Möglichkeit zur Vorhersage der kritischen Reynoldszahl ergibt sich, wenn man diese auf die Impulsverlustdicke  $\theta_{krit}$  am Transitionspunkt bezieht:

$$Re = \frac{\rho_e v_e \theta_{krit}}{\mu_e}, \quad \text{mit} \quad \theta = \int_0^\delta \frac{\rho v}{\rho_e v_e} \left(1 - \frac{v}{v_e}\right) dy \quad (2.35)$$

Für den Transitionspunkt wurde dazu empirisch bestimmt:

$$\frac{Re_{\theta,krit}}{Ma_e} = 100 \quad (2.36)$$

Der Index  $e$  gibt darin an, dass es sich um den Wert der jeweiligen Größe am Grenzschichtrand handelt. Eine weitere empirische Korrelation lautet:

$$\log_{10}(Re_{krit}) = 6,421 \cdot e^{1,209 \cdot 10^{-4} \cdot Ma_e^{2,641}} \quad (2.37)$$

Diese Beziehung hat den Vorteil, dass sie direkt von  $Re_{krit}$  abhängt und nicht von der auf die Impulsverlustdicke bezogenen Reynoldszahl. Es gibt jedoch keine Anhaltspunkte, dass eine der beiden Korrelationen verlässlichere Ergebnisse liefert [16]. Für die ebene Platte ohne Druckgradient kann man als erste Abschätzung darüber hinaus annehmen, dass die Strömung für lokale Reynoldszahlen  $Re < 500.000$  laminar und für  $Re_x > 500.000$  turbulent ist [17].

## Wärmelasten

Für eine laminare Grenzschicht kann der Wärmeübergang in die Wand in Form der dimensionslosen Stantonzahl gemäß der Reynoldsanalogie zu

$$St(x) = \frac{1}{2} Pr^{-\frac{2}{3}} \cdot c_f(x) \quad (2.38)$$

berechnet werden. Darin ist die Prandtl-Zahl  $Pr$  ein Maß für das Verhältnis der Strömungs- zur Temperaturgrenzschichtdicke. Sie ist eine reine Stoffgröße und beträgt für Luft  $Pr \approx 0,72$  [17]. Der Reibungsbeiwert  $c_f(x)$  kann dafür nach dem Verfahren von van Driest berechnet werden [53]. Demnach gilt für die Wand Schubspannung:

$$\tau_W = \frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^2 \frac{g_*(0)}{\sqrt{Re_{x,\infty}}} = c_f \cdot \frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^2 \quad (2.39)$$

Für den Reibungsbeiwert folgt damit:

$$c_f(x) = \frac{g_*(0)}{\sqrt{Re_{x,\infty}}} \quad (2.40)$$

$g_*(0)$  ist dabei die dimensionslose Scherspannung, welche iterativ aus den Impuls- und Energieerhaltungssätzen bestimmt wird, wobei die Blasius-Lösung der laminaren Grenzschicht als Startlösung genommen wird.

Auch für turbulente Grenzschichten gibt es von van Driest eine Methode zur Berechnung des Reibungsbeiwerts  $c_f$ , wobei  $A$  und  $B$  Funktionen der Anströmmachzahl und des Wandtemperaturverhältnisses  $T_w/T_\infty$  und  $C$  der Reynoldszahl sind [52, 90]:

$$\frac{0,242}{Ac_f^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_w}{T_\infty}\right)^{\frac{1}{2}}} B = 0,41 + \log_{10}(c_f(x) Re_\infty(x)) - C \log_{10}\left(\frac{T_w}{T_\infty}\right) \quad (2.41)$$

### 2.3.5 Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen

Bei Einlaufströmungen können etliche Fälle der Wechselwirkungen von Stößen mit der Grenzschicht (bzw. zusätzlich auch noch mit anderen Stößen) auftreten. Zu unterscheiden sind dabei die Fälle der ebenen, zweidimensionalen Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung, bei denen ein schräger Stoß an einer Umlenkecke emittiert wird oder ein einfallender Stoß auf die Grenzschicht trifft, sowie die im nachfolgenden Abschnitt beschriebenen Fälle dreidimensionaler Interaktionen im Eckenbereich von Einläufen. Es ist jedoch zu beachten, dass auch im Falle der einfachen, zweidimensionalen Stoß-Grenzschichtwechselwirkungen auch dreidimensionale Effekte in der Strömung induziert werden [99]. Darauf wird in Abschnitt 2.3.6 näher eingegangen.

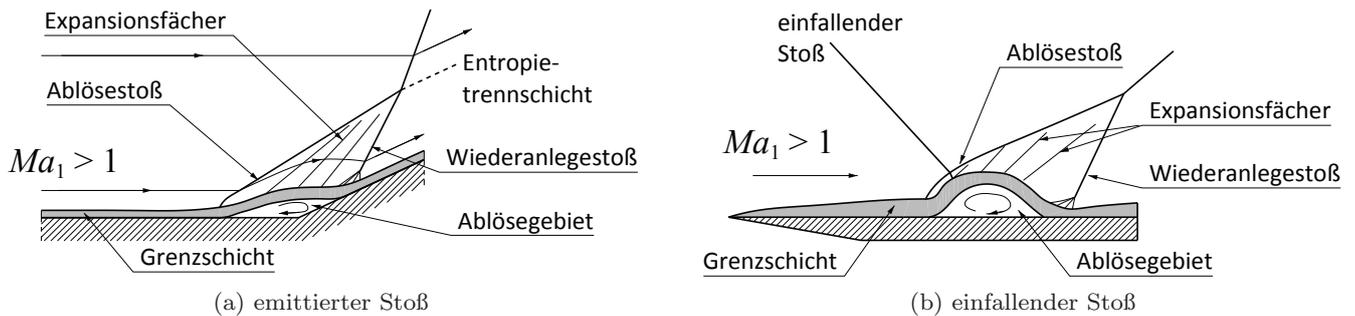


Abb. 2.13: Zweidimensionale Stoß-Grenzschicht-Interaktion mit induzierter Ablösung für den Fall einer Umlenkecke und ebenen Platte

Die Strömungstopologien der Interaktion von emittierten bzw. einfallenden schrägen Stößen ist in den Abbildungen 2.13(a) und 2.13(b) dargestellt. Im Hyperschall kann allgemein davon ausgegangen werden, dass sich im Interaktionsgebiet eine Ablöseblase bildet [16]. Für den Fall des an einer Umlenkkante emittierten Stoßes ergibt sich durch die Ablöseblase eine Strömungsstruktur, die dem Fall der Stoß-Stoß-Interaktion von gleichlaufenden Stößen an einer Doppelrampe sehr ähnlich ist. Da die Strömung um die in der Umlenkecke sitzende Ablöseblase herumgeleitet werden muss, entsteht ein Stoß am Anfang des Ablösegebiets. Dieser wird auch als Ablösestoß bezeichnet. Am Ende des Ablösegebiets, wo die Strömung wieder parallel zur Wand umgelenkt wird, entsteht ebenfalls ein Stoß, der auch Wiederanlegestoß genannt wird. Zwischen der Ablöseblase und der Strömung bildet sich dabei eine Scherschicht aus. Der Ablöse- und Wiederanlegestoß formen zusammen eine Lambda-Stoßstruktur. Vom Tripelpunkt der Stoß-Stoß-Interaktion aus geht ein Expansionsfächer zum Flugkörper hin. Eine Entropietrennschicht trennt auch hier die beiden Bereiche der Strömung, von denen der erste zwischen der Ablöseblase und dem Tripelpunkt liegt, so dass Stromlinien in diesem Gebiet durch beide Stöße, also Ablöse- und Wiederanlegestoß, führen. Der zweite Bereich liegt weiter von der Wand entfernt oberhalb des Tripelpunkts. Die Strömung in diesem wird nur durch den kombinierten Stoß abgelenkt.

Beim einfallenden Stoß löst die Strömung aufgrund der großen Druckgradienten ebenfalls ab. Dabei propagiert der Druckanstieg über den Unterschallbereich der Grenzschicht auch etwas stromauf, so dass der Ablösestoß von einem Punkt ausgeht, der leicht stromauf von der Ablöseblase liegt. Auch hier ist es so, dass die ankommende Strömung um die Ablöseblase herumgeführt werden muss. Über der Blase werden die Stromlinien durch Expansionswellen über der Ablöseblase wieder zur Oberfläche hin umgelenkt. Damit sie dann wieder in die zur Oberfläche parallele Richtung umgelenkt werden kann, wird auch hier ein Wiederanlegestoß induziert.

## Größe des Ablösegebiets

Anhaltspunkte für die Größe der Ablöseblase geben die Untersuchungen von Katzer [123], aus denen die Korrelation in Gleichung 2.42 hervorging:

$$\frac{L_{AB}}{\delta_0^*} \cdot Ma_1^3 \sqrt{\frac{Re_x}{C}} = K \frac{p_3 - p_{inc}}{p_1} \quad (2.42)$$

Darin bezeichnet  $C$  den Chapman-Rubesin-Parameter aus dem Chapman-Viskositäts-Gesetz, der nach Gleichung 2.43 definiert ist als:

$$C = \frac{\mu_w T_\infty}{\mu_\infty T_w} \quad (2.43)$$

Die Proportionalitätskonstante  $K$  beträgt laut Katzer  $K = 4,4$  und ist für einen Reynoldszahlbereich von  $1 \cdot 10^5 < Re_x < 6 \cdot 10^5$  und einen Machzahlbereich von  $1,4 < Ma < 3,4$  gültig.  $\delta_0^*$  ist die Verdrängungsdicke am Auftreff- bzw. Emissionspunkt des Stoßes, der die Ablösung verursacht.  $p_{inc}$  ist dabei ein Maß für die Stärke des Stoßes und kann gemäß den Gesetzen der freien Interaktion bestimmt werden zu [123]:

$$\frac{p_{inc} - p_1}{p_1} = \frac{1}{2} \gamma Ma_1^2 P_{inc} \sqrt{\frac{c_{f,0}}{\sqrt{Ma_1^2 - 1}}}, \quad \text{mit } P_{inc} = 1,85\sqrt{2} \quad (2.44)$$

$c_{f,0}$  bezeichnet dabei den Reibungsbeiwert der laminaren Strömung gemäß Gleichung 2.40. Dies zeigt, dass die Größe der Ablöseblase stark vom Wandtemperaturverhältnis abhängt, was auch durch zahlreiche weitere Untersuchungen bestätigt wurde, beispielsweise von Neuenhahn an einer Doppelrampe, die den externen Verdichtungsrampen des GK-01-Einlaufs entspricht [152, 153].

### 2.3.6 Eckenströmung und Wirbelbildung

In Hyperschall-Strömungen treten in der Realität Fälle mit reinen zweidimensionalen Strömungen, in denen Stoß-Grenzschicht-Interaktionen von den im vorherigen Abschnitt dargestellten Modellen beschrieben werden können, streng genommen nicht auf [99]. Stattdessen werden durch dreidimensionale Effekte stets komplexe Strömungstopologien mit komplizierten Stoß-Stoß- und Stoß-Grenzschichtwechselwirkungen mit der Bildung von Wirbeln hervorgerufen.

#### Eckenströmung

Im Bereich von Eckenströmungen ergibt sich stets eine Strömungsstruktur durch den Einfluss der Seitenwände. Das entstehende Strömungsbild ist in Abbildung 2.14 schematisch aufgezeigt. Zwischen dem Seitenwand- und Rampenstoß entsteht ein Brückenstoß (auch als Eckenstoß bezeichnet). Von den Tripellinien zwischen diesem Brückenstoß und dem Seitenwand- bzw. Rampenstoß werden jeweils zwei Stöße, ein innerer und äußerer Verdichtungsstoß, zur Wand reflektiert. Diese verursachen bei der Interaktion mit den Grenzschichten dort Ablösegebiete, in denen sich Wirbel bilden. Je nachdem, ob es sich um den inneren oder äußeren Stoß handelt, werden diese als primäre und sekundäre Ablösegebiete bzw. Wirbel bezeichnet. Dabei ist es auch möglich, dass nur primäre Interaktionsgebiete entstehen. Allgemein zeichnen sich Eckenströmungen durch erhöhte Wärmelasten in den Bereichen der Wirbel aus. Dies wurde besonders von Stainback thematisiert [203].

Speziell für Hyperschalleinläufe wird diese Art der Eckenströmung im Detail von Goonko [79] beschrieben. Weitere Darstellungen sind Bertin [27] oder van Wie [230] zu entnehmen. Darüber hinaus gibt es zahlreiche Untersuchungen zur Stoß-Grenzschicht-Interaktion eines angestellten Stoßes. Dabei werden, in Abweichung von Abbildung 2.14, Konfigurationen verwendet, bei denen ein Keil zur Stoßerzeugung auf einer ebenen Platte sitzt. Somit interagiert der Stoß lediglich mit der Grenzschicht der Plattenoberfläche, aber nicht mit einem anderen Stoß. Derartige Untersuchungen wurden u.a. von Alvi und Settles [11], Garrison et al. [72], Qin et al. [170] und im Rahmen des GRK von Nguyen et al. mit der Konfiguration des GK-01-Einlaufs [154, 155] untersucht.

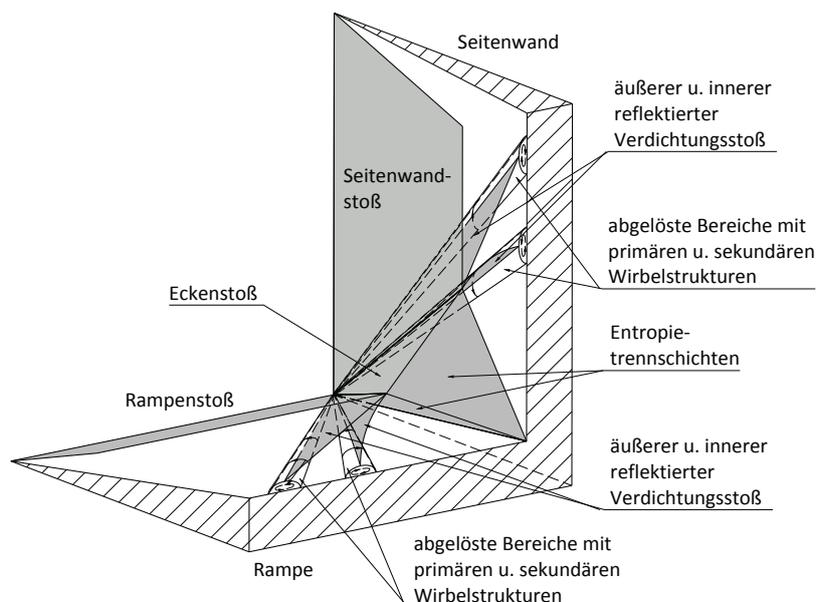


Abb. 2.14: Schematische Darstellung der Eckenströmung im Hyperschall

### Görtler-Wirbel

Auch ohne den Einfluss von Randeffekten wie Seitenwänden werden bei der zweidimensionalen Interaktion eines ebenen Stoßes mit der Grenzschicht einer ebenen Platte Wirbel in der Strömung induziert. Dabei handelt es sich um Görtler-Wirbel, die durch dreidimensionale Störungen in der Grenzschicht durch die Krümmung der Strömung beim Wiederanlegen entstehen. Dies wurde experimentell von Henckels [99] und Kreins [128] untersucht. Auch bei IR-Thermografie-Untersuchungen mit dem GK-01-Einlauf waren Indizien von Görtler-Wirbeln auf der zweiten Rampe vorhanden [90, 102], siehe dazu auch Kapitel 5. Theoretisch wird auf die Mechanismen der Görtler-Wirbel im Hyperschall von Hall und Fu [91] und Spall und Malik [202] eingegangen.

### 2.3.7 Startverhalten

Eine grundlegende Problemstellung im Bereich der Einlaufforschung stellt das Starten der Einlaufströmung dar. Damit bezeichnet man den Aufbau der Innenströmung des Einlaufs zu einer stationären Überschallströmung. Besonders der Übergang von Unter- zu Überschall stellt dabei einen kritischen Punkt dar [95]. Mit dieser Fragestellung verknüpft ist außerdem die Frage nach den Grenzen des Betriebsbereichs, d.h. den Punkten, an denen die Strömung blockiert und ein sogenannter Einlauf-Unstart auftritt, in dessen Folge das Triebwerk versagen würde. Passiert dies im Betrieb, muss sichergestellt sein, dass entsprechende Maßnahmen getroffen werden können, damit die Einlaufströmung und somit das gesamte Triebwerk wieder gestartet werden können. Genaue Kenntnis dieser Problematik ist für den sicheren Betrieb unerlässlich.

Theoretisch umfasst der Startvorgang, hier am Beispiel eines Pitoteinlaufs, die folgenden Schritte [95]:

- *Zustand 1:* Bei sehr niedrigen Machzahlen ist die Strömung im Einlauf komplett im Unterschall, da die Beschleunigung durch die Querschnittsverengung zu gering ist, um Schallgeschwindigkeit zu erreichen. Das Massenfängerverhältnis ist normalerweise  $MCR < 1$ , außer, wenn die Luft mit zusätzlichen Mitteln in den Einlauf gesogen wird (wie z.B. bei einem Turbojet)
- *Zustand 2:* Wird die Anströmgeschwindigkeit auf ausreichend hohe Unterschall-Machzahlen gesteigert, erreicht die Geschwindigkeit im Halsquerschnitt die Schallgeschwindigkeit, d.h.  $Ma_H = 1$ . Die Strömung stromauf des Halses bleibt stets im Unterschall, folglich können auch keine Stöße entstehen und der Einlauf wird als blockiert bezeichnet.

- *Zustand 3*: Steigt die Anströmgeschwindigkeit auf Überschall, formieren sich abgelöste, nahezu senkrechte Stöße vor dem Eintritt in den internen Strömungskanal. Durch diese wird die Strömung zunächst auf Unterschall verzögert und im internen Bereich durch die Querschnittsverengung wieder beschleunigt, so dass im Hals wieder  $Ma_H = 1$  herrscht. Aufgrund der Stöße strömt ein beträchtlicher Teil des Massenflusses an der Haube vorbei und es gilt wiederum  $MCR < 1$ . Wird in diesem Zustand die Anströmmachzahl immer weiter erhöht, so bewegt sich der Stoß immer näher zur Lippe hin, da die Stoßstärke und damit auch die Totaldruckverluste mit steigender Anströmmachzahl ebenfalls steigen und die Machzahl hinter dem Stoß sinkt. Da hierdurch der Massenstromparameter ebenfalls sinkt, muss das Massenfängerverhältnis aufgrund der Massenerhaltung steigen ( $(MFP \cdot A)_H = (MFP \cdot A)_L$ ). Bei weiterer Erhöhung der Machzahl wird der kritische Zustand erreicht, bei dem der senkrechte Stoß genau an der Lippe anliegt, und  $MCR = 1$  gilt, das heißt, dass der aerodynamische Fangquerschnitt gleich dem geometrischen ist.
- *Zustand 4*: Wenn die Machzahl ausgehend vom kritischen Zustand nur noch minimal gesteigert wird, so wird der senkrechte Stoß vom Einlauf geschluckt, und eine stationäre Überschallströmung entsteht im gesamten Einlauf. Hier gilt bei homogener Strömung vor der Lippe weiterhin  $MCR = 1$ . Dieser Zustand wird als superkritisch bezeichnet und stellt den normalen Betrieb des Einlaufs dar.

Befindet sich der Einlauf einmal im superkritischen Zustand, kann die Innenströmung bei gleichbleibender Anströmung nur durch starke Störungen, wie z.B. enorme Druckschwankungen aus der Brennkammer, zum Blockieren gebracht werden, was auch als Einlauf-Unstart bezeichnet wird. Ändern sich die Anströmbedingungen jedoch nicht, so würde der Einlauf spontan wieder starten, wenn die Störungen wieder verschwinden.

Zu beachten ist jedoch, dass die Vorgänge in der Realität zum Teil stark anders ablaufen als im beschriebenen theoretischen Fall. Dies liegt in erster Linie an den Anströmbedingungen und der Geometrie, sowie durch diese Punkte bedingte strömungstechnische Phänomene und Einflüsse wie Grenzschichtdicke, -ablösung oder Transition. Abbildung 2.15 beispielsweise zeigt die Fälle zweier nicht gestarteter 2D-Rampeneinläufe, wobei es sich einmal um einen Ramjet und einmal um einen Scramjet handelt. Während bei erstem die Situation sehr ähnlich ist wie beim theoretischen Fall des Pitoteinlaufs mit einem abgelösten senkrechten Stoß, so kann es bei den höheren Machzahlen im Hyperschallbereich zum Ablösen der Strömung auf der externen Rampe kommen, durch welche die Strömung derart umgelenkt wird, dass, auch wenn ein schräger Lippenstoß existiert und sich die Innenströmung teilweise im Überschall befindet, der Spillage-Massenfluss so groß ist, dass der Einlauf als nicht gestartet betrachtet werden muss [230, 232].

Ein wichtiger Faktor für die Beurteilung der Startfähigkeit eines Einlaufs stellt das Innenkontraktionsverhältnis  $I = \frac{A_L}{A_H}$  dar, wie es in Abschnitt 2.1 eingeführt wurde. Der Aufbau einer stationären Strömung gelingt nur dann, wenn dieses einen gewissen Grenzwert nicht überschreitet. Eine allgemeine feste Grenze existiert hierfür jedoch nicht. Es gibt aber verschiedene Kriterien, anhand derer die Startfähigkeit eines Einlaufs beurteilt bzw. bei der Auslegung sichergestellt werden kann, ob der Einlauf selbststartend ist oder nicht. Eines dieser Kriterien, das weitverbreitet Anwendung findet, ist das Limit von Kantrowitz und

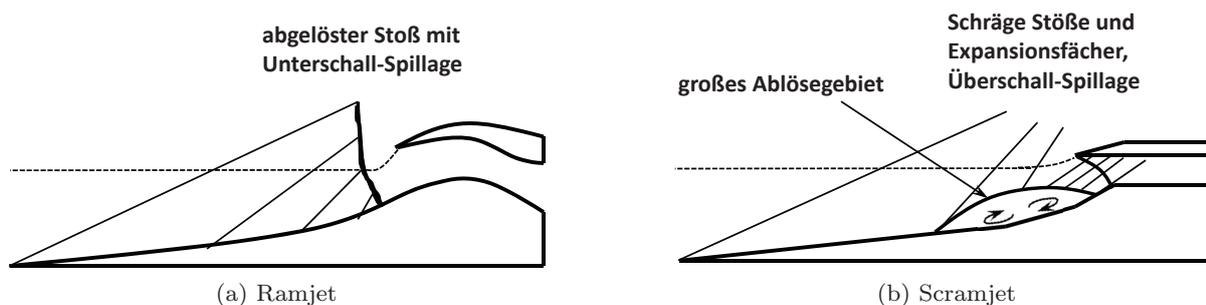


Abb. 2.15: Strömungsfeld von nicht gestarteten Ramjet- und Scramjet-Einläufen gemäß van Wie [230].

Donaldson [121], welches das maximale Innenkontraktionsverhältnis zum Selbststarten von Überschall-Diffusoren liefert, und somit den oben beschriebenen Fall des Pitoteinlaufs darstellt:

$$\left[ \frac{A_L}{A_H} \right]_{\text{Kantrowitz}} = \frac{1}{Ma_L} \cdot \left[ \frac{(\gamma + 1)Ma_L^2}{(\gamma - 1)Ma_L^2 + 2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \cdot \left[ \frac{\gamma + 1}{2\gamma Ma_L^2 - (\gamma - 1)} \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}} \cdot \left[ \frac{2 + (\gamma - 1)Ma_L^2}{\gamma + 1} \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (2.45)$$

Ist der Einlauf gestartet, kann die Innenverdichtung deutlich erhöht werden. Theoretisch ist diese durch das Flächenverhältnis begrenzt, bei dem die Strömung isentrop auf  $Ma = 1$  verzögert würde [230]:

$$\left[ \frac{A_L}{A_H} \right]_s = \frac{1}{Ma_L} \cdot \left[ \frac{2}{\gamma + 1} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_L^2 \right) \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (2.46)$$

Im Gegensatz zum beschriebenen theoretischen Fall des Startvorgangs, bei dem sich der Einlauf nach dem Starten im superkritischen Zustand befindet und die Innenströmung spontan wieder starten würde, wenn sich durch Störungen ein Einlauf-Unstart ergibt, wäre dies in der Regel nicht mehr der Fall, wenn der Einlauf durch eine variable Geometrie mit einem Innenkontraktionsverhältnis betrieben wird, das über dem Limit der Selbststartfähigkeit liegt. Hierbei ist jedoch die spezifische Grenze der Startfähigkeit des betreffenden Einlaufs entscheidend.

Alleine schon die Tatsache, dass das Kantrowitz-und-Donaldson-Kriterium bei Untersuchungen mit Überschalldiffusoren bestimmt wurde, lässt vermuten, dass es für Scramjet-Einläufe keine allgemeingültige Aussagekraft besitzt, sondern lediglich abhängig von der Konfiguration mehr oder weniger bedeutsame Anhaltspunkte liefert. Allgemein lässt sich sagen, dass ein Einlauf, dessen Innenkontraktion unter diesem Limit liegt, immer starten wird und dass ein Einlauf niemals startet, wenn die Innenkontraktion über der isentropen Grenze liegt. Weiterhin haben experimentelle Untersuchungen von 2D-Rampeneinläufen gezeigt, dass dieses Kriterium zumeist eine sehr genaue Vorhersage der Grenze der Selbststartfähigkeit derartiger Konfigurationen liefert [58, 75, 193, 198, 232]. Allerdings zeigten die Voruntersuchungen mit dem GK-01-Einlauf der ersten GRK-Leitkonfiguration, dass auch 2D-Einläufe bei Innenkontraktionsverhältnissen weit über dem Kantrowitz-Kriterium noch selbststartend sein können [103] (siehe auch Abschnitt 5).

3D-Geometrien können in der Regel ein besseres Startverhalten erzielen, d.h. dass sie auch bei Innenkontraktionsverhältnissen jenseits des Kantrowitz-Limits noch selbststartend sein können [95]. Dies wird ebenfalls durch mehrere experimentelle Untersuchungen gestützt [117, 134, 193, 195, 198]. Sun und Zhan haben zahlreiche dieser experimentellen Daten miteinander korreliert und eine Beziehung für die Vorhersage der Grenze des Startverhaltens für dreidimensionale Überschall-Einläufe nach Gleichung 2.47 erstellt, welche im Bereich  $1,65 \leq Ma_L \leq 4,68$  gültig ist [208].

$$\left( \frac{A_L}{A_H} \right)_{\text{empirisch}} = 0,933 + \frac{Ma_L}{6,87} + \frac{Ma_L^2}{40,9} \quad (2.47)$$

Diagramm 2.16 zeigt die Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Kriterien und dem Innenkontraktionsverhältnis für unterschiedliche Machzahlen, wobei an der Ordinate zur besseren graphischen Veranschaulichung der Kehrwert  $(A_L/A_H)^{-1}$  aufgetragen ist.

Zur genaueren Charakterisierung des Startverhaltens definierten Mölder et al. und Najafiyazdi et al. [145, 150] einen Startfähigkeits-Index  $S_i$  nach Gleichung 2.48, welcher von der Geometrie und der Lippen-Machzahl abhängt:

$$S_i = \frac{\left( \frac{A_L}{A_H} \right) - \left( \frac{A_L}{A_H} \right)_s}{\left( \frac{A_L}{A_H} \right)_{\text{Kantrowitz}} - \left( \frac{A_L}{A_H} \right)_s} \quad (2.48)$$

Für  $\left( \frac{A_L}{A_H} \right) = \left( \frac{A_L}{A_H} \right)_{\text{Kantrowitz}}$ , also den Fall, dass die Innenkontraktion genau dem Kantrowitz-Limit entspricht, gilt somit  $S_i = 1$ , während  $S_i$  zu null wird, wenn das Innenkontraktionsverhältnis die isentrope Grenze erreicht. Gemäß den Untersuchungen von Mölder et al. und Najafiyazdi et al. soll der Startfähigkeitsindex nicht unter  $S_i = 0,1$  sinken, um einen sicheren Betrieb zu gewährleisten [145, 150].

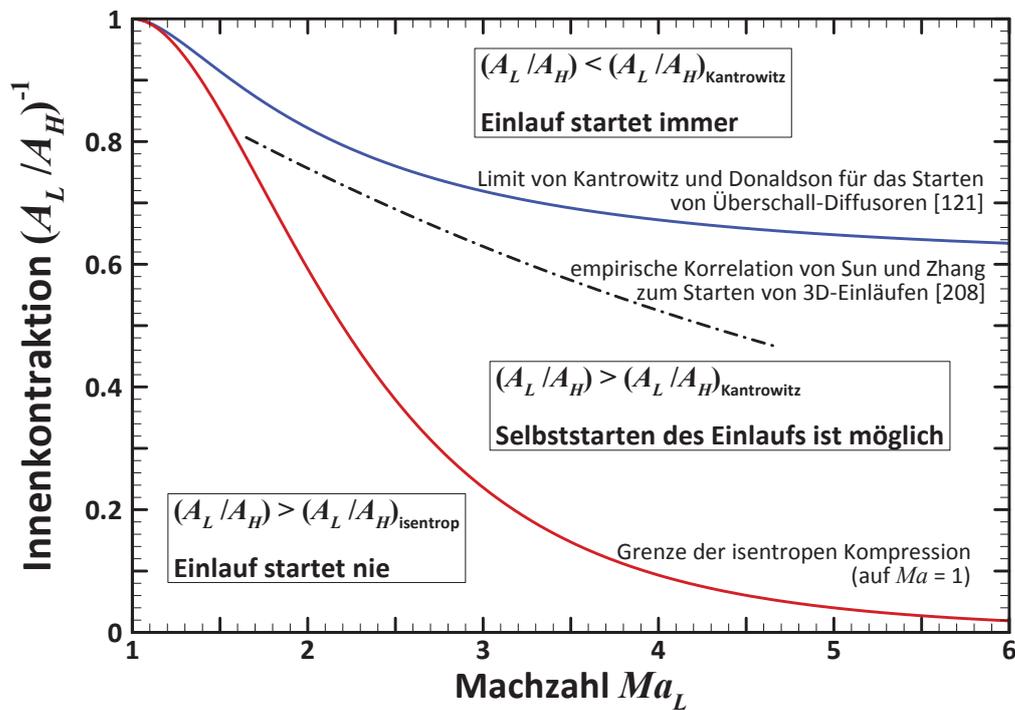


Abb. 2.16: Darstellung der Kriterien für die Innenkontraktion zur Beurteilung des Startverhaltens

### 2.3.8 Einlauf-Brummen

Wie bereits erwähnt, ergibt sich bei starken Störungen der Einlaufströmung die Gefahr, dass diese blockiert und einen Einlauf-Unstart verursacht. Neben dem kompletten Blockieren der Strömung kann es jedoch auch zum Brummen des Einlaufs kommen. Damit bezeichnet man ein instationäres Strömungsphänomen, bei dem die Stoßstrukturen im internen Bereich des Einlaufs anfangen, mit hoher Frequenz zu oszillieren und dabei immer wieder aus dem Einlauf heraus und wieder hinein springen [100]. Dies kann in erster Linie durch Veränderungen der Stoßstrukturen geschehen, z.B. durch den Einfluss des Brennkammer-Gegendrucks oder aufgrund von anliegenden Flugbahnwinkeln. Einlaufbrummen muss im Betrieb um jeden Preis vermieden werden. Durch starke Fluktuationen des Massenstroms und Druckschwankungen ergeben sich Schubverluste [213], so dass der gesamte Antrieb wie bei einem völligen Unstart als nicht mehr funktionsfähig angesehen werden kann. Darüber hinaus können die Stoßoszillationen enorme strukturelle Lasten bewirken, die das 10-fache der Belastungen im Normalbetrieb übersteigen können [95].

Das Brummen kann durch zwei unterschiedliche Mechanismen ausgelöst werden, die Ferri-Instabilität [65] und die Dailey-Instabilität [45]. Bei der ersten werden die Stoß-Oszillationen durch eine Scherschicht angeregt, die in den Einlauf eintritt. Diese kann beispielsweise vom Tripelpunkt einer Stoß-Stoß-Interaktion ausgehen und trennt Bereiche mit unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten und Totaldrücken [100]. Die daraus entstehenden Druckschwankungen sind abhängig von der Art des Einlaufs, der Lage der Scherschicht in Relation zur Haube des Einlaufs und deren Eindringtiefe in den internen Strömungskanal [100, 120]. Die Dailey-Instabilität kann durch Druck- oder Temperaturanstiege in der Brennkammer oder die Bildung von Ablösegebieten auf den externen Rampen, welche sich bei subkritischen Bedingungen in den Einlauf fortpflanzen, verursacht werden [45]. Untersuchungen haben auch gezeigt, dass die Dailey-Instabilität durch Ferri-Instabilitäten angeregt werden kann [120].

Die in dieser Arbeit verwendeten Windkanalmodelle GK-01 und GK-3D verfügen nicht über geeignete Messtechniken, um diese Strömungsphänomene detailliert zu untersuchen. Es ist jedoch durchaus möglich, zu detektieren, ab welchen Betriebszuständen Brummen auftritt und der Betriebsbereich somit begrenzt

wird. Dies lässt sich beispielsweise an plötzlichen Änderungen der Druckwerte oder einem Absinken des Massenstroms erkennen (vergleiche hierzu Abschnitt 6.4.1).

### 2.3.9 Isolatorströmung

Als Isolator wird derjenige Bereich des Einlaufs bezeichnet, der zwischen dem Hals und dem Eintritt in die Brennkammer liegt. Der Isolator hat die Aufgabe, die Strömung an den in der Brennkammer herrschenden höheren Druck anzupassen. Insbesondere bei auftretenden Druckschwankungen infolge von Verbrennungsinstabilitäten muss dafür gesorgt sein, dass ein Blockieren der Einlaufströmung vermieden wird [95].

In einer Überschallströmung können keine Informationen stromauf übertragen werden, da deren Ausbreitungsgeschwindigkeit genau der Schallgeschwindigkeit entspricht. Demzufolge müsste die Anpassung des Drucks der Anströmung an den höheren Druck in der Brennkammer durch einen Stoß unmittelbar vor diesem Bereich geschehen. Da man in der Realität jedoch eine reibungsbehaftete Strömung mit einer Grenzschicht hat, in der die Strömung an einem Punkt auf Unterschall verzögert wird, ist es möglich, dass der höhere Druck der Brennkammer über die Grenzschicht stromauf propagiert und sich die Information über diesen höheren Druck somit stromauf ausbreitet.

Nach Heiser und Pratt [95] löst die Grenzschicht durch die entstehenden Druckgradienten in einem weiten Bereich des Isolators ab und verursacht dadurch die Bildung eines sogenannten Shock-trains, durch den die Druckanpassung geschieht, d.h. dass die abgelöste Grenzschicht ein System aus Stößen induziert, die, abhängig von der Einströmmachzahl, sowohl senkrecht als auch schräg sein können. Bei letzterem wiederum kann sich der Shock-train, abhängig vom anliegenden Gegendruck, zum Ende hin in einen senkrechten Shock-train verwandeln. Durch die Art des Shock-trains wird auch bestimmt, ob die Strömung auf Unterschall verzögert wird oder im Überschall bleibt. Bei einem senkrechten Shock-train wird sie naturgemäß auf Unterschall verzögert. Hier ist es so, dass der erste Stoß bereits den Großteil der Druckanpassung bewirkt und sich die Strömung danach im Unterschall befindet. Danach liegt die Strömung wieder an, wobei die Grenzschichtdicke stark anwächst. In der Folge bilden sich dann weitere, sekundäre Stöße, um die übrige Druckanpassung zu erreichen. Die senkrechten Stöße bilden dabei in der Regel gabelförmige  $\lambda$ -Strukturen aus, mit schrägen Stößen als Verbindung zum Grenzschichttrand.

Senkrechte Shock-trains treten in der Regel bei niedrigeren Machzahlen und dickeren Grenzschichten auf. Als Grenze für den Übergang zwischen diesen beiden Fällen kann man als Faustregel den Bereich von  $2 < Ma_i < 3$  angeben. Liegt die Einströmmachzahl höher, so erzeugt die abgelöste Grenzschicht ein System aus schrägen Stößen, welches durch die Interaktion mit der gegenüberliegenden Grenzschicht als Expansionsfächer reflektiert wird. Diese Struktur wandert in dieser Form durch den Isolator, immer abwechselnd zwischen Verdichtungsstoß und Expansionsfächer durch die Reflexionen an den Grenzschichten. Diese bleibt dabei über das gesamte Kompressionsgebiet abgelöst, wobei die Dicke durch die Interaktionen mit dem Shock-train immer wieder zu- und abnimmt. Wird der benötigte Gegendruck alleine durch diese Art des Shock-trains erreicht, bleibt die Strömung im Überschall. Wenn der Gegendruck der Brennkammer am Isolatorende zu hoch wird, verwandeln sich die schrägen Stöße des Shock-trains zum Ende des Isolators hin zu senkrechten Stößen, wodurch die Strömung auch im Falle eines schrägen Shock-trains in den Unterschall verzögert werden kann. Diese Situation ist in Abbildung 2.17 dargestellt. Die senkrechten Stöße bilden dabei bei der Interaktion mit der Grenzschicht bzw. den Ablösegebieten ebenfalls  $\lambda$ -Strukturen mit schrägen Stößen als Verbindung zwischen Grenzschichttrand und dem senkrechten Stoß aus.

Bei Ramjets ist ein Betrieb sowohl mit einem senkrechten Shock-train als auch mit einem schrägen Shock-train mit abschließendem senkrechten Stoß möglich, während bei Scramjets im Normalbetrieb nur der Fall des reinen schrägen Shock-trains auftreten sollte, da die Strömung in der Brennkammer schließlich stets im Überschall bleiben sollte. Ein wichtiger Punkt in der experimentellen Untersuchung des Einlaufs stellt daher die Bestimmung der Gegendrucke dar, an welchen zunächst der Shock-train

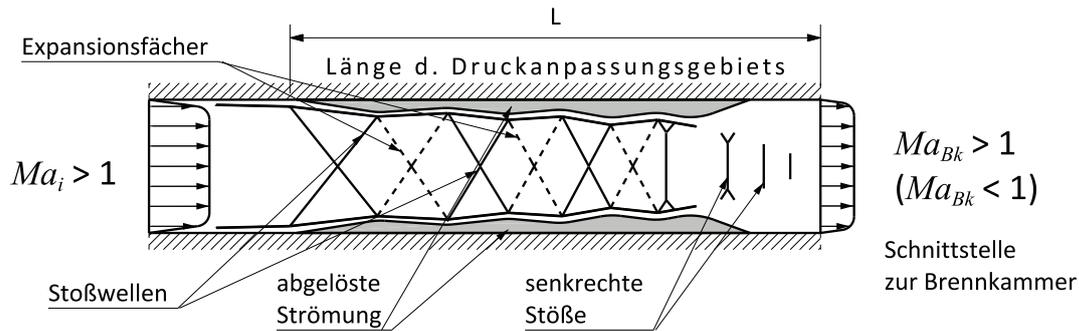


Abb. 2.17: Schematische Darstellung eines schrägen Shock-trains in einem Scramjet-Isolator [95]

bewirkt, dass die Isolatorströmung auf Unterschall verzögert wird, und weiterhin denjenigen Druck, bei welchem die Strömung komplett blockiert und ein Unstart des Einlaufs passiert. Diese Drücke sind jeweils von den aktuellen Bedingungen abhängig, besonders den Anströmbedingungen (Reynoldszahl, Machzahl, Anstellwinkel usw.).

Für die Auslegung ist besonders die benötigte Länge von Interesse, welche von einer Vielzahl von Parametern abhängt. Diese wurde detailliert vor allem von Billig behandelt, inklusive zahlreicher experimenteller Arbeiten zu unterschiedlichen Isolatorlängen [28, 29, 30, 227], siehe dazu auch [159]. Insbesondere eine aus [227] entnommene Korrelation für das Verhältnis  $\left(\frac{L}{H}\right)_{Iso}$  findet weitreichend Anwendung und lautet in der von Heiser modifizierte Form [95]:

$$\left(\frac{L}{H}\right)_{Iso} = \sqrt{\frac{\delta_2}{H}} \cdot Re_{\delta_2}^{-\frac{1}{4}} \cdot \frac{1}{Ma_i^2 - 1} \cdot \left[ 50 \left(\frac{p_{Bk}}{p_i} - 1\right) + 170 \left(\frac{p_{Bk}}{p_i} - 1\right)^2 \right] \quad (2.49)$$

Die zitierten Untersuchungen zeigten jedoch auch, dass mit steigender Flugmachzahl ein sehr starker Rückgang der benötigten Isolatorlänge einhergeht. So reduziert sich die Isolatorlänge um 74%, wenn die Flugmachzahl von  $Ma = 5,8$  auf  $7 - 7,3$  erhöht wird. Für Flugmachzahlen von  $Ma \geq 8$  erklärt Billig, dass die Wärmefreisetzung der Verbrennung nicht so hoch sei, dass thermisches Blockieren der Strömung drohe, und folglich für diese Flugmachzahlbereiche gar kein Isolator mehr nötig sei [28, 30]. Dazu passen auch die Ergebnisse der Untersuchungen von Häberle mit dem GK-01-Einlauf der ersten Generation. Diese ergaben, dass die Isolatorlänge nach Formel 2.49 um etwa zwei Drittel zu lange ausgelegt wurde [90]. Dies wurde in der Auslegung des neuen GRK-Scramjets entsprechend berücksichtigt (vergleiche dazu Abschnitt 3.3).

### 3 Auslegung des 3D-Einlaufs

Dieses Kapitel beschreibt die Auslegungsmethodik sowie die Geometrie der damit bestimmten Einlaufkonfiguration. Der Einlauf wurde durch eine Kombination von Ingenieursmethoden mit einer parametrischen Studie ausgelegt. Der Ablauf der Auslegung ist als Flussdiagramm in Abbildung 3.1 dargestellt. Zunächst wurde in einer groben Vorauslegung basierend auf Erfahrungen aus der Literatur die Grundkonfiguration des Einlaufs bestimmt. Im Anschluss daran wurden die Anforderungen an den Einlauf hinsichtlich dessen Leistungsvermögen wie auch systemtechnischer Aspekte genau spezifiziert. Darauf aufbauend wurden verschiedene Parameter identifiziert, deren Variationen die in Frage kommenden Einlaufkonfigurationen ergeben. Unter Verwendung der Geometrie des GK-01-Einlaufs wurden dann geeignete numerische Methoden zur Gittererzeugung und Durchführung der Rechnungen entwickelt, um die zahlreichen Varianten der Parameterstudie möglichst effizient und gleichzeitig mit hinreichender Verlässlichkeit durchrechnen zu können. Zur Validierung der gefundenen Methoden wurden frühere experimentelle Ergebnisse herangezogen. Aus den Ergebnissen der CFD-Rechnungen wurde dann diejenige Konfiguration mit der bestmöglichen Kombination aus hohem Leistungsvermögen und guten Wirkungsgraden ermittelt. Zur weiteren Verbesserung der Strömungsqualität und Effizienz wurde die Geometrie modifiziert. Mit dieser modifizierten, endgültigen Version wurden abschließende Rechnungen besonders hinsichtlich des Einflusses der Innenkontraktion durchgeführt. Darüber hinaus wurden Rechnungen bei Windkanalbedingungen durchgeführt, um die experimentellen Ergebnisse besser interpretieren und die Auslegungsrechnungen nachträglich nochmals validieren zu können. Die einzelnen Schritte der Auslegung werden in den folgenden Abschnitten detailliert beschrieben.

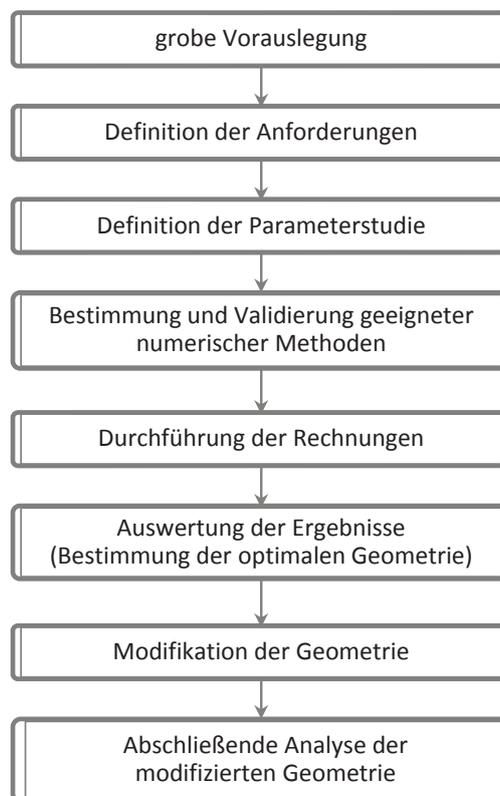


Abb. 3.1: Flussdiagramm des Vorgehens bei der Auslegung

### 3.1 Vorauslegung

Für den neuen Einlauf ist für das Gesamtsystem gegeben, dass es sich um einen ebenen 3D-Einlauf mit konvergierenden Seitenwänden handeln soll. Hinsichtlich der Grundkonfigurationen stellten sich zwei offene Fragen: Zum einen, ob die Seitenwände wie bei den von Goonko untersuchten Konfigurationen [79] angestellt sein sollen oder gerade und nur unter einem Pfeilungswinkel abgeschnitten. Und zum anderen, ob weiterhin eine Doppelrampe oder lediglich eine einfache Rampe verwendet werden sollte. Die möglichen Konzepte sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

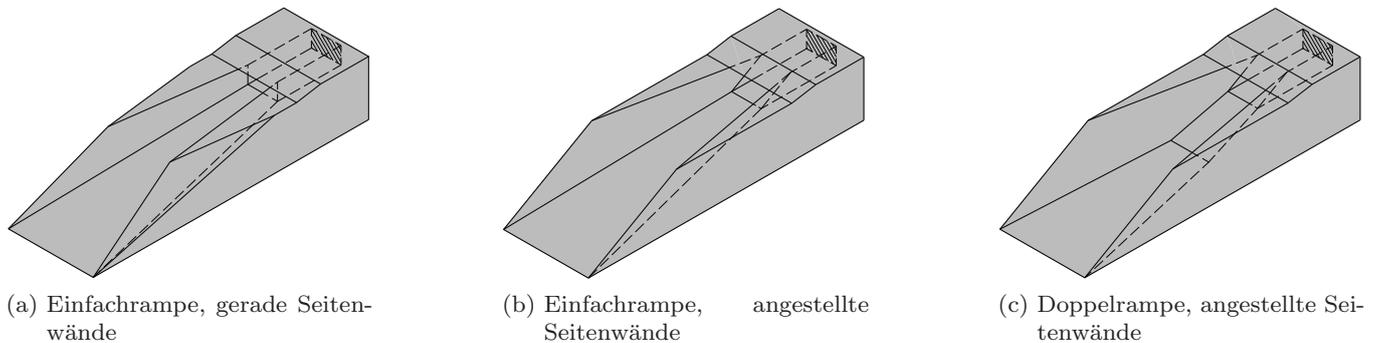


Abb. 3.2: Verschiedene Konzepte für den 3D-Einlauf

Aufgrund der Ergebnisse der Voruntersuchungen mit dem modifizierten GK-01-Modell, die in Kapitel 5 präsentiert werden, wurde entschieden, eine Einfachrampe und gerade, nicht angestellte Seitenwände zu verwenden. Wie diese Untersuchungen zeigten, hat insbesondere die Interaktion des zweiten Rampenstoßes mit den Seitenwandstoßen eine extreme Verstärkung der Wirbel zur Folge, die sich durch die Interaktion des ersten Rampenstoßes mit den Seitenwandstoßen bilden. Dadurch werden das Leistungsvermögen und besonders auch das Start-Verhalten stark negativ beeinflusst. Außerdem bewirken die Seitenwandstoße aufgrund ihrer Lage durch die angestellten Wände, dass die Stromlinien nicht nur zur Symmetrieebene des Einlaufs hin abgelenkt werden, sondern auch nach oben, wodurch das Spillage deutlich ansteigt. Dies könnte nur durch eine ebenso deutliche Erhöhung der Innenkontraktion verhindert werden, was wiederum eine weitere Verschlechterung des Startverhaltens nach sich ziehen würde.

### 3.2 Vorgaben für den 3D-Einlauf und Festlegung der Auslegungsstrategie

Bei der Auslegung galt es, für den Einlauf den optimalen Kompromiss aus sehr unterschiedlichen Vorgaben zu finden, die sich in aerothermodynamische Vorgaben und systemtechnische Aspekte unterteilen lassen. Die erste Gruppe betrifft die Anforderungen, die an die Leistung des Einlaufs gestellt werden. Bei der zweiten handelt es sich um Punkte, die aus Systemsicht, z.B. durch die Entwicklung des Einlaufs als Teil einer Gesamtkonfiguration, berücksichtigt werden müssen.

#### 3.2.1 Systemtechnische Vorgaben

Insgesamt war das Ziel, den Einlauf als Teil der Gesamtkonfiguration des Teilprojekts C1 zu entwickeln, was sich auch darin widerspiegelt, dass ein gemeinsames, modular aufgebautes Windkanalmodell entwickelt wurde, von welchem der Einlauf alleine für aerodynamische Untersuchungen verwendet werden kann, aber auch zusammen mit den übrigen Komponenten (Brennkammer und Düse) als Gesamtkonfiguration. Da im Hyperschall-Windkanal H2K aufgrund der zu niedrigen Totaltemperaturen keine Versuche mit Verbrennung durchgeführt werden können, wird diese, genauer gesagt, der durch die Verbrennung verursachte Druckanstieg, über die Einspeisung von Druckluft simuliert. Da die Vorgänge in der Brennkammer,

auch wenn es sich nur um eine simulierte Verbrennung handelt, sehr schwer zu skalieren sind, wurde entschieden, das GRK-Brennkammerkonzept im Originalmaßstab 1:1 zu übernehmen. Dieses sieht einen rechteckigen Brennkammerquerschnitt mit einer Breite von  $b_{Bk} = 65$  mm und Höhe von  $h_{Bk} = 40$  mm und eine mehrstufige Einspritzung des Treibstoffs über einen Zentralinjektor und Wandinjektoren vor. Die Art der Einspritzung wird auch für die Drucklufteinspeisung bei der Simulation der Verbrennung im H2K beibehalten.

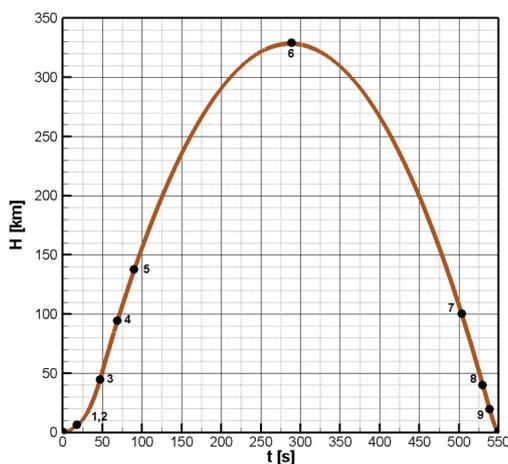
Durch die Entscheidung, ein 1:1-Modell zu entwerfen, ergeben sich Beschränkungen hinsichtlich der maximalen Abmessungen, bedingt durch die Größe der Messkammer des H2K. Die maximale Länge des Gesamtmodells ist dadurch auf etwa  $L_{ges} \approx 1,25$  m beschränkt. Für das Einlaufmodell alleine, das in den Windkanalversuchen an eine Drossel montiert wird (siehe Abschnitt 4) beträgt die maximale Länge des eigentlichen Einlaufbereichs vor der Drossel etwa  $L_E = 0,75$  m. Außerdem ist die Größe des Frontquerschnitts des Windkanalmodells eingeschränkt, da bei zu großer Versperrung des Strömungsquerschnitts das Blockieren der Kanalströmung droht. Das Starten der Kanalströmung ist lediglich bis zu einer Versperrung von 6% der Düsenaustrittsfläche sicher [157]. Bei einem Austrittsdurchmesser von 600 mm sollte der Frontquerschnitt des Modells somit unter etwa 17000 mm<sup>2</sup> liegen, wobei dies lediglich die sichere Grenze dargestellt und nicht heißt, dass größere Modelle von Grund auf nicht realisierbar sind. Entscheidend sind auch die Form des Modells und dessen dadurch bedingte Verdrängungswirkung. Nachdem während der Auslegung schnell klar wurde, dass diese Grenze weit überschritten werden wird, wurde durch Versuche mit einem Holzmodell des Einlaufs sichergestellt, dass der Kanal trotzdem startet.

### 3.2.2 Aerothermodynamische Bedingungen

Das benötigte Leistungsvermögen des Einlaufs definiert sich durch die Anströmbedingungen im Trajektorienpunkt sowie die Anforderungen an die Strömung beim Eintritt in die Brennkammer.

#### Trajektorienpunkt

Gemäß Kapitel 1.3.1 ist als Referenzfall ein Flug bei  $Ma = 8$  in  $H = 30$  km Höhe vorgegeben. Dies ist die Bedingung für einen stationären Flug und wurde aus Systemsicht festgelegt. Bei der Auslegung des Einlaufs ist zu berücksichtigen, dass dieser auch für die in Teilprojekt C1 entwickelte Flugkonfiguration verwendet wird und somit alle Anforderungen des angedachten Flugexperiments mit suborbitalem, parabolischem Wiedereintritt erfüllen muss, wie er in Abbildung 3.3 dargestellt ist. Diese Anforderungen gehen aus Trajektorienberechnungen von Riehmer hervor [177].



Punkt	$t$ , s	$H$ , km	Vorgang
0	0	0	Zündung 1. Stufe u. Start der Rakete
1	16	5,1	Brennschluss 1. Stufe u. Stufentrennung
2	16,5	5,4	Zündung der 2. Stufe
3	49	50	Brennschluss der 2. Stufe
4	67	90	Abtrennung der Nasenverkleidung
5	80	120	Entspin- und Reorientierungsmanöver
6	287	328	Apogäum
7	503	100	Wiedereintritt in die Atmosphäre
8	532	35	Beginn der Versuchsphase
9	536	25	Ende der Versuchsphase
10	549	0	Einschlag auf der Erde

Abb. 3.3: Ablauf des Flugversuchs anhand einer Beispieltrajektorie [177]

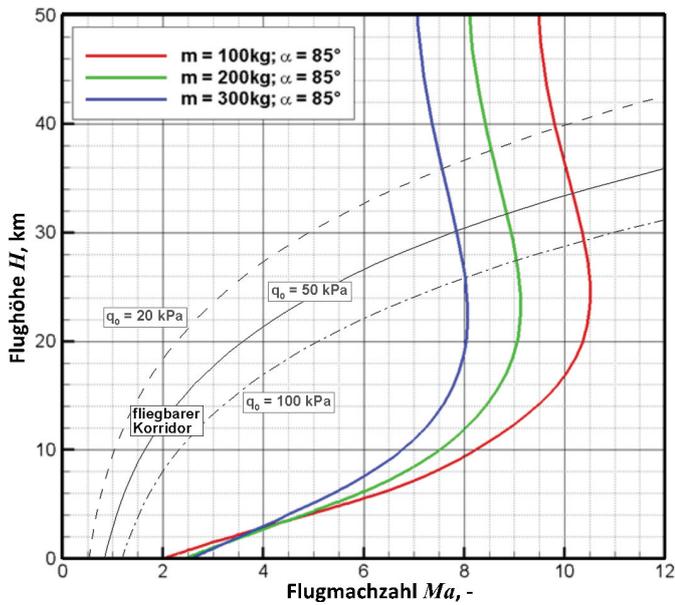


Abb. 3.4: Trajektorien für unterschiedliche Massen des Versuchsträgers [177]

mehr möglich, da der Luftmassenstrom im Antrieb zu gering würde bzw. das gesamte Hyperschallflugzeug nicht mehr genug Auftrieb erzeugen kann. Wird andererseits die zweite Grenze überschritten, werden die strukturellen Lasten zu groß [95].

In Anbetracht der Ergebnisse der Rechnungen und dieser Grenzen erscheint die Wahl des Trajektorienpunkts mit  $Ma = 8$  in  $H = 30$  km Höhe als sinnvoll. Zwar sollte laut Segal ein Hyperschallflugzeug möglichst nahe an der Grenze des maximal möglichen dynamischen Drucks fliegen [188]. Dies ist bei dem angedachten Flugexperiment jedoch nicht praktikabel, da aufgrund des starken Druckanstiegs während der Versuchsphase die Versuchszeit zu kurz würde. Setzt man den Auslegungspunkt jedoch nahe der unteren Grenze von  $q_0 = 20$  kPa an, steigen die Anforderungen an den Einlauf, vornehmlich das Kompressionsverhältnis betreffend, enorm an, auf ein Level, das für weite Teile des Versuchskorridors jedoch unnötig wäre (siehe nächster Abschnitt). Daher ist es naheliegend, einen Punkt zu wählen, der etwa im mittleren Bereich des Versuchskorridors liegt und zudem die Masse des Versuchsträgers eher konservativ abzuschätzen. Dadurch hat man noch gewisse Sicherheiten, da eine Verringerung der Masse eine höhere Flugmachzahl und auch höhere Kompressions- und Temperaturverhältnisse mit sich bringen würde. Gleichzeitig zeigen diese Rechnungen auch, dass der Einlauf über einen relativ großen Betriebsbereich bezüglich der Anströmbedingungen verfügen muss. Die detaillierten Anströmbedingungen für den gewählten Trajektorienpunkt sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Flughöhe $H$ , km	30
Flugmachzahl $Ma$ , -	8,0
Totaldruck $p_{t0}$ , MPa	11,44
stat. Druck $p_\infty$ , Pa	1172,1
dynamischer Druck $q_0$ , kPa	52,5
Totaltemperatur $T_{t0}$ , K	3127,8
stat. Temperatur $T_\infty$ , K	226,6
Einheits-Reynoldszahl $Re_{\infty,m}$ , $10^6 \text{ m}^{-1}$	2,95

Tab. 3.1: Anströmbedingung des Auslegungspunktes

Der Versuchsträger wird mit einer Trägerrakete ins All geschossen, erreicht sein Apogäum (Punkt 5) und stürzt anschließend zurück auf die Erde. Während des Wiedereintritts ergibt sich in einer Höhe zwischen 35 und 25 km das Fenster für die Durchführung des Versuchs (zwischen den Punkten 8 und 9). Mit den Trajektorienberechnungen wird ermittelt, welche Flugmachzahlen in diesem Bereich zu erwarten sind, abhängig von Parametern wie der Masse des Versuchsträgers oder dem Anstellwinkel der Rakete beim Start. Abbildung 3.4 illustriert beispielhaft Ergebnisse dieser Berechnungen für die Massenabhängigkeit. Die Linien für konstante dynamischen Drücke von  $q_0 = 20$  kPa und  $q_0 = 100$  kPa stellen darin die Grenzen des fliegbaren Korridors dar. Bei Unterschreitung der ersten Grenze ist sowohl der Betrieb von luftatmenden Antrieben als auch der Hyperschallflug allgemein aufgrund des zu geringen dynamischen Drucks nicht

### Kompressions- und Temperaturverhältnis

Nach der Festlegung der Anströmbedingungen stellt sich die Frage der Definition der Eintrittsbedingungen der Strömung in die Brennkammer und davon abgeleitet die Festlegung des Kompressions- und Kontraktionsverhältnisses des Einlaufs. Der statische Druck beim Eintritt in die Brennkammer wurde in der vorherigen Phase basierend auf Erfahrungen aus früheren Projekten wie z.B. JAPHAR zu  $p_{Bk} = 50$  kPa festgelegt [49, 90, 158]. Neuere Studien kommen ebenfalls zu dem Schluss, dass der Brennkammereintrittsdruck in diesem Bereich liegen sollte [198].

Mit dem statischen Druck der Anströmung von  $p_{\infty} = 1172,1$  Pa ergibt sich für das nötige statische Druckverhältnis ein Wert von:

$$\Pi_{st} = \frac{p_{Bk}}{p_{\infty}} \approx 42,5 \quad (3.1)$$

Da als Treibstoff für den GRK-Scramjet Wasserstoff vorgegeben ist, muss in der Einströmung in die Brennkammer eine statische Temperatur von etwa  $T_{Bk} \approx 1000$  K vorliegen [95]. Dies ist die Grenze für die Selbstzündung der Verbrennung von Wasserstoff in Luft, bei der die Zündung des Triebwerks sichergestellt ist. Mit einer statischen Temperatur in der Anströmung von  $T_{\infty} = 226,6$  K beträgt das nötige Temperaturverhältnis:

$$\psi_{st} = \frac{T_{Bk}}{T_{\infty}} \approx 4,4 \quad (3.2)$$

Dabei ist jedoch anzumerken, dass der Einlauf nicht zwingend diese Werte erreichen muss. Zum einen wurde der Trajektorienpunkt, wie im vorherigen Abschnitt erläutert, eher konservativ ausgewählt und es ist zu erwarten, dass die tatsächliche Flugmachzahl im Versuch etwas höher sein wird. Dementsprechend würden auch die Druck- und Temperaturverhältnisse höher ausfallen. Des Weiteren nimmt der Druck während des Sturzflugs des Versuchsträgers stark zu, so dass in jedem Fall ein ausreichend hoher Brennkammerdruck erreicht wird. Zur Maximierung der Versuchszeit sollte dieser trotzdem bereits im gewählten Trajektorienpunkt erreicht werden. Auch hinsichtlich der Temperatur ist es so, dass deren gemittelter Wert nicht unbedingt so hoch sein muss. Es muss in erster Linie das Zünden des Triebwerks sichergestellt sein. Hierfür reicht es in der Regel aus, wenn Teile der Strömung heiß genug sind, um die Zündung des eingespritzten Treibstoffs zu ermöglichen. Derartige Hotpockets sind oft im Bereich von Wirbeln oder Stößen vorhanden, wie sie auch durch den Zentralinjektor bzw. die Treibstoffeinspritzung selber erzeugt werden.

Daher wird bei Auswertung der Parameterstudie in erster Linie auf eine hohe Effizienz geachtet, solange die Druck- und Temperaturverhältnisse hinreichend hoch sind, um die Zündung des Triebwerks und die Stabilität der Verbrennung sicherzustellen. Zur Überprüfung dieser beiden Punkte wurden CFD-Rechnungen von Riehmer im Rahmen der Auslegung der neuen Gesamtkonfigurationen sowie im Brennkammer-Teilprojekt B2 durchgeführt [172, 177, 187]. Dabei wurden zum einen die Ergebnisse der Auslegungsrechnungen für den Austrittsquerschnitt des Isolators als Eingangsbedingung in die Brennkammer verwendet und zum anderen in Nose-to-tail-Rechnungen der komplette interne Strömungskanal des Gesamtmodells simuliert. Diese brachten eine gewisse Sicherheit, dass zumindest mit gängigen numerischen Verbrennungsmodellen die Zündfähigkeit und Stabilität der Verbrennung garantiert ist.

### Kontraktionsverhältnis

Um mit den in Abschnitt 3.3.2 definierten variablen Parametern die übrigen Abmessungen der verschiedenen Konfigurationen des Einlaufs berechnen zu können, ist es notwendig, neben dem Brennkammer-Eintrittsquerschnitt auch den Fangquerschnitt des Einlaufs zu kennen. Wie in Abschnitt 2.1 erläutert, bestimmt sich dieser aus dem benötigten Brennkammermassenstrom. Da dieser gegenüber dem GK-01-Einlauf trotz verkleinertem Brennkammerquerschnitt konstant gehalten werden soll und der Trajektorienpunkt und damit die Anströmbedingungen dieselben sind, bedeutet dies, dass der Fangquerschnitt, der bei der ersten Leitkonfiguration  $A_{C,GK-01} = 150 \times 150 \text{ mm}^2 = 22500 \text{ m}^2$  beträgt, in etwa gleich bleiben muss.

Da der Brennkammer-Querschnitt deutlich geringer ist als bei der ersten Leitkonfiguration, ergibt sich für den neuen Einlauf ein höheres Kontraktionsverhältnis. Für den festgelegten Brennkammerquerschnitt von  $A_{Bk} = 65 \times 40 \text{ mm}^2 = 2600 \text{ mm}^2$  folgt:

$$OCR = \frac{A_C}{A_{Bk}} \approx 8,65 \quad (3.3)$$

Beim GK-01-Einlauf mit einem Brennkammerquerschnitt von  $A_{Bk, \text{GK-01}} = 150 \times 27 \text{ mm}^2 = 4050 \text{ mm}^2$  beträgt das Kontraktionsverhältnis  $OCR_{\text{GK-01}} = 5,6$ . Der Luftmassenstrom liegt bei den gegebenen Strömungsbedingungen für diesen Fangquerschnitt bei etwa  $\dot{m}_{Bk} \approx 1 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Bei der Parameterstudie gilt es nun, unter den möglichen Konfigurationen diejenige herauszufinden, die für das gegebene Kontraktionsverhältnis die benötigten Kompressions- und Temperaturverhältnisse von  $\Pi_{st} \approx 42,5$  und  $\psi \approx 4,4$  möglichst gut erfüllt und gleichzeitig den bestmöglichen Wirkungsgrad verspricht. Dabei werden der Wirkungsgrad der kinetischen Energie  $\eta_{ke}$  und das Totaldruckverhältnis  $\pi_t$  betrachtet. Die aus den Systemaspekten wie auch den aerothermodynamischen Bedingungen resultierenden Vorgaben sind in der folgenden Auflistung zusammengefasst:

- Auslegungspunkt: Flug bei  $Ma = 8$  in  $H = 30 \text{ km}$  Höhe
- $p_\infty = 1172,1 \text{ Pa}$ ,  $T_\infty = 226,6 \text{ K}$
- Verdichtungsverhältnis  $\Pi_{st} \approx 42,5$
- Temperaturverhältnis  $\psi_{st} \approx 4,4$
- Kontraktionsverhältnis  $OCR \approx 8,6 - 8,7$
- 3D-Einlauf mit Einfachrampe und konvergierenden, geraden, gepfeilten Seitenwänden
- rechteckiger Brennkammerschnitt mit  $b_{Bk} = 65 \text{ mm}$  und  $h_{Bk} = 40 \text{ mm}$  zur Verwendung des GRK-Zentralinjektors
- Modell in Originalgröße (1:1)

### 3.3 Definition der Parameterstudie

Zur Durchführung der Parameterstudie wurde ein generisches CAD-Modell mit CATIA [6] entworfen, in dem die variablen Parameter geändert werden können und die gesamte Einlaufgeometrie automatisch angepasst wird. Abbildung 3.5 zeigt eine schematische Darstellung des Halbmodells des Einlaufs mit allen verwendeten Parametern. Dabei sind lediglich der Rampenwinkel  $\theta_R$  und der Seitenwandwinkel  $\delta_{SW}$  als variable Parameter festgelegt, aus deren Variation sich die verschiedenen Konfigurationen ergeben. Alle übrigen Größen wurden entweder aufgrund verschiedener Überlegungen auf bestimmte, konstante Werte festgelegt oder berechnen sich durch geometrische Abhängigkeiten aus den beiden Variablen und den fest vorgegebenen Parametern, wie es in den nächsten beiden Abschnitten erläutert wird.

#### 3.3.1 Konstante Parameter

Wie bereits erwähnt, sind der Brennkammer-Eintrittsquerschnitt mit der Breite  $b_{Bk} = 65 \text{ mm}$  und Höhe  $h_{Bk} = 40 \text{ mm}$  und der Fangquerschnitt respektive das Kontraktionsverhältnis mit  $A_C = 22500 \text{ mm}^2$  bzw.  $OCR = 8,6 - 8,7$  fest vorgegeben. Dabei wird angenommen, dass man im Rahmen der Auslegung den Fangquerschnitt und die geometrische Stirnfläche gleichsetzen kann. Diese Annahme ist auch insofern gerechtfertigt, als dass nicht anzunehmen ist, dass der Spillage-Massenfluss beim neuen Einlauf größer sein wird als beim GK-01-Einlauf und somit sichergestellt ist, dass der Brennkammer-Massenstrom auf mindestens dem gleichen Niveau sein wird.

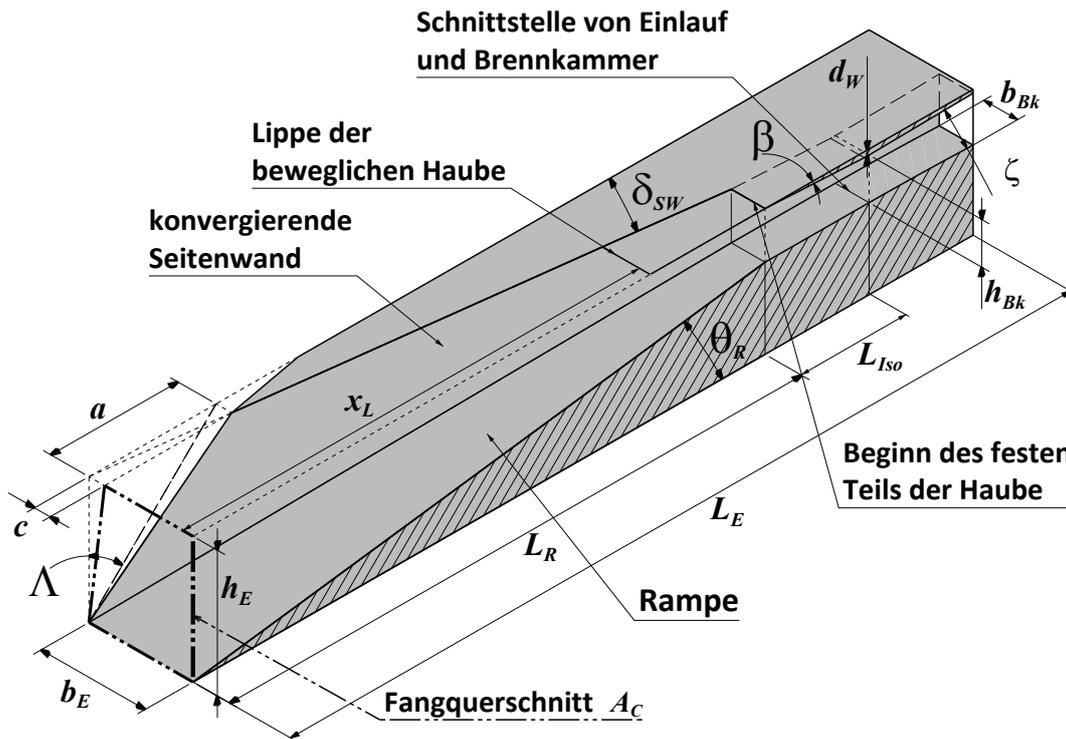


Abb. 3.5: Skizze des parametrisierten 3D-Einlaufs

Der Pfeilungswinkel der Seitenwände wurde zunächst nach Holland mit  $\Lambda = 45^\circ$  angenommen [106]. Die sich durch die Pfeilung der nicht angestellten, geraden Seitenwand ergebende stumpfe Stirnfläche wird nach außen hin mit einer Fase versehen, damit sich eine scharfe Vorderkante ergibt. Insgesamt wurden alle Vorderkanten scharf ausgeführt, da eine Modellierung von abgerundeten Vorderkanten mit CFD sehr schwierig ist und im Rahmen der Auslegungsrechnungen der Parameterstudie zu aufwändig wäre. So kann eine bessere Übereinstimmung der Vorhersagen aus den CFD-Rechnungen mit den späteren Resultaten gewährleistet werden (siehe auch Abschnitt 3.4).

Bei der Definition der Parameterstudie wurde schnell klar, dass es nicht möglich sein wird, einen selbststartenden 3D-Einlauf dieser Art mit fixer Geometrie zu entwickeln, der keinen übermäßig großen Spillage-Massenfluss hat. Daher wurde eine bewegbare Haube als Startmechanismus vorgesehen, um die Innenkontraktion für den Startvorgang zu verringern, wie in Abschnitt 2.3.7 beschrieben. Aus Systemsicht ist ein derartiges zusätzliches Subsystem, das die Komplexität vergrößert, nicht wünschenswert. Es bietet jedoch den Vorteil, dass der Einlauf an verschiedene Strömungsbedingungen angepasst werden kann, besonders an unterschiedliche Flugbahnwinkel und -machzahlen. Die Position der Haube kann stets so angepasst werden, dass das Leistungsvermögen maximiert und die jeweils optimale Konfiguration für jede Betriebsbedingung, vor allem auch für ein potenzielles Flugexperiment, ermittelt werden kann. Wie die numerischen Ergebnisse der Auslegungsrechnungen sowie Nachrechnungen von Windkanalversuchen ebenso wie die experimentellen Ergebnisse (Kapitel 6) zeigen, kann die Haubenposition und damit das Maß der Innenkontraktion großen Einfluss auf den Betrieb haben. Dies betrifft sowohl das Leistungsvermögen und den Betriebsbereich des Einlaufs, als auch die Struktur der Innenströmung. Entscheidend ist dabei der Punkt, dass die Haube so weit nach vorne gefahren werden kann, dass sie den Rampenstoß einfängt. Dadurch ergeben sich bedeutsame Änderungen der Strömungsstruktur, vor allem durch die dann entstehende Stoß-Grenzschicht-Interaktion des Rampenstoßes auf der Haubenseite. Auf diese Thematik wird in Abschnitt 6.2 eingegangen.

Der bewegliche Teil der Haube ist in der Skizze lediglich als Fläche dargestellt. Die Einführung einer beweglichen Haube bedingt, dass es auf der Haubenseite an der Stelle, wo der feste Teil der Haube

beginnt, einen Keil geben wird, der einen Stoß induziert. Auch wenn der Öffnungswinkel des Keils mit  $\beta = 3^\circ$  und die Wanddicke  $d_W = 5$  mm klein gewählt wurden, wird dieser Stoß einen Anteil zur Verdichtung beitragen, allerdings auch das Strömungsfeld stark beeinflussen. Zusätzlich zum Stoßsystem, das durch die Schneide der Haube induziert wird, existiert dann eine weitere Stoßstruktur, die zahlreiche Stoß-Stoß- und Stoß-Grenzschicht-Interaktionen bewirken wird. Der Beginn des festen Teils der Haube liegt an der Stelle, an der die Rampe in den Isolator übergeht.

Die Isolatorlänge des Einlaufs wurde nach praktischen Gesichtspunkten festgelegt, da, wie in Abschnitt 2.3.9 beschrieben, sich die nötige Isolatorlänge mit steigender Flugmachzahl deutlich verringert bzw. ab etwa  $Ma_\infty \approx 8$  überhaupt kein Isolator mehr nötig ist [28, 30, 159] und eine Abschätzung der Isolatorlänge gemäß Formel 2.49 im Rahmen der Auslegung des GK-01-Einlaufs zu einem stark überdimensionierten Isolator geführt hat [90].

Deshalb wird im Anschluss an den Punkt, an dem der konvergierende Teil der Rampe und der Seitenwände beendet ist, ein Isolatorstück mit einer Länge von  $L_{Iso} = 100$  mm angeschlossen. Der Austrittsquerschnitt dieses Isolatorstücks wird als Schnittstelle zu Brennkammer definiert. Folglich stellen die Strömungsbedingungen in diesem Querschnitt auch die Brennkammereintrittsbedingungen dar, die zur Beurteilung und zum Vergleich der verschiedenen Konfigurationen verwendet werden. Stromab von diesem Punkt ist ein Divergenzwinkel von  $\zeta = 2^\circ$  (jeweils  $1^\circ$  nach oben und unten) vorhanden, um das Anwachsen der Grenzschicht an den oberen und unteren Wänden auszugleichen.

Die anschließende Brennkammer des Gesamtmodells wird so ausgelegt, dass der Zentralinjektor zur Treibstoffeinspritzung in unterschiedlichen Positionen platziert werden kann, wobei die Vorderkante des Zentralinjektors in seiner am weitesten stromauf gelegenen Position in der Ebene des Isolatoraustritts liegt. Dadurch ist es möglich, das Leistungsvermögen des Gesamtsystems unter den Gesichtspunkten maximaler Effizienz und Stabilität durch Variation der Treibstoffinjektion sowohl in experimentellen als auch numerischen Untersuchungen zu optimieren (vor allem im Rahmen der GRK-Teilprojekte C1 und B2). Die tatsächlich vorhandene Isolatorlänge würde sich dann gegebenenfalls entsprechend der Position des Zentralinjektors verlängern.

Bei den CFD-Rechnungen wurde das Rechengebiet derart gestaltet, dass dieses auch ein weiteres 100 mm langes Stück der Brennkammer umfasst, jedoch ohne den Zentralinjektor. Damit wird sichergestellt, dass es keine numerischen Probleme mit der Randbedingung an der Ausströmfläche gibt, welche die Ergebnisse verfälschen könnten. Auch für das Windkanalmodell ist vorgesehen, dass die bauliche Trennung der Einlauf- und der Brennkammermodule nicht in der definierten Brennkammer-Eintrittsebene, sondern erst in dieser 100 mm weiter stromab liegenden Ebene liegt. So kann sichergestellt werden, dass nach dem Ende des konvergierenden Teils des Einlaufs ein ausreichend langes Stück zur Untersuchung der Innenströmung vorliegt. Aus dieser Festlegung des internen Strömungskanals des Windkanalmodells mit 200 mm ergibt sich durch die auf  $L_E = 750$  mm begrenzte Gesamtlänge des Einlaufmodells die Beschränkung der Rampenlänge des konvergierenden Teil des Einlaufs auf  $L_R \leq 550$  mm.

#### 3.3.2 Variable Parameter

Die variablen Parameter, aus deren Kombination sich die Geometrie des Einlaufs ergibt, sind der Rampenwinkel  $\theta_R$  und der Seitenwandwinkel  $\delta_{SW}$ . Dieser bezieht sich stets auf das Halbmodell und somit dem Winkel der Seitenwand zur Symmetrieebene des Einlaufs. Insgesamt ergibt sich also ein Konvergenzwinkel der Seitenwände von  $2\delta_{SW}$ . Gemäß den in Abschnitt 3.2.2 dargelegten Bedingungen soll der Massenstrom und folglich der Fangquerschnitt gegenüber der ersten Leitkonfiguration des GRK in etwa konstant bleiben.

Für verschiedene Kombinationen der beiden Winkel wird aus den geometrischen Beziehungen der Einlaufkonfiguration die Rampenlänge  $L_R$  bestimmt, mit der das Kontraktionsverhältnis  $OCR$  bzw. der Fangquerschnitt  $A_C$  im gewünschten Bereich liegt. Im Falle eines 3D-Einlaufs mit geraden, gepfeilten Seitenwänden ist der Fangquerschnitt trapezförmig. Von der rechteckigen Frontfläche  $A_{F_r}$  mit Höhe  $h_E$  und der Breite

$b_E$ , die der Einlauf ohne Pfeilung hätte, fällt durch diese ein dreieckiger Teil  $A_D$  weg, wie in Abbildung 3.5 dargestellt:

$$A_C = A_{Fr} - A_D \quad (3.4)$$

mit dem Frontquerschnitt

$$A_{Fr} = h_E \cdot b_E \quad (3.5)$$

Breite und Höhe des Einlaufs berechnen sich zu:

$$b_E = 2 \cdot L_R \cdot \tan \delta_{SW} + b_{Bk} \quad (3.6)$$

$$h_E = L_R \cdot \tan \theta_R + h_{Bk} + d_W \quad (3.7)$$

Über trigonometrische Beziehungen kann die Fläche des Dreiecks  $A_D = \frac{1}{2} \cdot c \cdot h_E$  mit  $c = a \tan \delta_{SW}$  und  $a = h_E \tan \Lambda$  hergeleitet werden zu:

$$A_D = \frac{1}{2} \cdot h_E^2 \cdot \tan \Lambda \cdot \tan \delta_{SW} \quad (3.8)$$

Damit ergibt sich der Fangquerschnitt  $A_C$  zu

$$A_C = A_{Fr} - A_D = h_E \cdot b_E - \frac{1}{2} h_E^2 \tan \Lambda \tan \delta_{SW} \quad (3.9)$$

und ist somit, da  $\Lambda = 45^\circ = konst$  gewählt wurde, eine reine Funktion der Rampen- und Seitenwandwinkel und der Länge des Einlaufs. Diese lässt sich somit aus Gleichung 3.9 für jede Kombination aus  $\theta_R$  und  $\delta_{SW}$  so berechnen, dass der Fangquerschnitt die gewünschte Größe erreicht. Nun ist es schon allein aufgrund von Fertigungstoleranzen wenig sinnvoll, die Einlauflänge auf mehrere Kommastellen derart exakt zu berechnen, um genau den Fangquerschnitt von  $A_C = 22500 \text{ mm}^2$  bzw. das Kontraktionsverhältnis von  $OCR = 8,65$  zu erhalten. Daher wurde die Länge so bestimmt, dass jede Konfiguration innerhalb des Bereiches  $8,6 \leq OCR \leq 8,7$  liegt. Für den Fangquerschnitt bedeutet dies  $22350 \text{ mm}^2 \leq A_C \leq 22650 \text{ mm}^2$ .

Für den Rampenwinkel wurden Werte im Bereich  $5^\circ \leq \theta_R \leq 12^\circ$  und für den Seitenwandwinkel zwischen  $5^\circ \leq \delta_{SW} \leq 10^\circ$  in Betracht gezogen. Diese kamen durch den Wunsch nach möglichst kleinen Winkeln zur Verminderung der Stoßverluste sowie der Vermeidung bzw. Minimierung von Wirbelbildung und Ablösung durch starke Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung zu Stande. Die Konfigurationen, die sich durch diese Variation ergeben, sind in den Tabellen 3.2(a) und 3.2(b) aufgelistet.

Von den sich aus diesen Kombinationen ergebenden 48 Konfigurationen fallen 17 aufgrund der zu großen Länge weg ( $L_R \geq 550 \text{ mm}$ ). Diese sind in der Tabelle in Klammern dargestellt. Dabei ist für das Kontraktionsverhältnis angegeben, wie dieses absinken würde, wenn man die Länge bei den entsprechenden Konfigurationen auf 550 mm egrenzen würde. Die übrigen 31 Konfigurationen wurden mittels CFD gemäß der im nächsten Abschnitt beschriebenen Vorgehensweise durchgerechnet und mit den Ergebnissen die beste Einlaufkonfiguration ermittelt.

Die Konfigurationen, die sich durch die verschiedenen Kombinationen der Winkel ergeben, sind stark unterschiedlich. Beispiele dafür sind Abbildung 3.6 dargestellt und reichen von „schmal und hoch“ (a) über „ausgeglichen“ (b), „breit und flach“ (c) zu „kurzen“ Konfigurationen mit sowohl starker Seitenwand- als auch Rampenkompression und entsprechend kompakter Bauart (d). Zu erwarten ist, dass eine Konfiguration mit etwa gleich großen Winkeln die besten Ergebnisse liefern wird, angelehnt an die Auslegungsstrategie für 2D-Einläufe. Dort wendet man in der Regel das Kriterium von Oswatitsch an, nach welchem die Rampenwinkel so gewählt werden, dass alle Stöße in etwa gleich stark und die Stoßverluste dementsprechend gleich groß sind, wodurch sie insgesamt minimiert werden [76]. Jedoch ist nicht vorhersehbar, inwiefern dies durch dreidimensionale Effekte beeinflusst wird. Daher wurde ein relativ breiter Wertebereich für die Parameterstudie angenommen, um auch unerwartete Ergebnisse berücksichtigen zu können.

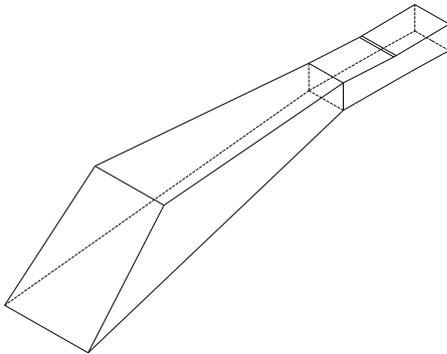
Rampen- winkel $\theta_R$ , °	Seitenwandwinkel $\delta_{SW}$ , °					
	5	6	7	8	9	10
5	(800)	(728)	(668)	(621)	(580)	550
6	(735)	(670)	(620)	(576)	544	513
7	(685)	(626)	(579)	544	511	483
8	(642)	(590)	550	514	483	457
9	(607)	(557)	521	488	459	435
10	(575)	534	496	465	439	416
11	550	509	475	446	421	399
12	528	488	455	428	405	385

(a) Rampenlänge  $L_R$

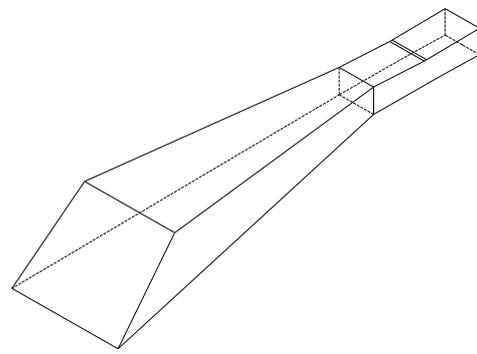
Rampen- winkel $\theta_R$ , °	Seitenwandwinkel $\delta_{SW}$ , °					
	5	6	7	8	9	10
5	(5,48)	(6,12)	(6,76)	(7,40)	(8,04)	8,69
6	(6,02)	(6,71)	(7,41)	(8,11)	8,69	8,69
7	(6,55)	(7,31)	(8,06)	8,69	8,69	8,70
8	(7,08)	(7,89)	8,70	8,70	8,69	8,69
9	(7,61)	(8,47)	8,69	8,70	8,68	8,69
10	(8,13)	8,70	8,69	8,69	8,69	8,69
11	8,64	8,68	8,70	8,70	8,70	8,68
12	8,69	8,69	8,68	8,69	8,70	8,70

(b) Gesamtkontraktionsverhältnis  $OCR$

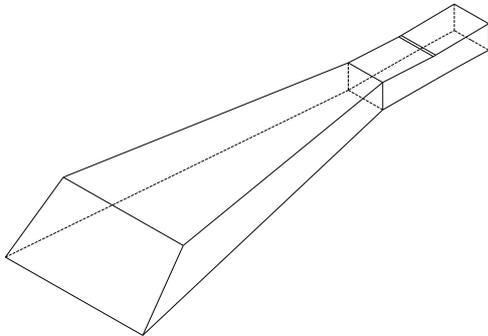
Tab. 3.2: Übersicht über die Geometrien der für die Parameterstudie verwendeten Konfigurationen



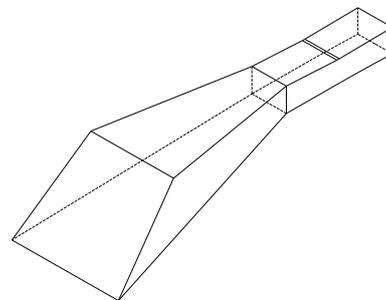
(a)  $\delta_{SW} = 5^\circ$ ,  $\theta_R = 12^\circ$ ,  $L_R = 528$  mm



(b)  $\delta_{SW} = 7^\circ$ ,  $\theta_R = 8^\circ$ ,  $L_R = 550$  mm



(c)  $\delta_{SW} = 10^\circ$ ,  $\theta_R = 5^\circ$ ,  $L_R = 550$  mm



(d)  $\delta_{SW} = 10^\circ$ ,  $\theta_R = 12^\circ$ ,  $L_R = 385$  mm

Abb. 3.6: Beispiele für verschiedene Konfigurationen der Parameterstudie

## 3.4 Methodik der CFD-Studie

Da die aktuelle Arbeit in erster Linie eine experimentelle Studie ist und numerische Ergebnisse lediglich zur Auslegung und unterstützend zur Interpretation der Messwerte herangezogen werden, aber keine wissenschaftlichen Ergebnisse allein aus numerischen Daten präsentiert werden, wird auf eine Darstellung der Grundlagen der numerischen Strömungsmechanik verzichtet und auf die Literatur verwiesen [14, 131, 148]. Ebenso beanspruchen die numerischen Ergebnisse keine wissenschaftliche Belastbarkeit, wenngleich zur Gewährleistung der Verlässlichkeit alle Rechnungen als viskose und voll dreidimensional durchgeführt wurden und eine Validierung durch den Vergleich der numerischen Ergebnisse mit Windkanalmessdaten und mit CFD-Rechnungen aus dem GRK-Teilprojekt A7 [154, 156] eine gute Übereinstimmung zeigte. Auch dabei steht im Vordergrund, dass das Leistungsvermögen des Einlaufs möglichst genau vorhergesagt werden kann und nicht die bestmögliche Auflösung spezifischer strömungsmechanischer Phänomene. Diese Validierung ist in Kapitel 3.4.3 dargestellt.

Da es für die Parameterstudie nötig ist, mit möglichst geringem Zeitaufwand eine relativ große Anzahl an Rechnungen durchzuführen, wurde der DLR TAU-Code als Strömungslöser zusammen mit der Gittergenerierungs-Software Centaur verwendet [39, 73]. Der Vorteil besteht vor allem darin, dass sich TAU durch die Verwendung von Skripten automatisieren lässt und die hierfür benötigten unstrukturierten Gitter mit Centaur durch Benutzung eines festen Satzes an Parametern schnell und mit wenig Aufwand erzeugt werden können. Durch die Adaptionsmechanismen von TAU ist gewährleistet, die Netze, die nicht an die jeweilige Konfiguration angepasst wurden, so zu modifizieren und zu verfeinern, dass die Strömung mit relativ hoher Genauigkeit und Verlässlichkeit berechnet wird.

### 3.4.1 Gittererzeugung mit Centaur

Abgeleitet von dem in Abbildung 3.5 skizzierten Parametermodell wurde anschließend ein weiteres generisches CAD-Modell für das Rechengebiet erstellt, das nur den internen Strömungskanal umfasst. Dieses ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Auf die Berechnung der äußeren Umströmung der Vorderkanten bzw. des gesamten Modells wird verzichtet. Die mit dem generischen CAD-Modell erzeugten Geometrien können aus CATIA als step- oder iges-Dateien exportiert und direkt in Centaur eingelesen werden. Da diese Konfigurationen nur aus einfachen geometrischen Formen bestehen, verläuft dieser Prozess in der Regel fehlerfrei und es ist keine Nacharbeit notwendig. Es müssen lediglich den einzelnen Flächen Randbedingungen zugewiesen werden. Wie es in der Skizze illustriert ist, werden dazu die geometrischen Flächen in Gruppen mit gemeinsamen Randbedingungen zusammengefasst. Anschließend kann mit einem einmal bestimmten Satz an Input-Parametern direkt das Gitter generiert werden.

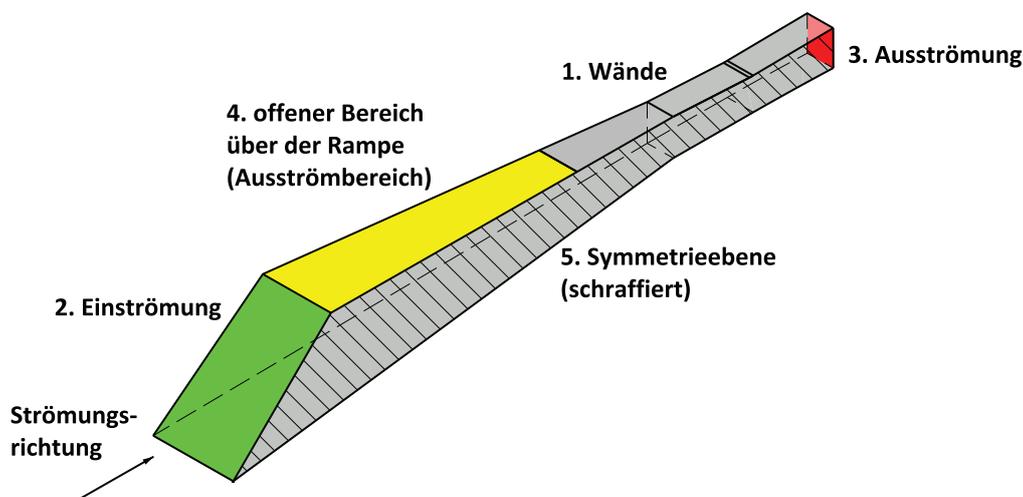


Abb. 3.7: Skizze des Rechengebiets

Obwohl die genaue Definition der Randbedingungen erst bei der Berechnung mit TAU stattfindet, ist dies bei der Gittererzeugung bereits nötig, da festgelegt werden muss, in welchen Bereichen welche Art von Gitter erzeugt werden soll. TAU verwendet hybride, unstrukturierte Gitter, bei denen das Rechengitter aus einem Hauptnetz aus Tetraedern und einem Subnetz aus Prismen-Schichten entlang der viskosen Wände zur Auflösung der Grenzschicht besteht. Bei der Gittererzeugung werden mit verschiedenen Parametern drei Aspekte festgelegt:

1. Dichte der Knoten auf der Oberfläche
2. Aufbau der Prismenschicht senkrecht zur Wand
3. Feinheit des Tetraeder-Netzes

Bei der Bestimmung der Parameter für die einzelnen Punkte müssen verschiedene Faktoren beachtet werden. Bei Punkt 1 ist zu beachten, dass das Oberflächengitter die Geometrie mit ausreichender Genauigkeit wiedergibt, da die Form, die sich bei der Gittererzeugung durch die Diskretisierung ergibt, bei der Adaption beibehalten wird. Diese wird nur gegebenenfalls durch eine höhere Anzahl an Zellen bzw. Knoten wiedergegeben, aber es ist keine bessere Annäherung an die eigentliche Geometrie möglich. Deshalb ist zwingend nötig, dass die Diskretisierung der Oberfläche mit einer hinreichend hohen Genauigkeit stattfindet. Ebenso ist darauf zu achten, für Punkt 3, dass das Tetraeder-Netz fein genug ist, um Strömungsphänomene wie Stöße hinreichend genau abbilden zu können, damit die Adaptionsmechanismen von TAU diese auch erkennen und das Gitter entsprechend anpassen können.

Da bei den Rechnungen keine Wandfunktionen verwendet, sondern die Grenzschichten direkt berechnet wurden, müssen diese entsprechend gut aufgelöst werden. Dazu muss die Grenzschichtdicke durch die Dicke der Prismenschicht angenähert werden und die Anzahl und Dicke der einzelnen Schichten dementsprechend bestimmt und verteilt werden. Als Zielwert für die Auflösung wurde der dimensionslose Wandabstand des jeweils ersten Knotens zu  $y^+ = 1$  festgelegt. Dieser wiederum ist allerdings direkt vom Grenzschichtzustand abhängig. Um direkt bei der Gittererzeugung eine passende Auflösung der Grenzschicht zu erhalten, müsste man sehr genaue Kenntnisse über die Struktur der Grenzschicht besitzen, was bei den untersuchten Geometrien aufgrund der zahlreichen Stoß-Grenzschicht-Interaktionen nahezu unmöglich ist. Außerdem wäre eine sehr genaue Anpassung des Gitters bzw. der Input-Parameter an die jeweilige Konfiguration und damit ein unvertretbarer Arbeitsaufwand nötig.

Daher wurde, wie bereits erwähnt, für alle Gitter der gleiche Satz an Input-Parametern verwendet, bei dessen Bestimmung darauf geachtet wurde, dass lediglich die Dicke der Grenzschicht durch die Dicke der Prismenschicht angenähert wird und eine ausreichende Anzahl an Prismenschichten vorhanden ist. Die genaue Verteilung der Zellen senkrecht zur Wand wird dann durch die Adaption mit TAU derart modifiziert, dass eine Auflösung mit  $y^+ = 1$  im gesamten Einlauf gewährleistet ist. Abbildung 3.8 zeigt dazu beispielhaft die  $y^+$ -Verteilung des ursprünglichen Gitters sowie nach der Adaption mit TAU.

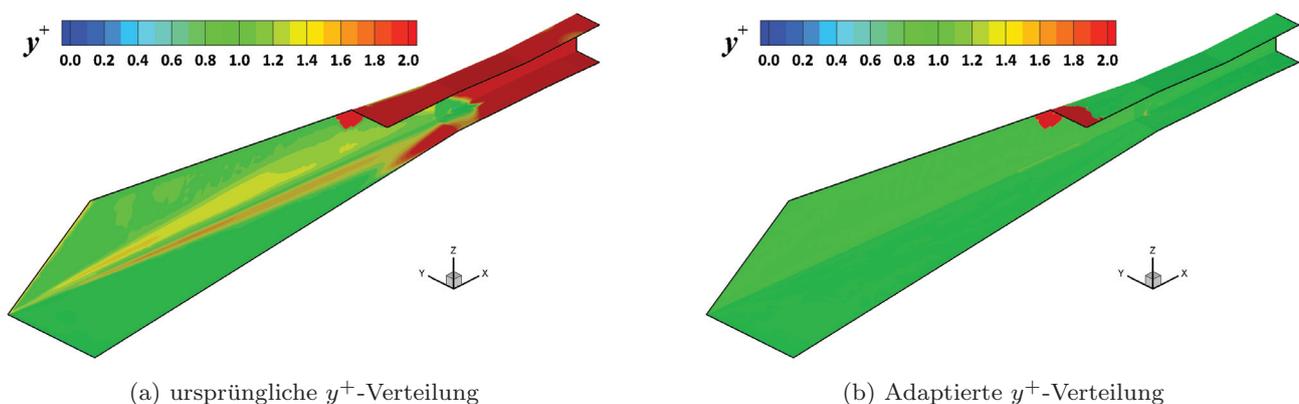


Abb. 3.8: Vergleich der  $y^+$ -Verteilung vor und nach Adaption der Unterschicht

Wie man sieht, ist es zwar möglich, in den Bereichen der externen Rampe und Seitenwände bereits bei der Gittererstellung eine sehr gute Auflösung zur Wand hin zu erlangen, jedoch nicht in den Bereichen der Stoß-Grenzschicht-Interaktionen. Im Isolator ist die Auflösung zu Anfang noch ziemlich schlecht, kann durch die Adaption allerdings sehr gut korrigiert werden. Lediglich im Bereich der Haubenvorderkante ist es nicht möglich, eine gute Auflösung zu erzielen, was dadurch bedingt ist, dass hier ein Bereich mit einer ausgebildeten Grenzschicht entlang der Seitenwand und der Bereich an der Schneide der Lippe, in dem sich die Grenzschicht erst bildet und daher noch extrem dünn ist, aufeinandertreffen.

Die Anzahl der Zellen der mit den verwendeten Parametern erstellten Netze liegt in der Größenordnung von etwa 1,2 Millionen bei etwa 400.000 Knoten. Von den Zellen entfallen etwa 500.000 auf Prismen in der Unterschicht und 700.000 auf Tetraeder. Am Ende der Rechnung mit der im nachfolgenden Abschnitt beschriebenen Prozedur liegt die Anzahl der Knoten bei 3 Millionen und die Anzahl der Zellen bei über 10 Millionen. Eine ausreichende Auflösung auch von komplexen Strömungsphänomenen ist dadurch gewährleistet, wie auch der Vergleich von CFD-Rechnungen mit Windkanalergebnissen zeigt. Abbildung 3.9 zeigt die Beschaffenheit des Rechengitters im ursprünglichen Zustand (Centaur-Output).

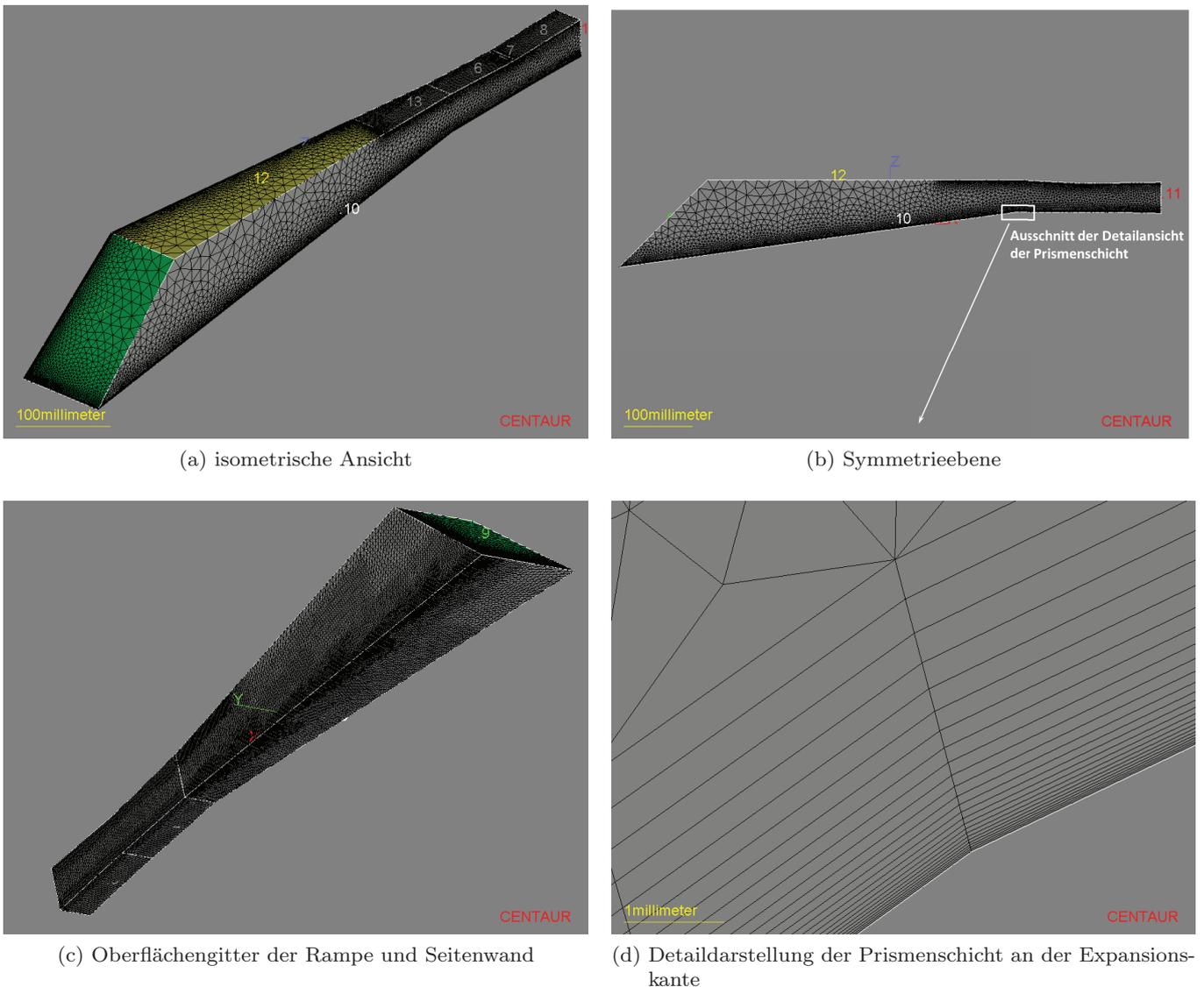


Abb. 3.9: Mit Centaur erstelltes Rechengitter

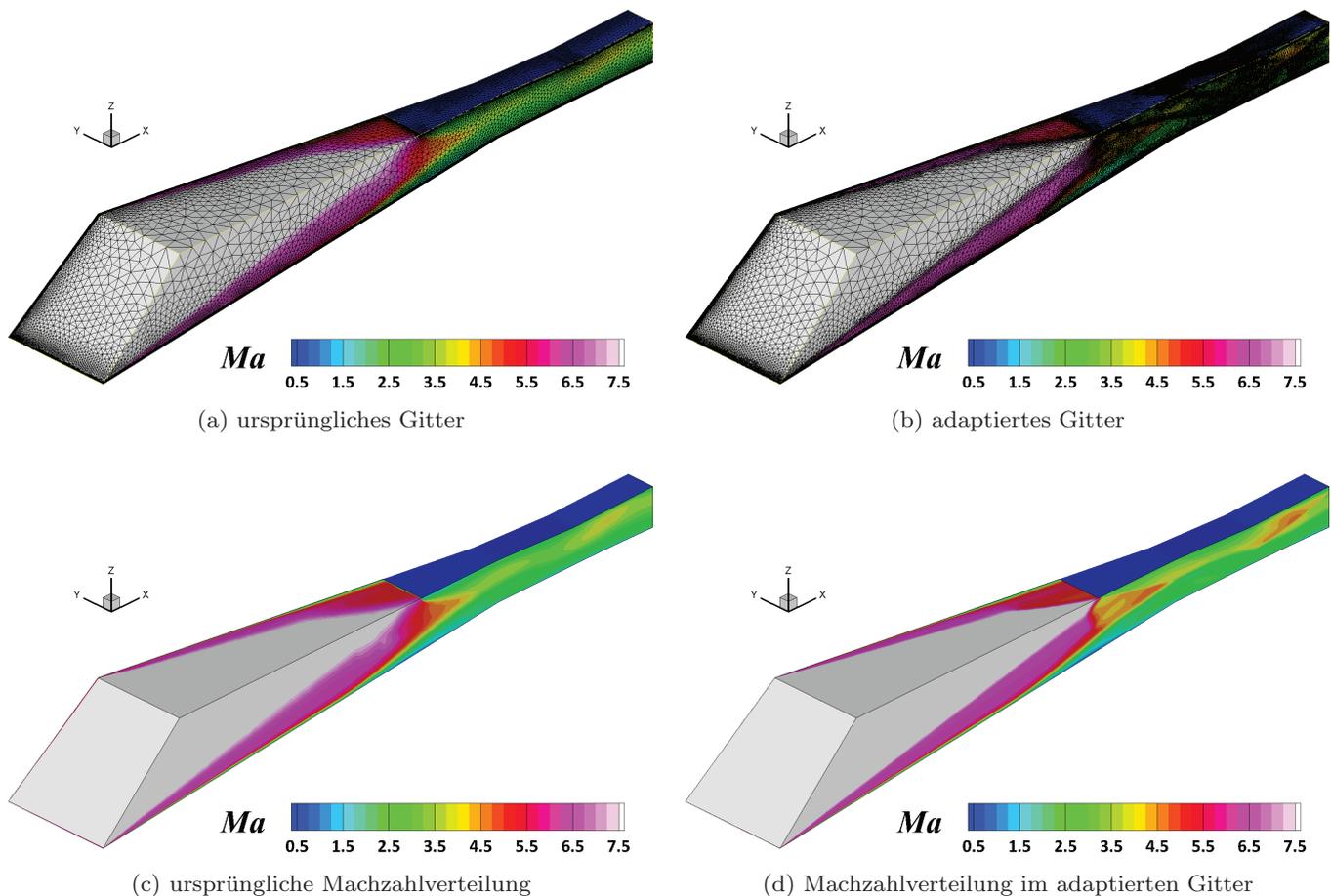


Abb. 3.10: Vergleich von ursprünglichem und adaptierten Gitter (oben) und der dazugehörigen Machzahlkonturen

Die Graphiken in Abbildung 3.10 präsentieren den Vergleich des ursprünglichen Netzes mit demjenigen am Ende der Rechnung. An der hinterlegten Kontur der Machzahl lässt sich sehr gut erkennen, wie das Gitter entsprechend der Strömungsstruktur verfeinert wird. Die dazugehörigen Abbildungen der Kontur der Machzahlen ohne Darstellung des Gitters zeigt deutlich, wie die Wiedergabe der Strömungseigenschaften, insbesondere der Stöße, verbessert wird.

### 3.4.2 Durchführung der Rechnungen mit dem DLR-TAU-Code

Alle CFD-Rechnungen wurden mit dem CFD-Programm TAU des DLR durchgeführt. Bei TAU handelt es sich um einen hybriden Finite-Volumen-Löser für die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS) [7, 9, 73]. Dieser Code ist für ein breites Anwendungsspektrum geeignet und validiert [10, 74], auch speziell für Hyperschall-Anwendungen [133], und wurde bereits in zahlreichen Forschungsprojekten verwendet.

#### Ablaufschema der CFD-Berechnungen

Mittels python-Skripten lässt sich der Prozess der Strömungssimulationen nach einem vorgegebenen Schema automatisieren [8]. Dies wurde verwendet, um alle Rechnungen nach dem folgenden Vorgehen durchzuführen:

- Beginn mit reibungsfreier Rechnung (slip-wall Bedingung für alle Wände)
- Umschalten auf viskose Rechnung (Änderung der Randbedingung für die Wände auf no-slip)

- Adaption der Prismen-Unterschicht, d.h. Verschiebung der Abstände der Prismenzellen senkrecht zur Wand, um Auflösung mit  $y^+ = 1$  zu erreichen
- 3-fache „volle“ Adaption, Verfeinerung des Gitters bei jeder Adaption auf maximal die doppelte Anzahl an Knoten
- Adaption des gesamten Gitters ohne weitere Verfeinerung, u.U. Reduktion der Netzgröße

Die Rechnungen wurden jeweils zunächst reibungsfrei gestartet, um eine Startlösung für die viskose Berechnung zu erhalten. Dieses Vorgehen war nötig, da es bei vielen Konfigurationen Stabilitätsprobleme gab, wenn die Rechnung direkt viskos gestartet wurde. Zwar berechnet auch TAU bei jeder Rechnung zu Beginn eine Startlösung auf einem größeren Subgitter und mit erster Ordnung, aber dennoch divergierten zahlreiche viskose Simulationen, wenn vom Subgitter auf das Hauptgitter und die Berechnung zweiter Ordnung umgeschaltet wurde. Deswegen wurde allgemein das Vorgehen mit einer reibungsfreien Startrechnung angewandt.

Im ersten Schritt wird dann, wie bereits erwähnt, lediglich die Verteilung der Prismenzellen in der Unterschicht senkrecht zur Wand verändert, um eine gute Auflösung der Grenzschicht zu erzielen. Bei einer „vollen“ Adaption werden sowohl das Tetraeder- als auch das Prismengitter verfeinert. Die Anzahl der Prismenschichten senkrecht zur Wand bleibt jedoch konstant, ebenso die Gesamtdicke der Prismenschicht. Lediglich in tangentialer Richtung zur Wand werden die Zellen gegebenenfalls geteilt. Hierbei wird die Gesamtanzahl der Knoten des Gitters bei jedem Schritt maximal verdoppelt. Gleichzeitig scannt TAU aber auch immer nach Bereichen, in denen das Gitter feiner ist als nötig, und entfernt dementsprechend überflüssige Zellen. Auch bei diesen Adaptionsschritten wird die Normalverteilung der Prismenschicht zur Wand jedes Mal überprüft, um diese an die veränderte Strömungsstruktur anzupassen. Beim letzten Adaptionsschritt wird das Gitter lediglich daraufhin geprüft, ob eine Umverteilung an Zellen in gewissen Bereichen ein besseres Ergebnis bringen kann. Insgesamt wird die Anzahl der Zellen dabei nicht weiter gesteigert, kann allerdings verringert werden, wenn dies zulässig ist.

Bei jedem Schritt wird stets darauf geachtet, dass die Lösung konvergiert ist, bevor erneut adaptiert wird. Dabei wird zum einen geschaut, dass das Residuum hinreichend stark abnimmt (um mind. 2 Größenordnungen). Außerdem wird anhand der aerodynamischen Beiwerte sowie der thermodynamischen Zustandsgrößen kontrolliert, ob sich das Strömungsbild noch ändert. Eine Beispieldarstellung für die Verläufe der Residuen während einer Rechnung ist in Abbildung 3.11 gegeben.

Eine Gitterkonvergenz-Studie wurde nicht durchgeführt. Es wurde aber durch den Vergleich der massenstromgemittelten Strömungsgrößen wie Druck oder Machzahl für die unterschiedlichen Rechenschritte

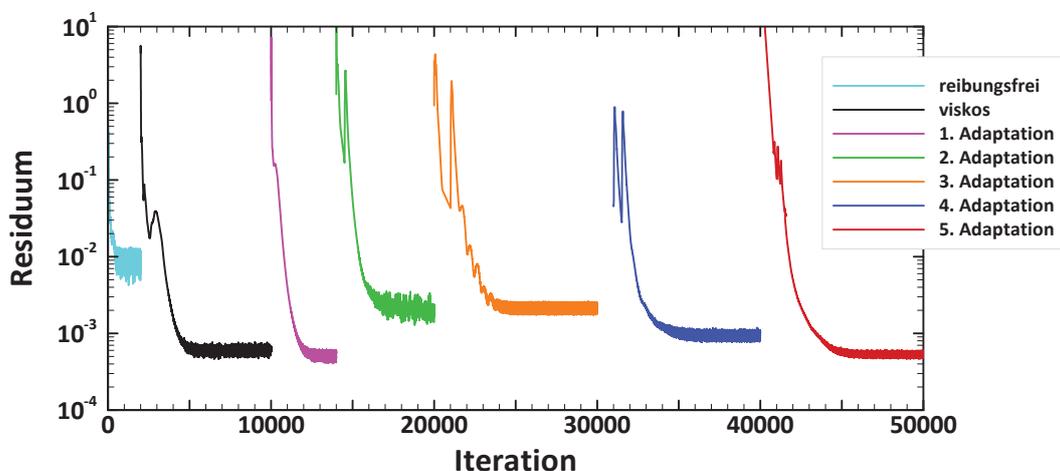


Abb. 3.11: Verlauf des Residuums während einer Rechnung

untersucht, ob eine weitere Verfeinerung des Rechengitters noch bedeutsame Änderungen in der Vorhersage des Leistungsvermögens bringt. Dies ist beispielhaft für die Konfiguration mit  $\delta_{SW} = 10^\circ$  und  $\theta_R = 6^\circ$  in Tabelle 3.3 aufgeführt, in der im oberen Teil die absoluten Werte jedes Rechenschritts und im unteren Teil die prozentualen Veränderungen gegenüber dem vorherigen Schritt dargestellt sind. Daraus wird ersichtlich, dass sich zum einen eine starke Diskrepanz zwischen der reibungsfreien und viskosen Rechnung ergibt. Dies zeigt auch, dass eine Vernachlässigung der Grenzschichteinflüsse dazu geführt hätte, dass das Leistungsvermögen des Einlaufs stark unterschätzt und eine Auslegung basierend auf reibungsfreier Simulation wahrscheinlich in einer hinsichtlich der Kompression überdimensionierten Einlaufgeometrie resultiert hätte.

Ebenso ist an den deutlichen Änderungen, die es bei der ersten Adaption gibt, bei der das Gitter nicht verfeinert sondern nur die Grenzschichtauflösung verbessert wird, ersichtlich, dass die korrekte Erfassung der Grenzschichten entscheidenden Einfluss hat. Die Änderungen bei Verfeinerung des Gitters sind bei der 2. Adaption, bei der erstmalig auch das Tetraeder-Hauptgitter verfeinert wird, am größten und nehmen in den weiteren Adaptionsschritten stark ab. Bei der vierten Adaption verändern sich alle Zustandsgrößen und Leistungsparameter nur noch um weniger als ein Prozent. Da bei der fünften Adaption zur besseren Wiedergabe der Strömungsphänomene die Zellen lediglich umverteilt aber keine weiteren Zellen hinzugefügt wurden, kann man an diesen geringen Änderungen der vierten Adaptionsstufe festmachen, dass eine weitere Verfeinerung des Gitters keine weitere Steigerung der Genauigkeit bringen würde.

Rechenschritt	$p_{Bk}$ , kPa	$\Pi_{st}$	$\pi_t$	$Ma$	$T_{Bk}$ , K	$\dot{m}_{Bk}$ , kg s <sup>-1</sup>	$MCR$	$\eta_{ke}$
reibungsfrei	39,3	33,6	0,469	4,01	755,7	0,497	0,993	0,981
viskos	51,9	44,4	0,222	3,00	997,4	0,468	0,955	0,955
1. Adaption	48,9	41,8	0,230	3,09	979,5	0,468	0,955	0,957
2. Adaption	44,3	37,9	0,301	3,35	911,8	0,477	0,960	0,967
3. Adaption	44,4	38,0	0,312	3,37	902,4	0,478	0,961	0,968
4. Adaption	44,5	38,1	0,313	3,36	899,3	0,478	0,960	0,968
5. Adaption	44,5	38,1	0,313	3,35	899,2	0,479	0,961	0,968
	Veränderung in %							
viskos	32,16	32,16	-52,74	-25,18	31,98	-5,87	-3,84	-2,63
1. Adaption	-5,78	-5,78	3,69	2,97	-1,80	-0,04	0,04	0,15
2. Adaption	-9,41	-9,37	31,22	8,39	-6,92	1,92	0,55	1,08
3. Adaption	0,04	0,20	3,54	0,43	-1,02	0,21	0,03	0,09
4. Adaption	0,39	0,19	0,38	-0,34	-0,34	0,00	-0,05	-0,03
5. Adaption	0,01	0,01	-0,08	-0,02	-0,01	0,21	0,05	-0,01

Tab. 3.3: Beispielhafte Darstellung der Veränderung der massenstromgemittelten Strömungsgrößen bei den jeweiligen Rechenschritten für die Konfiguration mit  $\delta_{SW} = 10^\circ$ ,  $\theta_R = 6^\circ$  und  $L_R = 513$  mm

### Verwendete Parameter und Modelle

Nachfolgend werden die wichtigsten Modelle und Parameter genannt, die für die Simulationen verwendet wurden.

#### Referenzbedingung

Die Referenzwerte der Strömung betragen gemäß dem Trajektorienpunkt die folgenden Werte:

- freestream pressure  $p_\infty = 1172,1$  Pa
- freestream Mach number  $Ma_\infty = 8$

- freestream temperature  $T_\infty = 226,6$  K
- freestream unit Reynolds number  $Re_{\infty, L=1m} = 2,94 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$

### Randbedingungen

Die folgenden Randbedingungen für die fünf in Abbildung 3.7 dargestellten Bereiche kamen zum Einsatz:

- 1. Wände: viscous wall: reibungsbehaftete, isotherme Wand mit  $T_W = 300$  K bzw. 800 K
- 2. Einströmung: supersonic inflow mit oben genannten Referenzwerten
- 3. Ausströmung und 4. Ausströmbereich über der Rampe: exit pressure outflow auf Umgebungsdruck ( $p_{out} = p_\infty$ )
- 5. Symmetrieebene: symmetry plane

Für die Wände wurden stets isotherme Wände verwendet. Dabei wurden für die Wandtemperatur für die Parameterstudie  $T_W = 300$  K verwendet, auch wenn dies für den realen Flugfall als nicht realistisch zu betrachten ist. Zur Durchführung der Parameterstudie ist dies jedoch eine gerechtfertigte Annahme, da der Einfluss als eher gering anzusehen ist und sinnvolle Anhaltspunkte für eine realistischere Annahme der Wandtemperatur fehlen. Außerdem sind bei höheren Wandtemperaturen eher numerische Probleme hinsichtlich der Stabilität der Rechnungen zu erwarten. Für die schlussendliche Konfiguration wurden auch Rechnungen mit einer höheren Wandtemperatur von  $T_W = 800$  K durchgeführt, um diesen Einfluss zu quantifizieren.

### Rechenverfahren

Als Zeitschrittverfahren wurde das explizite Runge-Kutta-Verfahren verwendet. Dabei werden zur Beschleunigung der Rechnung lokale Zeitschritte verwendet. Für die CFL-Zahl wurde allgemein 0,9 sowie in Bereichen mit starken Druckgradienten, beispielsweise bei Stößen, ein Wert von 0,5 benutzt.

Zur Flussberechnung kam das AUSMDV-Upwind-Schema nach Wada [222, 223] zum Einsatz, welches eine Erweiterung des AUSM-Schemas von Liou ist [130]. Die Flüsse wurden stets mit 2. Ordnung berechnet.

### Turbulenzmodell

Alle Rechnungen wurden voll turbulent durchgeführt. Dabei wurde stets das Zweigleichungsmodell  $k-\omega$ +SST nach Menter [142] verwendet. Dieses ist gegenüber dem  $k-\omega$ -Modell von Wilcox [233] erweitert, um den Shear-Stress-Transport zu berücksichtigen.

### Adaptionsmechanismus

Bei den Adaptionen wurde zur Identifikation der zu adaptierenden Zellen die Rekonstruktion der Strömungsgrößen gemäß Gleichung 3.10 als Verfeinerungssensor-Funktion angewendet [7, 9].

$$\Delta\Lambda_i = \left| \left( \Lambda_i(x_{p1}) + \frac{1}{2}x_e \cdot \text{grad}(\Lambda_i(x_{p1})) \right) - \left( \Lambda_i(x_{p2}) - \frac{1}{2}x_e \cdot \text{grad}(\Lambda_i(x_{p2})) \right) \right| \quad (3.10)$$

mit  $x_e = x_{p1} - x_{p2}$  [7].

Damit wird dann der Indikator  $I_e$  für die Kante zwischen den Punkten  $x_{p1}$  und  $x_{p2}$  nach

$$I_e = \Delta V_e \|x_e\|_2^\alpha \quad (3.11)$$

mit dem Kantenlängen-Skalierungsfaktor  $\alpha$  und

$$\Delta V_e = \max \left( c_{\Lambda_i} \frac{\Delta \Lambda_i}{(\Delta \Lambda_i)_{max}} \right) \quad (3.12)$$

berechnet. Dieser bestimmt, welche Kanten im Hauptgitter verfeinert werden müssen, abhängig von der gewünschten Größe des Gitters nach der Adaption. Dabei steht  $\Lambda_i$  für diejenigen Strömungsgrößen, die als Indikatoren für die Sensor-Funktion ausgewählt wurden. Bei den durchgeführten Rechnungen waren dies die Dichte  $\rho$ , der Druck  $p$  und die Machzahl  $Ma$ .

Wie bereits erwähnt, werden bei der Adaption außerdem die Knoten senkrecht zur Wand so verschoben, dass der gewünschte  $y^+$ -Wert erreicht wird. Die Lösung wird anschließend auf das neu berechnete Gitter interpoliert. Neue Knoten auf der Oberfläche werden dabei durch eine Bézier-Spline-Projektion abgebildet.

### 3.4.3 Validierung anhand von Windkanalergebnissen

Eine direkte Validierung der Ergebnisse der Simulationen bei Flugbedingungen ist nicht möglich, da entsprechende Daten zum Vergleich fehlen. Sie wurden jedoch insofern überprüft, als dass mit derselben Vorgehensweise und denselben Methoden bezüglich der Gittergenerierung und Durchführung der Rechnungen Windkanalversuche nachgerechnet und verglichen wurden. Dies wurde im Vorfeld anhand der Versuche mit dem GK-01-Modell durchgeführt, deren experimentelle Ergebnisse in Abschnitt 5 diskutiert werden. Die Erfahrungen aus diesen Rechnungen wurden dann auf die Auslegungsstrategie übertragen. Im Nachhinein wurden auch Windkanalversuche mit verschiedenen Konfigurationen des 3D-Einlaufs nachgerechnet, um so beurteilen zu können, wie gut die Übertragbarkeit der Methoden tatsächlich war. Dies ist als Vorgriff auf die Auswertung der Parameterstudie und Beschreibung der Geometrie des 3D-Einlaufs sowie die Diskussion der Messergebnisse der Versuche mit dem 3D-Einlauf in Kapitel 6 ebenfalls bereits in diesem Abschnitt aufgeführt. Die Messdaten der Experimente wurden nach den in Kapitel 4.4 beschriebenen Methoden bestimmt. Die Werte der CFD-Simulationen sind dazu massenflussgemittelt über denjenigen Querschnitt integriert, in dem sich die Druckbohrungen der Pitotröhrchen und statischen Drucksonden des Druckmessrechners befinden. Als eine weitere Art der Validierung wurden die Rechnungen auch mit detaillierteren CFD-Simulationen aus dem Teilprojekt A7 verglichen.

Besonderes Augenmerk bei dieser Validierung lag beim Transitionsverhalten, bzw. der Vernachlässigung desselben durch die Annahme voll-turbulenter Strömung in den Simulationen. Dies stellte den größten Unsicherheitsfaktor dar. Wie die nachstehend aufgeführten Vergleiche zeigen, beeinträchtigt dies die Qualität der Vorhersagen über das Leistungsvermögen des Einlaufs kaum, auch wenn dieser Aspekt zum Teil recht starken Einfluss auf die Strömungsstruktur hat. Auch die Reproduzierbarkeit der Konfigurationen des GK-01-Einlaufs bei Anwendung von Seitenwandkompression (SWK) stellte einen wichtigen Punkt dar, weil die durch die Seitenwandkompression induzierten Strömungsphänomene auch in mehr oder weniger ausgeprägtem Maße im neuen 3D-Einlauf auftreten werden.

### Vergleich mit experimentellen Ergebnissen des GK-01-Einlaufs

Abbildung 3.12 zeigt den Vergleich der Wanddruckverläufe von verschiedenen Simulationen und experimentellen Ergebnissen des GK-01-Modells. Dieses ist dabei in der Grundkonfiguration, d.h. die Lippenposition liegt bei  $x_L = 380$  mm und es ist keine Seitenwandkompression vorhanden. Die Ergebnisse der Rechnungen mit Quadflow [34] wurden von Nguyen im Rahmen der Kooperation im GRK erstellt [154]. Dabei erstreckte sich die Rechendomäne nur bis zum Beginn des divergenten Teil des Isolators bei  $x = 440$  mm. Es wurde dabei auch betrachtet, wie groß der Einfluss der Transition ist, um zu sehen, ob die Annahme voll-turbulenter Strömung für die Auslegung berechtigt ist. Aus früheren Arbeiten ist bekannt, dass sich bei der 2D-Konfiguration eine Ablöseblase im Knick zwischen der ersten und zweiten Rampe bildet und dass in der Scherschicht über diesem Ablösegebiet der laminar-turbulente Umschlag stattfindet, so dass die Strömung auf der zweiten Rampe voll turbulent ist [152, 153]. Dies wurde bei

TAU berücksichtigt, indem die vertikale Ebene, in der sich dieser Knick befindet, als Transitions-Ebene definiert wurde. Der Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung erfolgt hier abrupt. Das Vorgehen bei Quadflow mit einer „Transitions-Box“ funktioniert ebenso. Als Turbulenzmodell wurde dabei ein Menter-SST-Modell verwendet [142].

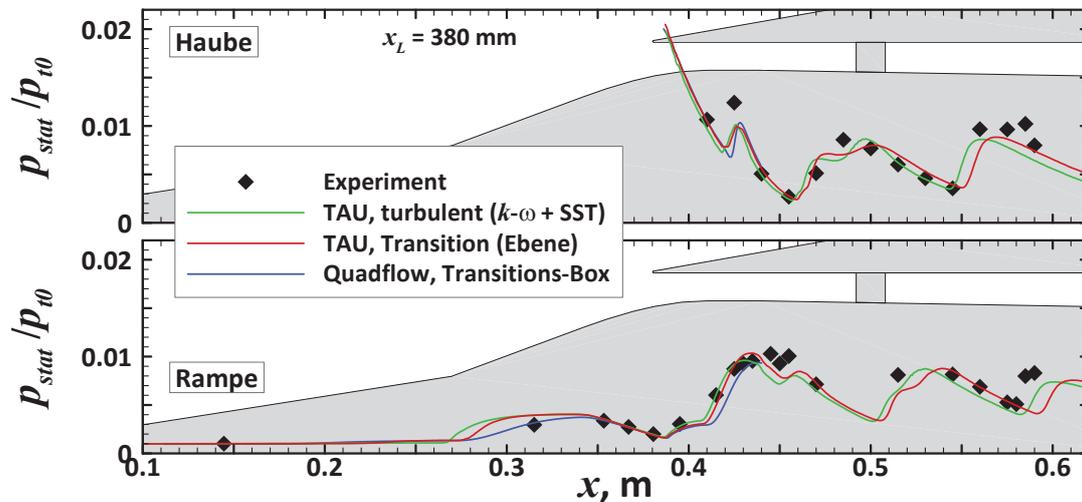


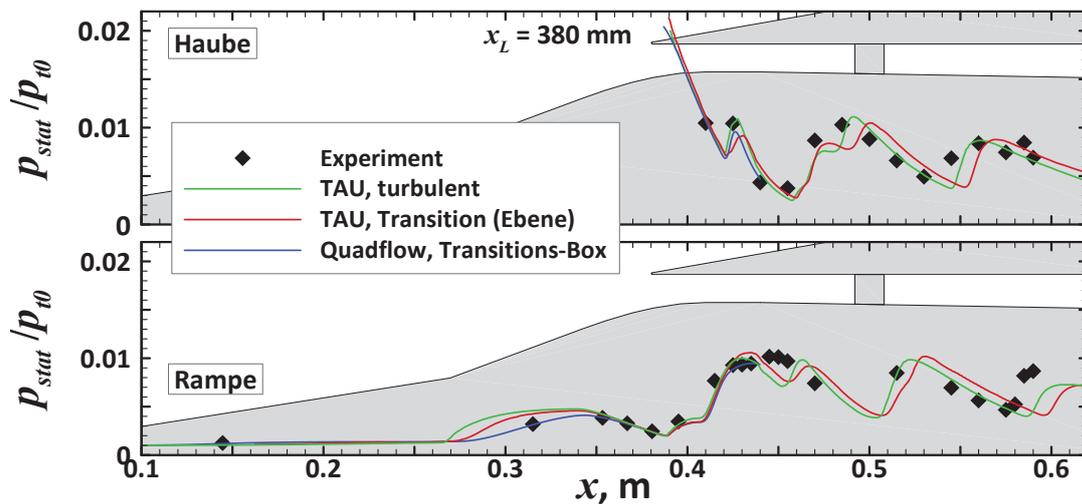
Abb. 3.12: Vergleich der Wanddruckverläufe von Experiment und verschiedenen Simulationen der Grundkonfiguration des GK-01-Modells

Allgemein werden die Messergebnisse durch die Simulationen gut angenähert, wobei sich nicht sagen lässt, dass eine bestimmte Rechnung insgesamt die beste Näherung ergibt. Im externen Bereich ergibt sich durch Quadflow eine bessere Näherung. Dort bildet sich eine Eckenströmung gemäß der in Abschnitt 2.3.6 beschriebenen Topologie nach dem Modell von Alvi und Settles aus [11]. Hierzu hat Nguyen nachgewiesen, dass sich diese Strömungsstruktur mit einer voll-turbulenten Rechnung nur unzureichend nachbilden lässt [155, 156].

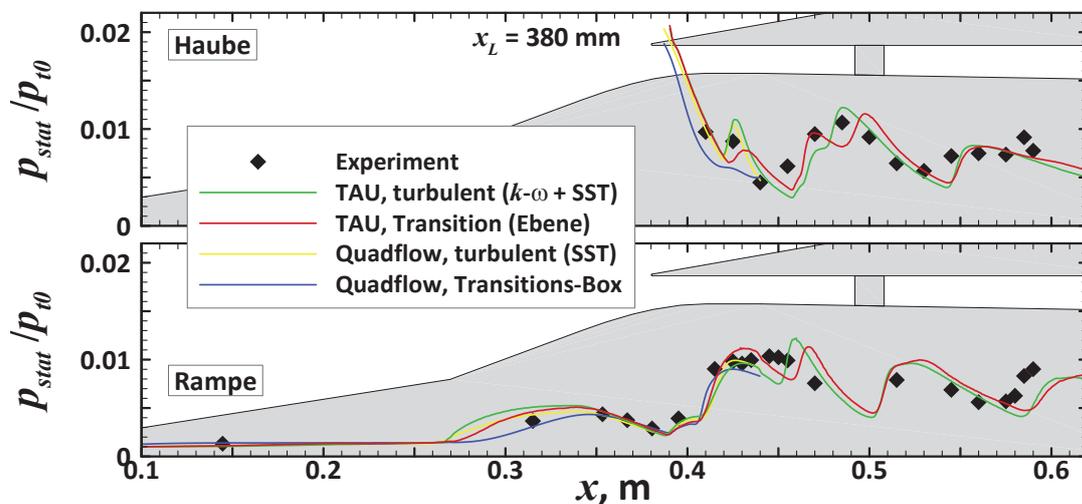
Über die Expansionsfläche und im Halsbereich wird der Druckanstieg von Quadflow jedoch als zu gering prognostiziert. Hier ergibt sich mit TAU eine bessere Näherung. Im Isolator wird der Einfluss der Transition in erster Linie durch eine Verschiebung der Stoßstrukturen aufgrund der unterschiedlichen Grenzschichtzustände deutlich. Abhängig davon, in welchem Bereich des Isolators man sich befindet, ergibt sich für den voll-turbulenten oder den transitionellen Fall eine bessere Näherung. Eine allgemeine Aussage lässt sich jedoch nicht treffen.

Die Abbildungen 3.13(a) und 3.13(b) zeigen den Vergleich zwischen den beiden Konfigurationen mit externer Seitenwandkompression auf eine Isolatorbreite von 80 mm bzw. 70 mm. Dies ist von besonderer Bedeutung für die Auslegung, da die Eckenströmung aufgrund der Seitenwandstöße deutlich verändert wird, wie in Abschnitt 2.3.6 erläutert, und dieser Fall auch im neuen 3D-Einlauf auftritt. Hier muss nun überprüft werden, wie gut eine Strömung mit derartigen Eigenschaften durch die Simulationen wiedergegeben werden kann.

Auch hier ist es so, dass die Strömungstopologie im externen Bereich durch voll-turbulente Simulationen nur unzureichend rekonstruiert werden kann [155, 156]. Diese wird auch in den Rechnungen mit Transition nicht zufriedenstellend wiedergegeben, wobei beachtet werden muss, dass sich das Transitionsverhalten durch die Seitenwandkompression stark verändert, in den Rechnungen aber in der gleichen Weise berücksichtigt wird wie im Fall ohne Seitenwandkompression. Die durch die Seitenwandstöße deutlich stärkeren Eckenwirbel auf der Rampenoberfläche werden durch die Interaktion mit dem zweiten Rampenstoß derart verstärkt, dass sich das von den Wirbeln beeinflusste und abgelöste Gebiet auf der zweiten Rampe über die gesamte Breite des Einlaufs hinzieht. Daher ist fraglich, ob es korrekt ist, weiterhin den Transitionspunkt mit dem Beginn der zweiten Rampe gleichzusetzen (vgl. auch Kapitel 5.4.3). Schwierig ist dies vor allem,



(a) 80 mm externe Seitenwandkompression



(b) 70 mm externe Seitenwandkompression

Abb. 3.13: Vergleich der Wanddruckverläufe von Experimenten und CFD-Rechnungen für die Fälle mit externer Seitenwandkompression

weil durch die dreidimensionalen Effekte in der Strömung, die durch die Seitenwandkompression verursacht werden, die Transition über die Breite des Einlaufs nicht mehr an der gleichen Stelle stattfinden wird.

Insgesamt lässt sich aber festhalten, dass der Einfluss der Transition recht gering ist. Für die Druckverläufe im Isolatorbereich ergibt sich eine gute Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Ergebnisse wie die Abbildungen 3.13(a) und 3.13(b) zeigen. Auch die gemittelten Strömungsgrößen und Leistungsparameter an der Schnittstelle zur Brennkammer, die in Tabelle 3.4 am Ende dieses Abschnitts aufgeführt sind, geben keine übermäßige Beeinträchtigung der Genauigkeit wieder. Mit Seitenwandkompression bestehen die Hauptunterschiede der Strömungsstrukturen im Isolator zwischen der voll-turbulenten und der transitionellen Simulation lediglich in axialen Verschiebungen der Druckverläufe, wodurch auch bei diesen Fällen die Messwerte in unterschiedlichen Bereichen auch von unterschiedlichen Arten der CFD-Simulation besser angenähert werden.

Abschließend wurde noch ein Fall betrachtet, bei dem die Lippe stromauf verlängert wurde, um das durch die Seitenwandkompression mit angestellten Kompressionsflächen erhöhte Spillage zu verringern. Dies hat

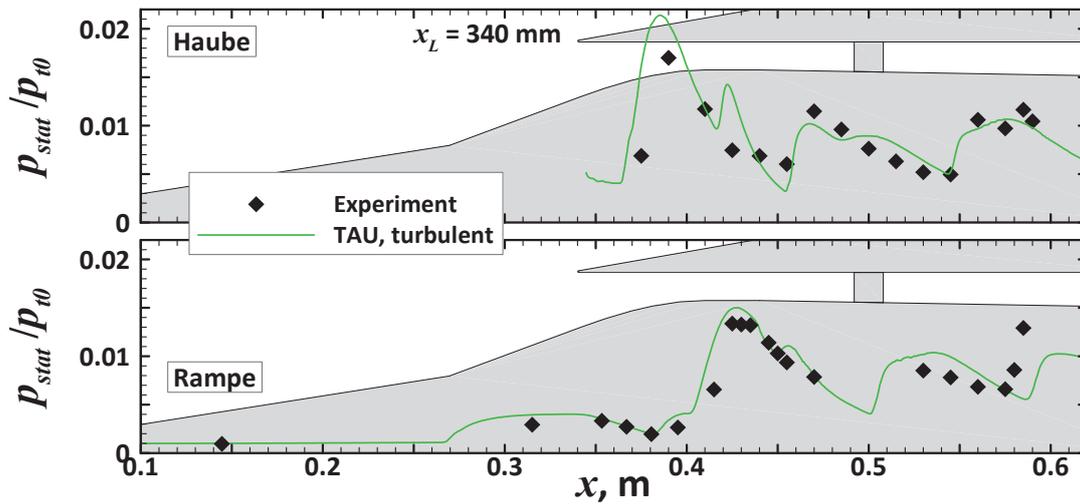


Abb. 3.14: Vergleich der Wanddruckverläufe von Experiment und verschiedenen Simulationen des GK-01-Modells mit stromauf verlängerter Lippe

den Effekt, dass der 2. Rampenstoß von der Lippe der Haube eingefangen wird, ähnlich wie es bei dem neuen 3D-Einlauf durch die bewegliche Haube möglich ist. Dies verursacht auf der Haubenoberfläche eine Stoß-Grenzschicht-Interaktion (vgl. auch Abschnitt 6.2). Der Vergleich der Druckverläufe von Experiment und Rechnung ist dazu in Abbildung 3.14 illustriert.

Der Druckverlauf im vorderen Bereich der Haube zeigt starke Abweichungen zwischen dem Experiment und der Simulation. Dabei ist die geringe Auflösung der Druckmessungen zu beachten, wodurch die Strömungsstruktur vermutlich nicht hinreichend genau wiedergegeben wird. Dies dürfte zumindest teilweise für die Abweichungen verantwortlich sein. Durch die Interaktion des Rampenstoßes mit der Grenzschicht bildet sich dort eine Ablöseblase mit Separations- und Wiederanlegestoß aus, welche von der Simulation auch wiedergegeben werden. Die Anzahl an Druckbohrungen in diesem Bereich reicht jedoch anscheinend nicht aus, um diese Phänomene, die in der Schlieren-Visualisierung durchaus sichtbar sind, wiederzugeben (vgl. Abschnitt 5). Kleine Verschiebungen der Strömungsstruktur in  $x$ -Richtung haben bei den dort auftretenden Schwankungen sehr große Auswirkungen. Die Situation im hinteren Bereich des Isolators wird hingegen deutlich besser angenähert, auch wenn die Diskrepanzen größer sind als in den anderen drei besprochenen Fällen.

Es ist beim GK-01-Einlauf allgemein ein Problem, dass die Anzahl der Druckbohrungen relativ gering ist, und dadurch die Stoßstrukturen, die in dem niedrigen aber langen Isolator dieser Konfiguration häufige Interaktionen mit den Wänden bewirken, nicht mit ausreichender Genauigkeit aufgelöst werden können. Auch hinsichtlich der Leistungsparameter des GK-01-Einlaufs, die in Tabelle 3.4 aufgelistet sind, ergibt sich das Problem, dass die Strömung mit einem vertikalen Pitotrechen in der Symmetrieebene nicht zufriedenstellend aufgelöst werden kann, besonders in den Fällen mit Seitenwandkompression. Trotzdem ergibt sich eine allgemein gute Übereinstimmung, sowohl bei der Wiedergabe der Strömungsstruktur als auch im Hinblick auf die allgemeinen Performance-Parameter. Beim neuen 3D-Einlauf sollte sich bei beiden Punkten eine Verbesserung ergeben. Zum einen machen sich Grenzschichteffekte aufgrund der größeren Isolatorhöhe und geringeren -länge weniger stark bemerkbar und es treten weniger Stoß-Grenzschicht-Interaktionen auf. Zum anderen wird die Messwerterfassung durch eine höhere Dichte an Wanddruckbohrungen sowie den Einsatz eines kreuzförmigen Druckmessrechs verbessert (vergleiche dazu die Kapitel 4.3 und 4.4). Da gezeigt wurde, dass insbesondere die Seitenwandkompression wie auch der Fall eines unter die Haube gehenden Rampenstoßes hinreichend gut dargestellt werden können und der 3D-Einlauf die beschriebenen Verbesserungen bei der Messwerterfassung und durch die Isolatorgeometrie mit sich bringen sollte, lassen diese Ergebnisse erwarten, dass die Übereinstimmung der Rechnungen mit den experimentellen Ergebnissen mindestens gleichwertig, wahrscheinlich sogar besser ist.

Konfiguration	Lippenposition		$\Pi_{st}$	$\pi_t$	$\dot{m}_{Bk}$ , kg s <sup>-1</sup>	$MCR$	$\eta_{ke}$
ohne SWK	380 mm	Experiment	30,4	0,117	0,090	0,732	0,914
		TAU, turb.	28,3	0,112	0,081	0,661	0,911
		TAU, trans.	29,4	0,130	0,087	0,714	0,919
	340 mm	Experiment	34,2	0,209	0,118	0,950	0,942
		Tau, turb.	33,5	0,177	0,115	0,938	0,935
	ext. SWK, 80 mm	380 mm	Experiment	28,2	0,100	0,077	0,640
TAU, turb.			26,7	0,120	0,072	0,592	0,915
TAU, trans.			27,5	0,137	0,078	0,639	0,922
ext. SWK, 70 mm	380 mm	Experiment	29,4	0,092	0,071	0,610	0,900
		TAU, turb.	28,1	0,114	0,066	0,551	0,912
		TAU, trans.	29,3	0,121	0,071	0,581	0,915

Tab. 3.4: Vergleich der Performance-Parameter von Experimenten und CFD-Rechnungen verschiedener Konfigurationen des GK-01-Modells

Die Ergebnisse der Quadflow-Rechnungen sind in Tabelle 3.4 nicht enthalten, da das Rechengebiet hier nur bis zum Halsbereich ging und somit ein Vergleich mit den experimentellen Daten, die in der Ebene des Pitotrechens bei  $x = 585$  mm gemessen werden, nicht möglich ist. Allgemein liegen die Werte des statischen Druckverhältnisses  $\Pi_{st}$  bei allen Konfigurationen in den CFD-Rechnungen niedriger als in den Experimenten, wobei die Diskrepanzen bei voll-turbulenten Rechnungen größer sind als bei denjenigen mit Transition. Der Totaldruckrückgewinn  $\pi_t$  wird in den Fällen ohne Seitenwandkompression von den turbulenten Rechnungen als zu niedrig vorhergesagt, während die Werte bei der Rechnung mit Transition höher liegen. Für die Fälle mit Seitenwandkompression liegen die Werte in den CFD-Simulationen stets über denen der Experimente. Diese Beobachtungen spiegeln sich auch in dem aus dem Totaldruckrückgewinn bestimmten Wirkungsgrad der kinetischen Energie  $\eta_{ke}$  wider. Hinsichtlich des Massenstroms ergaben sich die größten Unsicherheiten durch das Transitionsverhalten. Auch dies war ein Grund, der für die Einführung der beweglichen Haube beim 3D-Einlauf sprach, da dadurch das Massenfingverhältnis kontrolliert werden kann.

### Vergleich mit anderen CFD-Rechnungen für den 3D-Einlauf bei Flugbedingungen

Um die Qualität der Auslegungsrechnungen für den 3D-Einlauf bereits während der Auslegung direkt beurteilen zu können, wurden einige der Rechnungen der modifizierten, endgültigen Einlaufkonfiguration bei Flugbedingungen von Nguyen [154] mit Quadflow nachgerechnet. Der Vergleich zwischen den Rechnungen ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Als Transitionsmodell wurde dabei ein 4-Gleichungs-SST- $\gamma$ - $Re_\theta$ -Modell verwendet [127, 143].

Die Strömung entlang der Haube wird in allen drei Fällen nahezu identisch wiedergegeben, besonders im stromab gelegenen Teil des Isolators (ab  $x \geq 0,6$  m). Im Bereich des beweglichen Teils der Haube liegen die Druckwerte der Rechnung mit Transition um einen konstanten, aber geringen Betrag niedriger. Auf der Rampenseite ergeben sich jedoch im internen Bereich einige Diskrepanzen, sowohl zwischen den beiden Turbulenzmodellen, als auch zu dem Fall mit Transition. Diese betreffen vor allem die starken Druckanstiege in den Bereichen der Stoß-Grenzschicht-Interaktion bei  $x \approx 0,6$  m und ab  $x > 0,7$  m. Der Punkt, an dem der Haubenstoß auf die untere Wand trifft, liegt im Fall mit Transition etwa 10 mm weiter stromab als bei den vollturbulenten Rechnungen. Dies liegt am Zustand der Grenzschicht. Direkt hinter der Schneide der Lippe ist die Grenzschicht bei der transitionellen Rechnung laminar und damit dünner als im vollturbulenten Teil. Durch diese geringere Dicke ergibt sich auch ein geringfügig kleinerer Stoßwinkel für den Rampenstoß. Deshalb trifft dieser dann etwas später auf die untere Wand.

Zudem ergeben sich deutliche Unterschiede in der Wiedergabe des Gebiets der Stoß-Grenzschicht-Interaktion des Rampenstoßes mit der Grenzschicht der unteren Wand. Hier ist es so, dass die TAU-

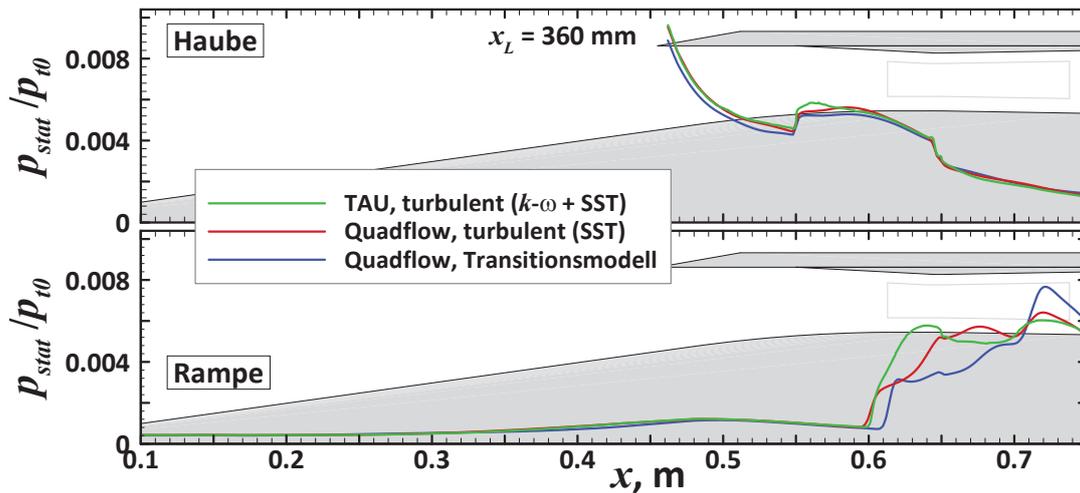


Abb. 3.15: Vergleich von TAU- und Quadflow-Rechnungen für die Flugbedingung mit  $Ma = 8$  für  $x_L = 360$  mm

Rechnung mit dem  $k-\omega+SST$ -Turbulenzmodell keine Ablösung prognostiziert. Dies ist bei den beiden Quadflow-Rechnungen anders, wo in beiden Fällen eine kleine Ablöseblase vorhanden ist, die aber nur sehr begrenzte Ausmaße hat. Allgemein kann man aber sagen, dass die verschiedenen Rechnungen durchaus ähnliche Ergebnisse produzieren. Insbesondere bei den massenflussgemittelten Durchschnittswerten im Querschnitt der Schnittstelle zwischen Isolator und Brennkammer in Tabelle 3.5 sind die Abweichungen ziemlich gering. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass mit der verwendeten Auslegungsmethodik ziemlich verlässliche Prognosen über das Leistungsvermögen des Einlaufs erlangt werden können.

	$p_{Bk}$ , kPa	$\Pi_{st}$	$T_{Bk}$ , K	$Ma$	$\dot{m}_{Bk}$ kg s <sup>-1</sup>	$MCR$	$\pi_t$	$\eta_{ke}$
TAU, turb. ( $k-\omega+SST$ )	44,2	37,8	848,6	3,56	0,427	0,963	0,404	0,977
RWTH, turb. (SST)	42,8	36,6	869,7	3,57	0,431	0,972	0,425	0,978
RWTH, Transitionsmodell	41,3	35,3	860,1	3,68	0,437	0,985	0,444	0,980

Tab. 3.5: Vergleich von TAU- und Quadflow-Rechnungen für den 3D-Einlauf für die Lippenposition  $x_L = 360$  mm

### Vergleich mit Messergebnissen des 3D-Einlaufs

Im Nachhinein wurden die Auslegungsrechnungen nochmals durch den Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen des 3D-Einlaufs überprüft. Dazu wurden Rechnungen für verschiedene Lippenpositionen bei beiden Windkanalbedingungen durchgeführt, die bei der Messkampagne mit dem 3D-Einlauf verwendet wurden. Diese Bedingungen sind in Abschnitt 6.1 dargelegt. In Abbildung 3.16 ist der Vergleich für die Lippenposition  $x_L = 300$  mm dargestellt, bei welcher der Fall eintritt, dass der Rampenstoß unter die Haube geht und auf der dortigen Oberfläche mit der Grenzschicht interagiert. Darin ergibt sich eine gute Näherung der voll-turbulenten CFD-Rechnung mit dem Windkanalexperiment. Insbesondere der Verlauf auf der Rampenseite wird gut wiedergegeben, mit Ausnahme des Bereichs der Stoß-Grenzschicht-Interaktion bei  $550 < x < 600$  mm, wo der von der Haube reflektierte Rampenstoß wieder auf die untere Wand trifft.

Wie bereits in den vorher diskutierten Fällen liegen die Ursachen für die Abweichungen darin, wie gut die Stoß-Grenzschicht-Interaktion, bei welcher bei Windkanalbedingungen auch Ablösung auftritt, mit den gewählten numerischen Methoden erfasst werden kann. Auch die Vernachlässigung der Transition durch die voll-turbulente Berechnung hat hier einen Einfluss. Da es zum Transitionsverhalten keine Anhaltspunkte aus den experimentellen Daten gibt (wie Abschnitt 6.7 zeigt, ist die Strömung im externen Bereich wohl komplett laminar, allerdings geben die Messdaten keine weiteren Informationen

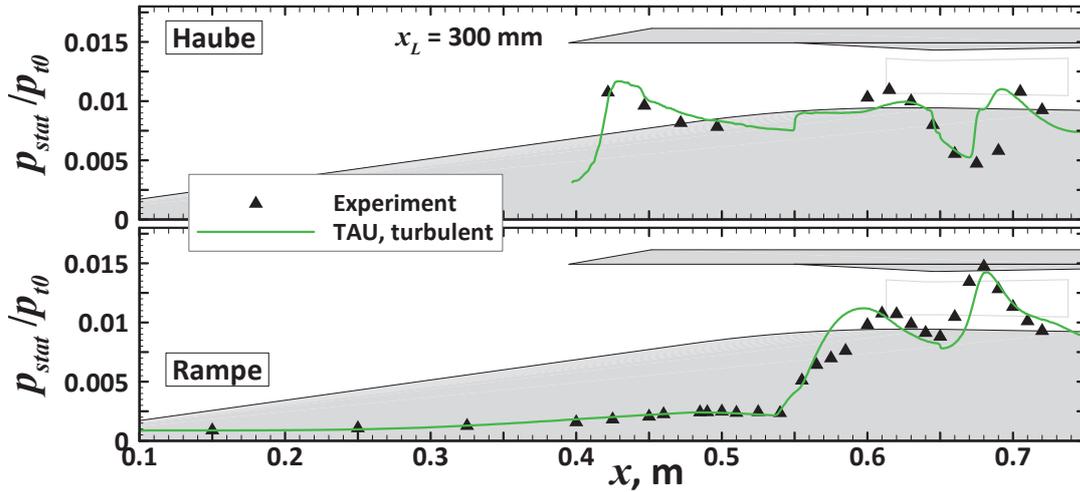


Abb. 3.16: Vergleich von Experiment und CFD für  $x_L = 300$  mm und Bedingung 1 mit  $Re_{\infty,m} = 2,6 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$

über den Transitionspunkt), konnte dessen Einfluss für diese Konfiguration nicht untersucht werden. Es wurde zwar versucht, den Transitionspunkt aufgrund empirischer Relationen und Überlegungen festzulegen. Dies führte aber zu keinen brauchbaren Ergebnissen, weshalb diese auch nicht dargestellt sind.

Für die Lippenposition  $x_L = 340$  mm, ist der Vergleich von CFD-Rechnungen und Experiment in Abbildung 3.17 aufgeführt. Darin ist auch ein von Nguyen [154] mit Quadflow berechneter Fall enthalten, bei dem das bereits in den vorherigen Abschnitten erwähnte SST- $\gamma$ - $Re_\theta$ -Transitionsmodell [127, 143] verwendet wurde. Bei Windkanalbedingung geht bei dieser Konfiguration die Stoßstruktur der Vorderkanten knapp an der Schneide der Haube vorbei, so dass ein geringer Spillage-Massenfluss entsteht. Wie schon bei den vorher betrachteten Fällen kann durch Verwendung des Transitionsmodell zwar in einigen Bereichen eine bessere Übereinstimmung der Wanddruckverläufe in der Symmetrieebene mit den experimentellen Ergebnissen erzielt werden, aber insgesamt keine bessere Darstellung der Strömung. Dies wird auch anhand der gemittelten Werte der Strömungsgrößen in der Ebene des Druckmessrechs bei  $x = 722,3$  mm in Tabelle 3.6 ersichtlich.

Entlang der Haubenoberfläche wird der stromab kurz vor Ende des Isolators gelegene Bereich deutlich besser mit dem Transitionsmodell dargestellt. Der Druckanstieg, den die turbulente TAU-Rechnung

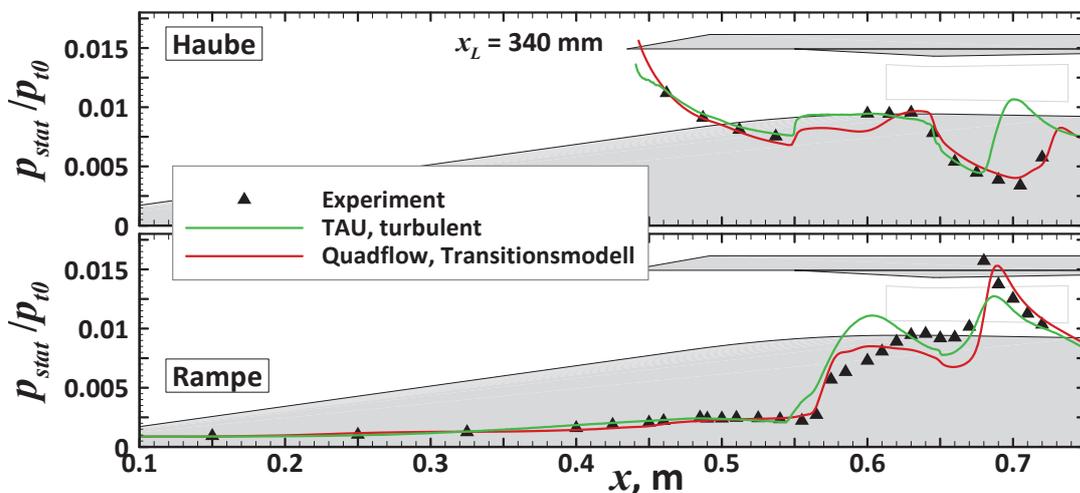


Abb. 3.17: Vergleich von Experiment und CFD für  $x_L = 340$  mm und Bedingung 1 mit  $Re_{\infty,m} = 2,6 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$

zeigt, und der in den Experimenten nicht vorhanden ist, taucht bei der Quadflow-Rechnung nicht auf. Dem hingegen wird im vorderen Bereich der Haube ( $x < 670$ ) mm der Wanddruckverlauf von der voll-turbulenten Rechnung besser angenähert. Dies ist insofern überraschend, als dass zu erwarten wäre, dass die Grenzschicht, die in diesem Bereich zunächst laminar ist, irgendwann umschlägt und somit der Einfluss der Transition hier groß sein sollte. Insgesamt liefern jedoch beide Rechnungen eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

Auf der Rampenseite sind die Unterschiede deutlich größer. Der Punkt, an dem der Haubenstoß auf die Rampenoberfläche trifft, wird in der transitionellen Rechnung genauer getroffen. Wie schon bei  $x_L = 300$  mm liegt dies an der laminaren Grenzschicht auf der Oberfläche des beweglichen Teils der Haube. Der durch die Interaktion des Lippenstoßes mit der Grenzschicht auf der unteren Wand verursachte Druckanstieg wird jedoch bei beiden Rechnungen zunächst zu hoch und dann zu niedrig berechnet. Mit Ausnahme des Bereichs um  $x \approx 650$  mm liegt die transitionelle Rechnung jedoch näher an den experimentellen Daten als die voll-turbulente TAU-Rechnung. Zum Ende des Isolators hin gleichen sich die Werte der Wanddrücke bei beiden Rechnungen jedoch an, auch an der oberen Wand. Dies, sowie die gute Übereinstimmung der Leistungsparameter, zeigt, dass die Annahme einer voll-turbulenten Strömung für die Auslegungsrechnungen berechtigt ist, um im Rahmen der Auslegung ausreichend genaue Vorhersagen über das Leistungsvermögen des Einlaufs zu erhalten.

Für die höhere Reynoldszahl von  $Re_{\infty,m} = 5,7 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$  von Bedingung 2 ist der Vergleich von Experiment und CFD für  $x_L = 300$  mm in Graphik 3.18 dargestellt. Hier gibt es insbesondere auf der Rampenseite bis zu dem Punkt, an dem der Stoß vom festen Teil der Haube auftritt, eine sehr gute Übereinstimmung. Ab diesem Punkt ist die Strömungsstruktur in der CFD-Rechnung etwas stromab verschoben und der maximale Druck, der durch diese Stoß-Grenzschicht-Interaktion verursacht wird, wird in der CFD-Simulation nicht erreicht. Auf der Haubenseite decken sich die Ergebnisse quantitativ weniger gut, qualitativ wird der Verlauf jedoch hinreichend genau wiedergegeben. Etliche der Druckanstiege durch Stöße bzw. Stoß-Grenzschicht-Interaktionen werden entweder über- oder unterschätzt. Das Druckniveau allgemein wird jedoch einigermaßen korrekt wiedergegeben. Die Unterschiede zwischen Experiment und CFD bei den gemittelten Strömungsgrößen und Leistungsparametern ist bei Bedingung 2 mit der höheren Reynoldszahl größer als bei Bedingung 1. Die Abweichungen sind jedoch akzeptabel, auch weil die numerischen Vorhersagen stets niedriger liegen als die experimentell bestimmten Werte.

Wie die Vergleiche der Wanddruckverläufe und der gemittelten Strömungsgrößen und Leistungsparameter (Tabelle 3.6) der verschiedenen Konfigurationen zeigt, gibt es trotz der beobachteten Abweichungen insgesamt eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentell ermittelten Werten und den

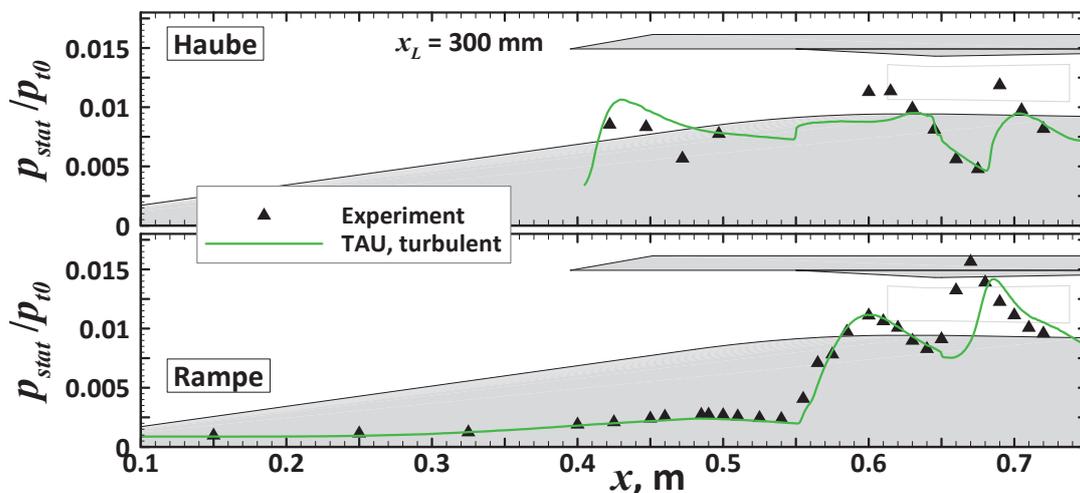


Abb. 3.18: Vergleich von Experiment und CFD für  $x_L = 300$  mm und Bedingung 2 mit  $Re_{\infty,m} = 5,7 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$

Lippenposition	Bed.		$\Pi_{st}$	$\pi_t$	$\dot{m}_{Bk}, \text{ kg s}^{-1}$	$MCR$	$\eta_{ke}$
300 mm	1	Experiment	38,3	0,47	0,231	0,97	0,975
		TAU, turb.	37,4	0,43	0,236	1,00	0,972
	2	Experiment	39,2	0,45	0,446	0,92	0,974
		TAU, turb.	36,7	0,44	0,523	1,00	0,973
310 mm	1	Experiment	38,2	0,45	0,225	0,97	0,974
		TAU, turb.	38,0	0,43	0,235	1,00	0,972
320 mm	1	Experiment	38,1	0,44	0,228	0,95	0,973
		TAU, turb.	38,8	0,43	0,234	0,99	0,972
325 mm	1	Experiment	37,9	0,41	0,219	0,94	0,971
		TAU, turb.	37,9	0,40	0,232	0,98	0,970
330 mm	1	Experiment	37,7	0,47	0,220	0,93	0,975
		TAU, turb.	36,9	0,41	0,229	0,97	0,970
	1, $\alpha = 6^\circ$	Experiment	23,6	0,34	0,112	0,47	0,963
		TAU, turb.	21,1	0,45	0,154	0,65	0,974
	1, $\alpha = -6^\circ$	Experiment	71,1	0,28	0,263	1,04	0,955
		TAU, turb.	64,8	0,25	0,301	1,27	0,950
	2	Experiment	39,0	0,44	0,452	0,95	0,973
		TAU, turb.	36,5	0,43	0,513	0,98	0,972
340 mm	1	Experiment	36,6	0,47	0,212	0,90	0,973
		TAU, turb.	35,4	0,41	0,223	0,94	0,971
		Quadflow, trans.	32,6	0,45	0,221	0,94	0,971

Tab. 3.6: Vergleich der Performance Parameter von CFD und Experimenten für unterschiedliche Konfigurationen und Bedingungen

Vorhersagen aus den CFD-Rechnungen bei Windkanalbedingungen, bei denen die gleichen Methoden wie für die Auslegungsrechnungen verwendet wurden. Im Rahmen der Auslegungsrechnungen liegen die Unterschiede in einem akzeptablen Rahmen. Dabei sind die Diskrepanzen vor allem auf die Annahme voll-turbulenter Strömung zurückzuführen, da bei den vorliegenden Reynoldszahlen davon auszugehen ist, dass sich ein beträchtlicher Teil des Einlaufs im laminaren oder transitionellen Regime befindet. Auch die Wahl des Turbulenzmodells selbst kann für Teile der Abweichungen verantwortlich sein. Wie die Vergleiche aber auch gezeigt haben, liefert eine vereinfachte Annäherung des Transitionsverhalten durch empirische Erfahrungswerte und Überlegungen keine Verbesserung der Genauigkeit und Verlässlichkeit der Rechnungen gegenüber der voll-turbulenten Rechnung. Das gleiche gilt auch für die Quadflow-Rechnungen, bei denen ein Transitionsmodell verwendet wurde.

Wie es zu erwarten war, ist zudem ersichtlich, dass die Übereinstimmung mit den CFD-Simulationen beim GK-3D-Einlauf gegenüber dem alten 2D-Einlauf gesteigert werden konnte. Bei den im Vorfeld der Auslegung durchgeführten Rechnungen zu den Voruntersuchungen mit dem GK-01-Einlauf, die zu Beginn dieses Kapitels dargestellt wurden, waren die Abweichungen deutlich größer. Dies liegt zum einen daran, dass sich die Grenzschichteffekte bei der niedrigen Höhe des Einlaufs stärker bemerkbar machen und somit durch die getroffenen Annahmen bezüglich der Grenzschichtzustände und Transition auch in den Ergebnissen widerspiegeln, vor allem bei den Wanddruckverläufen. Bei den Leistungsparametern ist die genauere Übereinstimmung zudem auch auf die verbesserten experimentellen Analysemöglichkeiten der Isolatorströmung mit dem neuen Druckmessrechen zurückzuführen, da dieser eine bessere Erfassung der gemittelten Strömungsgrößen über den Querschnitt ermöglicht.

### 3.5 Ergebnisse der Parameterstudie

Die einzelnen Konfigurationen werden in erster Linie anhand ihrer Leistungsparameter verglichen. Dazu werden in dem Querschnitt, der die Schnittstelle zwischen Isolator und Brennkammer darstellt, die massenflussgemittelten Durchschnittswerte von aussagekräftigen Größen wie Druck, Temperatur oder Totaldruckverhältnis berechnet. Diese sind für die verschiedenen Konfigurationen in Tabelle 3.7 aufgeführt.

Allgemein fällt auf, dass der Rampenwinkel einen deutlich größeren Einfluss aufweist als der Grad der Seitenwandkompression. Die Konfiguration mit einer Seitenwandkompression von  $\delta_{SW} = 7^\circ$  und einem Rampenwinkel von  $\theta_R = 8^\circ$  ergibt den besten Kompromiss. Mit  $\Pi_{st} = 41,5$  liegt das Kompressionsverhältnis sehr nahe dem anvisierten Zielwert von  $\Pi_{st} = 42,5$ . Gleichzeitig liefert diese Konfiguration den höchsten Totaldruckrückgewinn  $\pi_t$  und Wirkungsgrad der kinetischen Energie  $\eta_{ke}$ , abgesehen von der Konfiguration mit  $\theta_R = 5^\circ$  und  $\delta_{SW} = 10^\circ$ , deren Kompressionsverhältnis jedoch zu niedrig ist. Lediglich die statische Temperatur liegt etwas unter dem Zielwert. Ein CAD-Modell dieser Konfiguration ist in Abbildung 3.19(a) zu sehen. Graphik 3.19(b) zeigt dazu eine isometrische Ansicht des Halbmodells des berechneten Strömungsfelds mit Darstellung der Machzahl.

$\delta_{SW}, ^\circ$	$\theta_R, ^\circ$	$L_R, \text{mm}$	$OCR$	$p_{Bk}, \text{kPa}$	$\Pi_{st}$	$\pi_t$	$Ma$	$T_{Bk}, \text{K}$	$\dot{m}_{Bk}, \text{kg s}^{-1}$	$MCR$	$\eta_{ke}$
5	11	550	8,64	56,2	48,0	0,274	3,15	982,6	0,456	0,935	0,965
	12	528	8,69	64,0	54,7	0,210	2,89	1083,5	0,452	0,943	0,956
6	9	550	8,67	48,1	41,1	0,324	3,36	906,0	0,443	0,945	0,970
	10	534	8,70	54,6	46,7	0,293	3,21	964,3	0,451	0,948	0,967
	11	509	8,68	60,0	51,2	0,254	3,06	1023,3	0,464	0,948	0,963
	12	488	8,69	65,5	56,0	0,211	2,89	1087,3	0,460	0,959	0,956
7	8	550	8,70	48,6	41,5	0,344	3,37	901,2	0,449	0,961	0,972
	9	521	8,69	51,2	45,7	0,305	3,28	941,5	0,445	0,958	0,968
	10	496	8,69	56,4	48,2	0,278	3,16	989,0	0,461	0,951	0,966
	11	475	8,70	60,7	51,9	0,242	3,03	1041,7	0,468	0,954	0,961
	12	455	8,68	66,2	56,6	0,213	2,89	1095,0	0,463	0,966	0,957
8	7	544	8,69	43,1	36,8	0,340	3,46	865,6	0,433	0,941	0,972
	8	514	8,70	48,7	41,6	0,321	3,33	919,7	0,455	0,950	0,970
	9	488	8,70	54,2	46,3	0,298	3,21	965,2	0,464	0,958	0,968
	10	465	8,69	60,5	51,7	0,237	2,99	1040,3	0,462	0,952	0,960
	11	446	8,70	64,6	55,2	0,227	2,93	1077,5	0,452	0,962	0,959
	12	428	8,69	69,5	59,4	0,203	2,82	1126,2	0,455	0,971	0,955
9	7	511	8,69	46,1	39,4	0,321	3,36	905,3	0,464	0,965	0,970
	8	483	8,69	55,0	47,0	0,244	3,06	1006,3	0,460	0,943	0,961
	9	459	8,68	59,6	50,9	0,237	2,99	1038,5	0,458	0,955	0,960
	10	439	8,69	63,0	53,9	0,233	2,97	1062,4	0,458	0,955	0,960
	11	421	8,70	68,1	58,2	0,213	2,86	1109,7	0,444	0,967	0,957
	12	405	8,70	74,3	63,5	0,194	2,74	1165,3	0,458	0,974	0,953
10	5	550	8,69	38,9	33,3	0,357	3,49	854,1	0,450	0,944	0,972
	6	513	8,69	44,5	38,1	0,349	3,44	878,2	0,459	0,961	0,969
	7	483	8,70	49,6	42,4	0,292	3,26	949,7	0,443	0,942	0,967
	8	457	8,69	58,4	49,9	0,227	2,98	1044,3	0,448	0,936	0,959
	9	435	8,69	63,2	54,0	0,223	2,92	1071,5	0,453	0,945	0,958
	10	416	8,69	67,9	58,1	0,215	2,86	1104,2	0,459	0,961	0,957
	11	399	8,68	71,5	61,1	0,212	2,81	1150,1	0,445	0,970	0,956
	12	385	8,70	79,5	68,0	0,184	2,65	1205,7	0,449	0,976	0,951

Tab. 3.7: Überblick über die Ergebnisse der Parameterstudie

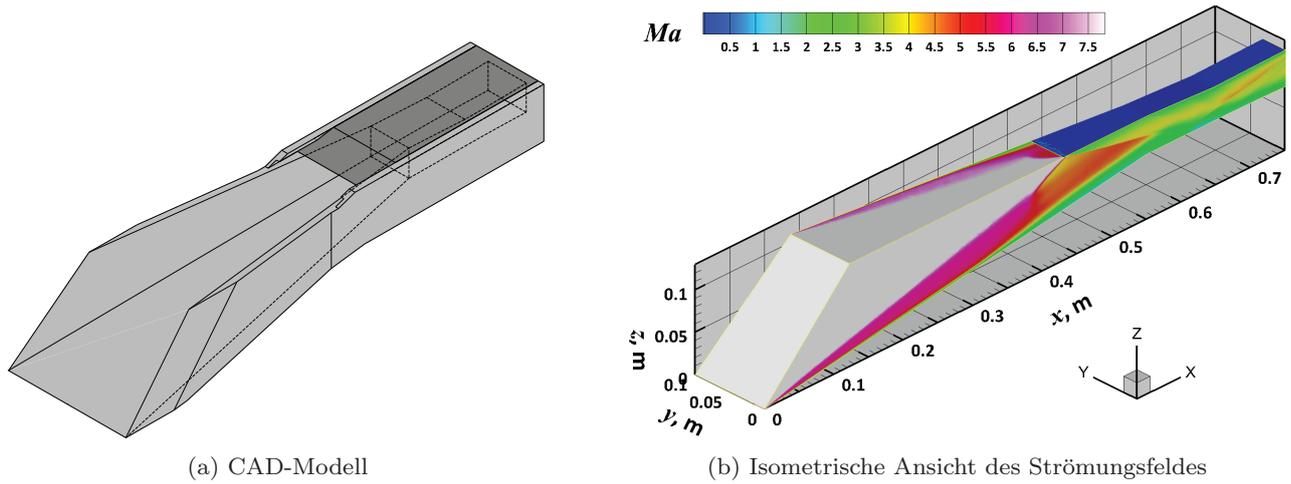


Abb. 3.19: 3D-Ansichten des CAD-Modells und des Strömungsfeldes der ausgewählten Konfiguration mit  $\delta_{SW} = 7^\circ$  und  $\theta_R = 8^\circ$

Damit bestätigen sich die Erwartungen, dass eine Konfiguration mit etwa gleich großen, aber gleichzeitig möglichst kleinen Kompressionswinkeln für die Rampe und die Seitenwände das beste Ergebnis liefern wird, wobei zu beachten ist, dass hier lediglich die Strömung betrachtet wird. Für eine genauere Beurteilung wäre auch die Berücksichtigung der vom Einlauf erzeugten Widerstände vonnöten, die auch von der Größe der überströmten Oberflächen abhängig sind. Eine derartige Bewertung wäre jedoch nur im Rahmen einer Gesamtsystemanalyse sinnvoll, für die jedoch nicht die nötigen Daten der übrigen Systemkomponenten vorliegen.

Dass das Temperaturniveau etwas niedriger liegt als der Zielwert von  $T_{st} = 1000$  K, ist unter dem Gesichtspunkt vertretbar, dass, wie die in Abbildung 3.20(a) dargestellte Temperaturverteilung zeigt, es Gebiete mit deutlich heißerer Strömung gibt, welche die Zündung des Brennstoffs garantieren sollten. Auch die Druckverteilung zeigt, dass eine sehr inhomogene Strömung mit starken Druckgradienten vorliegt. Ebenso sind in den Machzahl- und Dichteverteilungen in Bild 3.20(b) große Unterschiede der Strömungsgrößen über den Querschnitt vorhanden. Diese stark inhomogenen Strömungsquerschnitte sind Indizien dafür, dass es starke Wirbelbildung im Einlauf gibt. Zudem werden diese auch durch Stoßfronten, wie die durch den Isolator reflektierte Hauben-Stoßstruktur, verursacht.

Die Strömungsstruktur in der Symmetrieebene ist durch die Verteilung von Machzahl, Druck und Temperatur sowie ein Pseudo-Schlierenbild, bei dem die Strömung mittels des Dichtegradienten  $\nabla\rho$

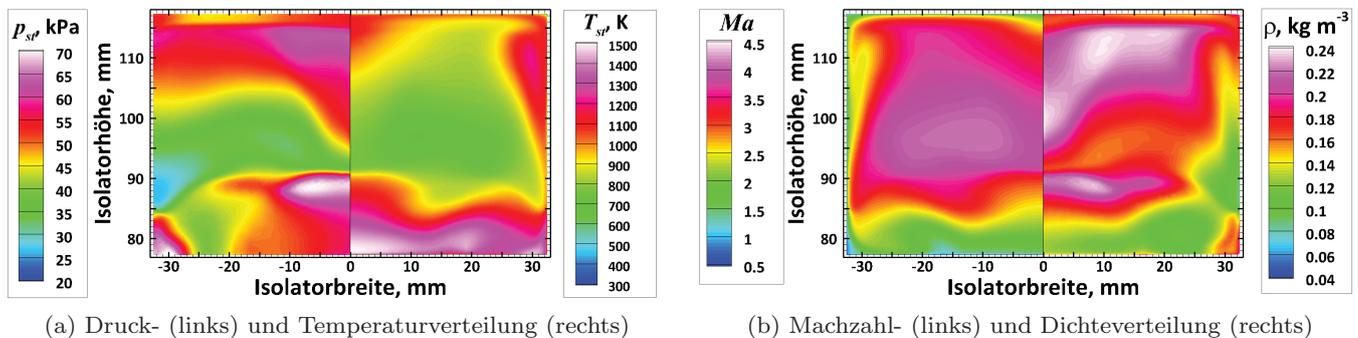
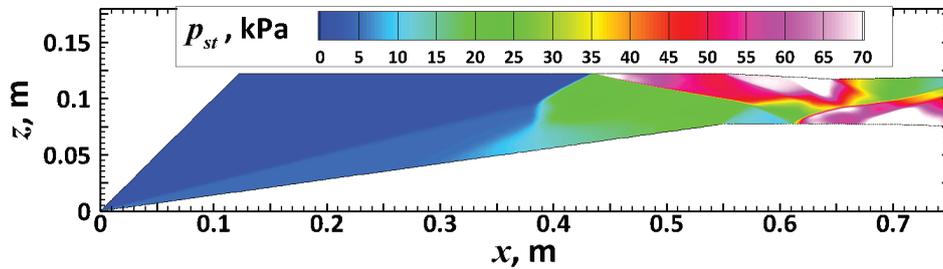
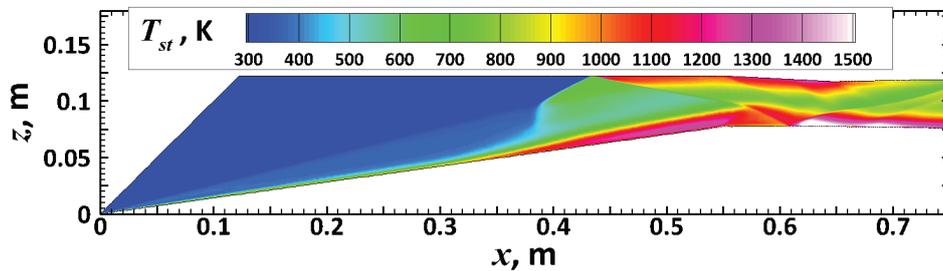
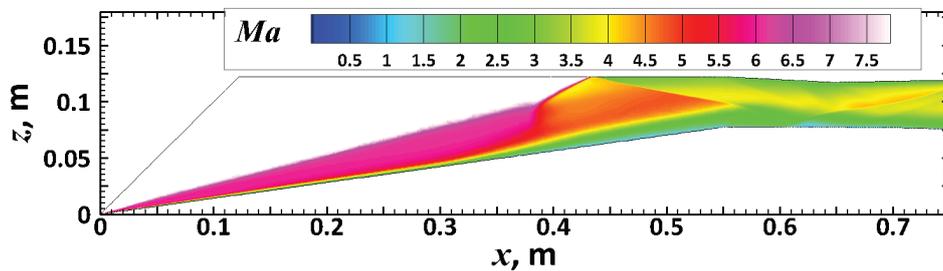
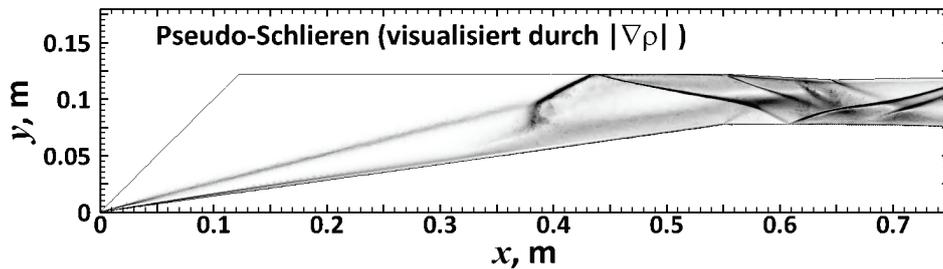


Abb. 3.20: Verteilung unterschiedlicher Strömungsgrößen im Querschnitt des Brennkammereintritts für die Konfiguration mit  $\theta_R = 8^\circ$  und  $\delta_{SW} = 7^\circ$

visualisiert wird, in den Abbildungen 3.21(a) bis 3.21(d) dargestellt. Die Stoßstrukturen, die durch die Lippe sowie den festen Teil der Haube induziert werden, pflanzen sich durch den gesamten Isolator bis in die Brennkammer fort. Dadurch ergeben sich ausreichend Hotspots, die eine Zündung des Brennstoffs und damit des Triebwerks sicherstellen. Andererseits muss für das Gesamtmodell auch überprüft werden, ob die Interaktion dieser Stoßstrukturen mit dem Zentralinjektor bzw. dem eingespritzten Treibstoff problematisch hinsichtlich einer potenziellen Blockade der Strömung werden könnte.

(a)  $p_{st}$ -Verteilung(b)  $T_{st}$ -Verteilung(c)  $Ma$ -Verteilung

(d) Pseudo-Schlieren-Visualisierung

Abb. 3.21: Visualisierung der Strömungsstruktur und Verteilung verschiedener Strömungsgrößen in der Symmetrieebene

Stoßinduzierte Ablösung ist bei dieser Konfiguration nicht vorhanden. Dies ist ebenfalls ein großer Vorteil im Vergleich zu vielen der übrigen Konfigurationen, insbesondere denen mit großem Rampenwinkel. Hier bildete sich in etlichen Fällen eine durch den Lippenstoß verursachte Ablöseblase im Halsbereich. Dass keine Ablösung vorhanden ist, lässt sich daran erkennen, dass es keine Gebiete mit Rückströmung, d.h. mit Werten von  $u < 0$  gibt. Wie die Darstellung der Isofläche für  $Ma = 1$  in Abbildung 3.22 zeigt, gibt es auch nahezu keine Unterschallgebiete außerhalb der Grenzschichten. Lediglich im Bereich der Interaktion des Lippenstoßes mit der Grenzschicht auf der Isolatorunterseite gibt es kleine Unterschallgebiete. Bei Konfigurationen mit höheren Rampenwinkeln und somit auch einem stärkeren Lippenstoß löst die Strömung in diesem Bereich jedoch ab.

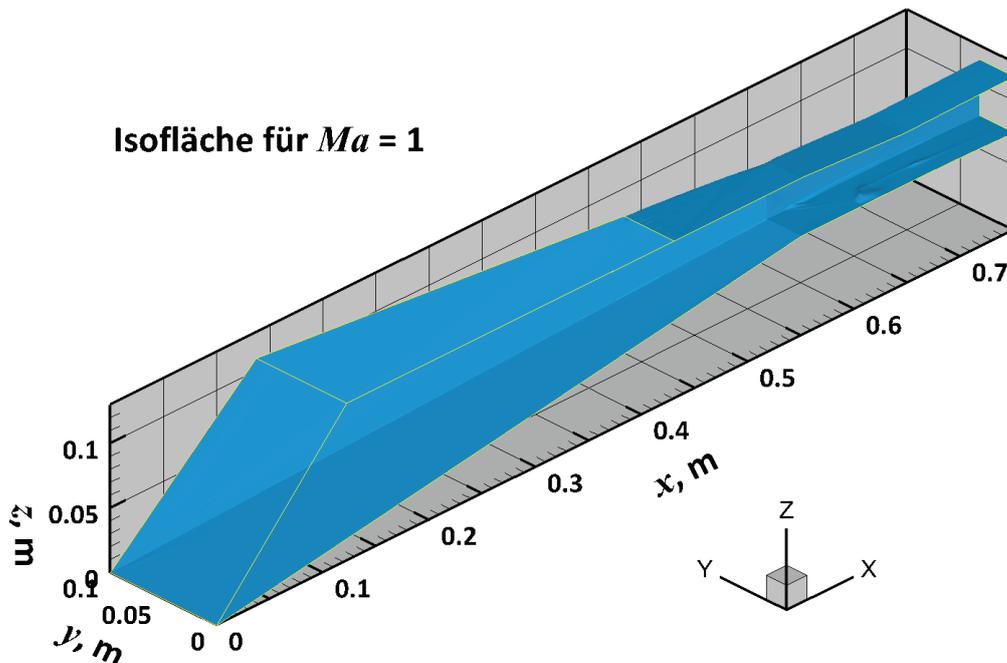
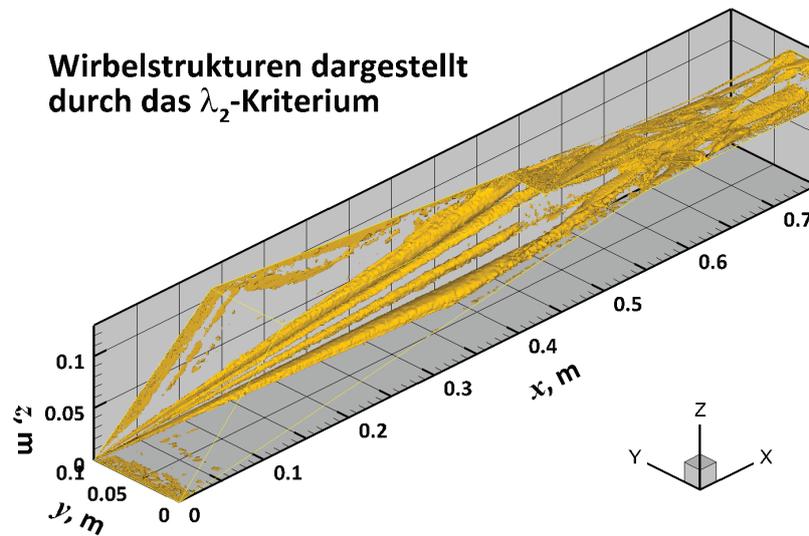
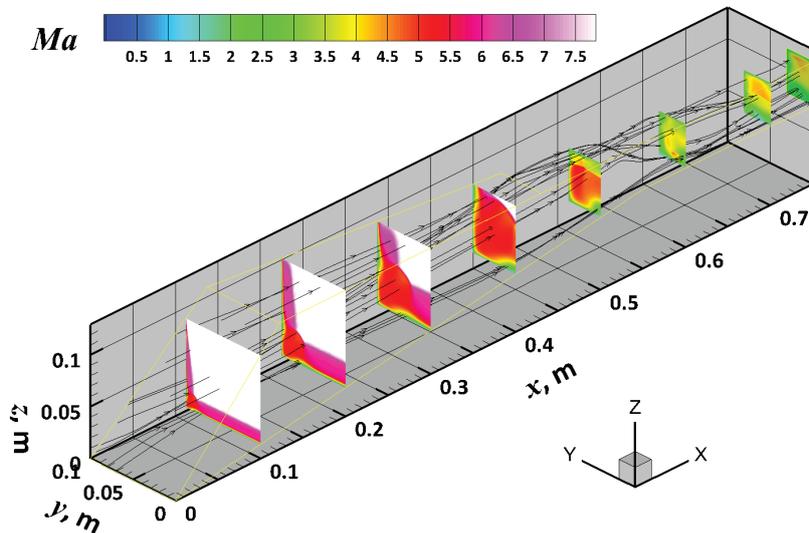


Abb. 3.22: Isofläche zur Visualisierung von Unterschallgebieten

Es sind jedoch sehr starke Wirbel im Strömungsfeld vorhanden. Durch die Interaktion des Rampenstoßes mit den Seitenwandstößen bildet sich, wie auch im Falle des 2D-Einlaufs mit Seitenwandkompression, eine Eckenströmung wie sie in Kapitel 2.3.6 beschrieben ist. Die starken Verwirbelungen sind in Graphik 3.23(a) anhand des  $\lambda_2$ -Kriteriums nach Jeong dargestellt [118]. Darüber hinaus zeigen die Stromlinien in Abbildung 3.23(b), wie sich die Wirbel auf das Strömungsfeld auswirken.

Es bilden sich zwei gegenläufig drehende Wirbelpaare aus, jeweils eins auf der Rampenoberfläche und eines auf der Seitenwand. Auf der Rampe wandert ein Wirbel zur Symmetrieebene hin und interagiert dort mit dem von der anderen Seite kommenden Wirbel. Der andere Wirbel dieses Paares bleibt in der unteren Ecke des Einlaufs. Die beiden Wirbel auf der Seitenwand wandern beide nach oben, wobei einer genau auf die Schneide der Haube trifft. Der andere wandert bis etwa zur halben Höhe der Seitenwand aufwärts. Durch den Beginn der Haube bzw. des internen Teils bilden sich jedoch weitere Wirbel, und durch die Interaktion der Wirbel untereinander, sowie mit den Stößen im inneren Strömungspfad, wird die Strömungsstruktur noch komplexer.

(a) Wirbelstrukturen mittels des  $\lambda_2$ -Kriteriums dargestellt

(b) Einfluss der Wirbel auf Stromlinien

Abb. 3.23: Visualisierung der Wirbelstrukturen im Strömungsfeld

## 3.6 Modifikation und endgültige Konfiguration

Aufgrund des stark inhomogenen Strömungsfeldes, besonders wegen der enormen Wirbelbildung, wurden in mehreren Iterationen verschiedene Maßnahmen eingeführt, um die Performance und die Qualität des Strömungsfeldes zu verbessern. Dies zielte in erster Linie darauf ab, die Stärke der induzierten Wirbel zu reduzieren. Dazu wurden alle Ecken mit Radien versehen, um die Interaktion von Rampen- und Seitenwandstößen, durch welche wiederum die starken Wirbel induziert werden, abzuschwächen. Die unteren Ecken des Fangquerschnitts werden mit einem Radius  $R = 50$  mm versehen, der sich über die Länge der Rampe auf  $R = 10$  mm am Ende des konvergierenden Teils der Rampe verringert. Im internen Strömungskanal, sowohl auf Hauben- wie auf der Rampenseite, beträgt der Radius konstant  $R = 10$  mm. Um einen glatteren Übergang der Rampenströmung in den Isolator zu ermöglichen, wurde die Expansionskante zwischen der Rampe und den Seitenwänden und dem Halsbereich ebenfalls abgerundet, mit einem Radius von  $R = 1000$  mm.

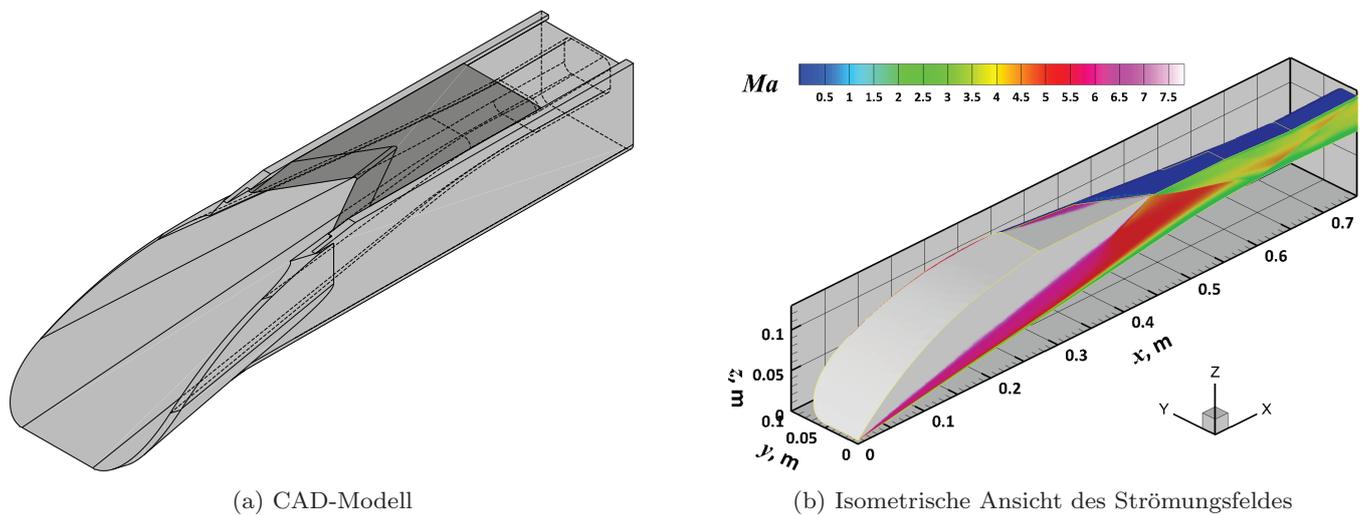


Abb. 3.24: 3D-Ansichten des CAD-Modells und des Strömungsfeldes der modifizierten Konfiguration

Während eines Flugversuchs sind die Vorderkanten enormen Wärmelasten ausgesetzt. Frühere Untersuchungen zeigen, dass die Aufheizung der Vorderkanten der Seitenwände durch Erhöhung des Pfeilungswinkels  $\Lambda$  deutlich gesenkt werden kann. Bei diesem Einlauf ist wegen der nötigen Höhe des Einlaufs jedoch keine nennenswerte weitere Steigerung der Pfeilung möglich. Daher liegt am unteren Ende der Seitenwände weiterhin ein Winkel von  $\Lambda = 45^\circ$  an, der jedoch im Anschluss durch einen Radius auf einen Winkel von  $\Lambda = 80^\circ$  am oberen Ende erhöht wird. Dadurch wird auch ein nahtloser Übergang in den Radius der oberen Ecken ermöglicht.

Um das Massenfangverhältnis  $MCR$  noch weiter zu optimieren, wurde die Haube mit einer V-förmigen Lippe versehen, welche mit einem Halböffnungswinkel von  $30^\circ$  an die Form der Stoßstruktur angepasst ist, die aus der Interaktion des Rampenstoßes mit den Seitenwandstoßen entsteht, und dadurch nicht eben sondern V-förmig ist. Ein CAD-Modell des Einlaufs mit diesen Modifikationen zeigt Bild 3.24(a). Der dazugehörige Strömungspfad mit der berechneten Machzahlverteilung ist in Graphik 3.24(b) zu sehen. Dabei befindet sich die Haube in der Auslegungsposition mit  $x_L = 350$  mm, bei der für diesen Einlauf bei der verwendeten Flugbedingung nahezu shock-on-lip herrscht.

Die Strömungsstruktur in der Symmetrieebene ist anhand der Druck-, Temperatur- und Machzahlverteilungen in Abbildung 3.25 sowie Pseudo-Schlierenbildern in Abbildung 3.26 dargestellt. Zur Quantifizierung des Einflusses der Wandtemperatur wurden auch Rechnungen mit einer Wandtemperatur von  $T_W = 800$  K durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Rechnungen für die Strömungsstruktur in der Symmetrieebene sind als direkte Gegenüberstellung zu denjenigen mit  $T_W = 300$  K ebenfalls in den Abbildungen 3.25 und 3.26 enthalten. Für den Querschnitt der Schnittstelle von Isolator und Brennkammer bei  $x = 0,65$  m ist zudem der direkte Vergleich des Wandtemperatureinflusses für die Verteilungen von Druck, Temperatur, Machzahl und Dichte in den Abbildungen 3.27(a) bis 3.27(d) gegeben.

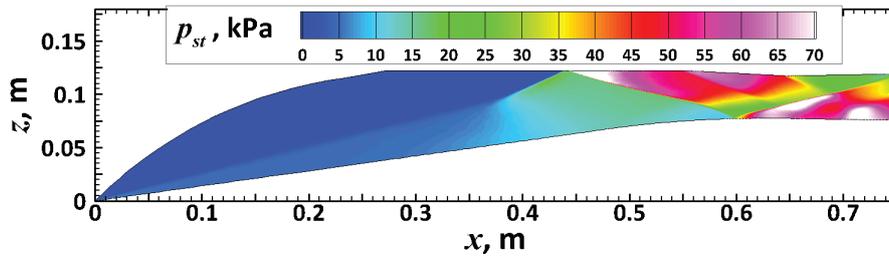
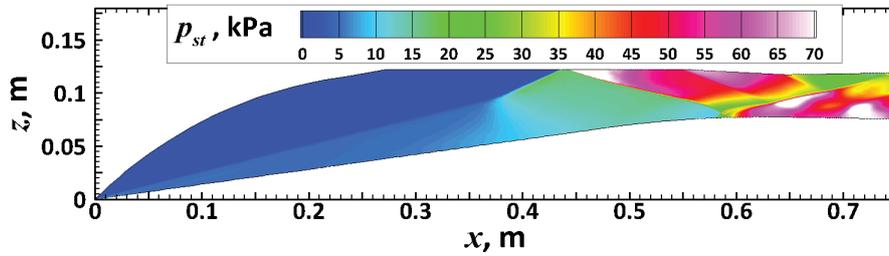
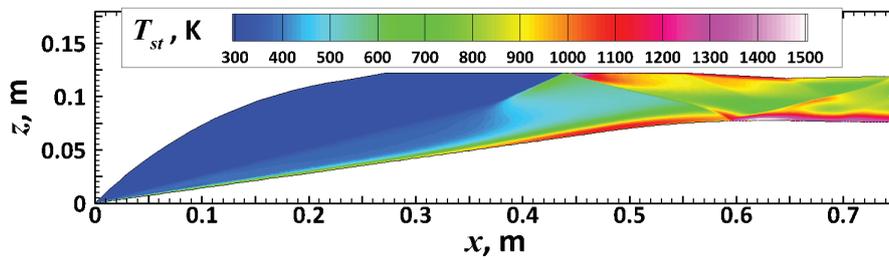
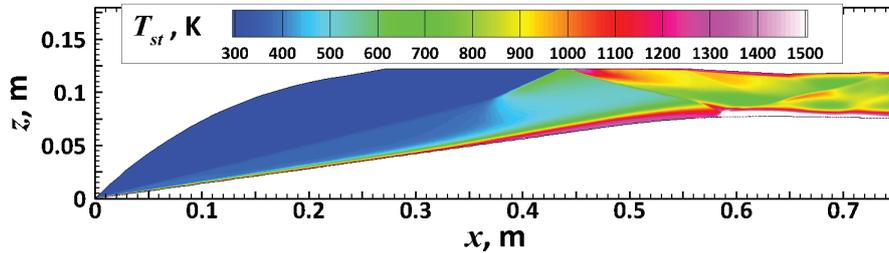
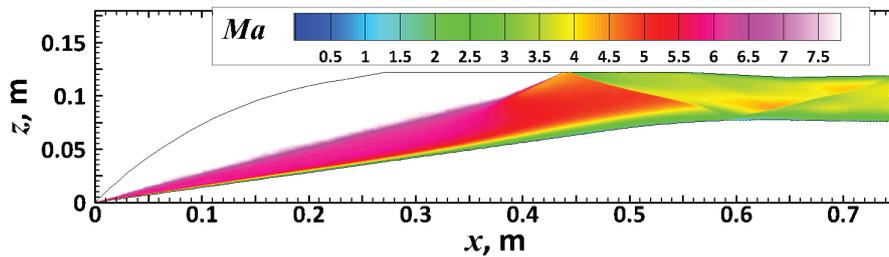
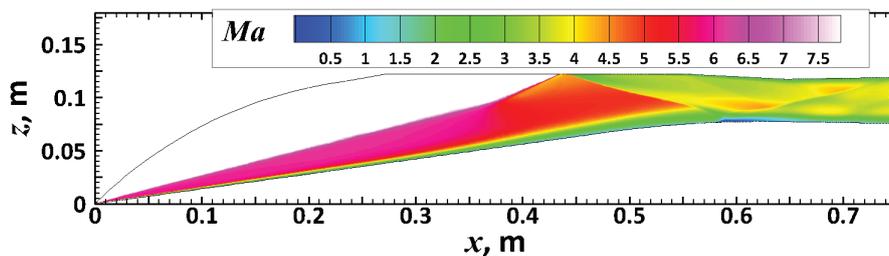
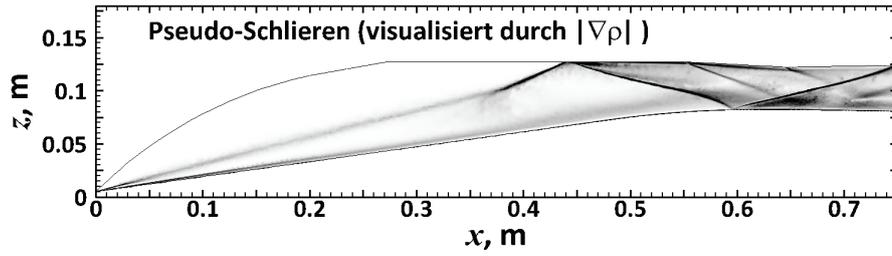
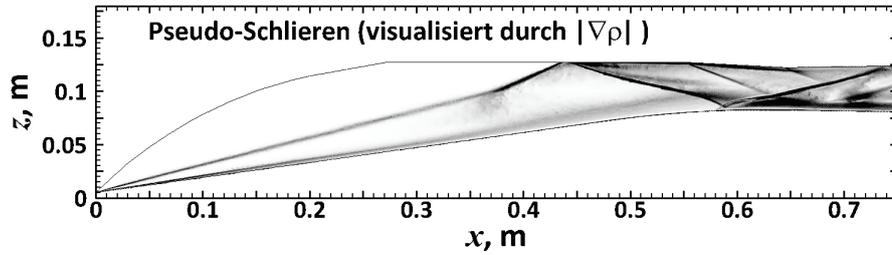
(a)  $p_{st}$ -Verteilung,  $T_W = 300$  K(b)  $p_{st}$ -Verteilung,  $T_W = 800$  K(c)  $T_{st}$ -Verteilung,  $T_W = 300$  K(d)  $T_{st}$ -Verteilung,  $T_W = 800$  K(e)  $Ma$ -Verteilung,  $T_W = 300$  K(f)  $Ma$ -Verteilung,  $T_W = 800$  K

Abb. 3.25: Visualisierung der Strömungstopologie und Verteilung verschiedener Strömungsgrößen in der Symmetrieebene für die modifizierte Konfiguration bei  $T_W = 300$  K und 800 K

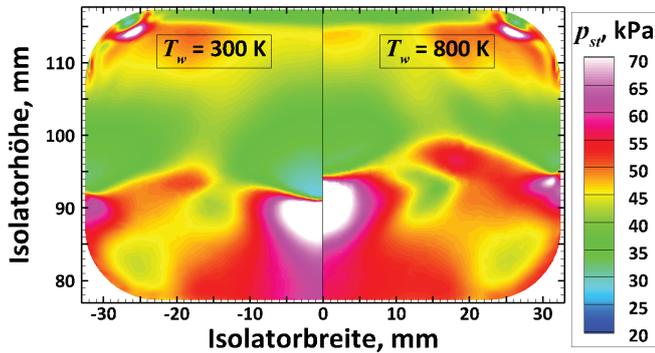


(a) Pseudo-Schlieren,  $T_W = 300$  K

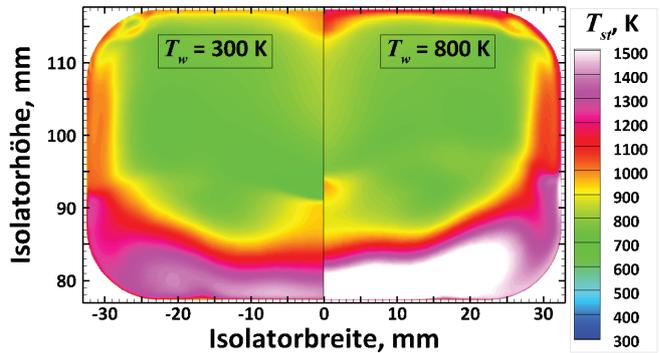


(b) Pseudo-Schlieren,  $T_W = 800$  K

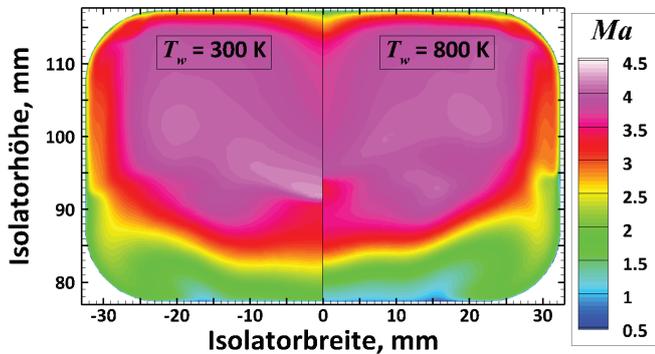
Abb. 3.26: Visualisierung der Strömungstopologie in der Symmetrieebene für die modifizierte Konfiguration bei  $T_W = 300$  K und 800 K



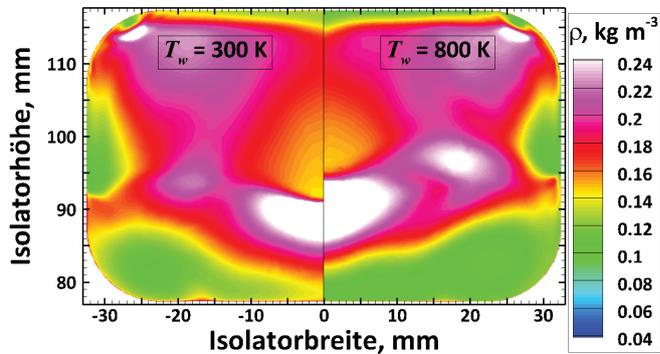
(a)  $p_{st}$ -Verteilung



(b)  $T_{st}$ -Verteilung



(c)  $Ma$ -Verteilung



(d) Dichte-Verteilung

Abb. 3.27: Strömungsstruktur in der Brennkammereintrittsfläche für  $T_W = 300$  K und 800 K

Bezüglich Ablösung ist die Lage so, dass sich bei der modifizierten Konfiguration und  $T_W = 300$  K zwar ein kleines Unterschallgebiet im Bereich der Stoß-Grenzschicht-Interaktion des Lippenstoßes mit der unteren Wand bildet, wie die Isofläche für  $Ma = 1$  in Graphik 3.28(a) zeigt. Ablösung liegt jedoch nicht vor, da die x-Komponenten der Geschwindigkeitsvektoren der Strömung stets positiv sind ( $u > 0$ ). Die Größe des Unterschallgebiets ist von der Wandtemperatur abhängig. Wie der Vergleich der Isoflächen in den Abbildungen 3.28(a) und 3.28(b) illustriert, ist dieses für  $T_W = 800$  K merklich größer. Bei dieser höheren Wandtemperatur entsteht in diesem Bereich auch eine kleine Ablöseblase. Das Ausmaß der Ablösung ist jedoch so gering, dass dies ohne weiteres tolerierbar ist.

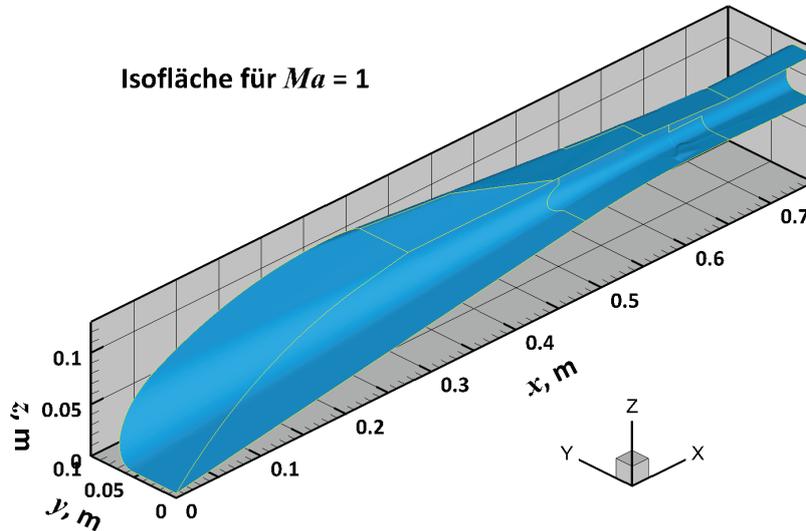
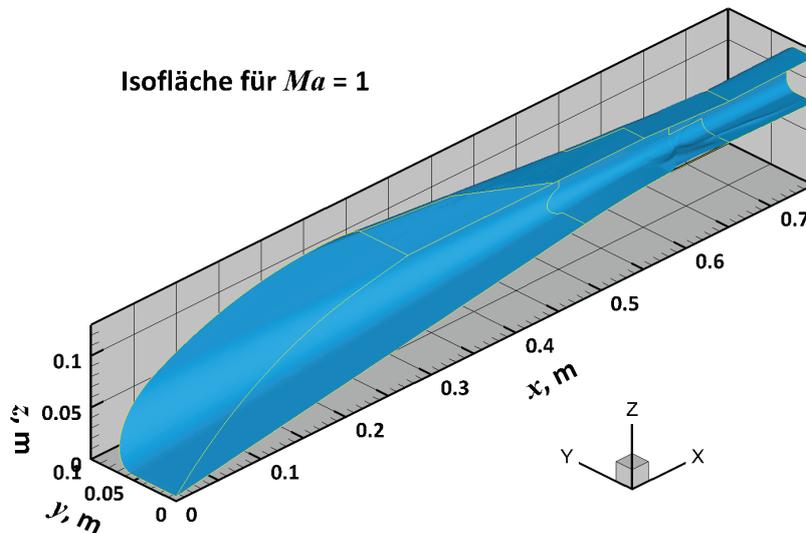
(a)  $T_W = 300$  K(b)  $T_W = 800$  K

Abb. 3.28: Isofläche zur Visualisierung von Unterschallgebieten der endgültigen Einlaufkonfiguration für beide Wandtemperaturen

Die Erzeugung von Wirbelstrukturen wird durch die Modifikationen deutlich verringert, auch wenn weiterhin Wirbelstrukturen im Strömungsfeld vorhanden sind. Wie den Darstellungen in den Bildern 3.29 und 3.30 zu entnehmen ist, sind vor allem die Wirbelstrukturen im externen Strömungsbereich durch das Abrunden der Ecken deutlich abgeschwächt worden. Im internen Strömungskanal ist weiterhin ein starker Wirbel sichtbar, der in der oberen Ecke beim Übergang der Seitenwand in den Radius der Haube induziert wird und auch von den Stromlinien wiedergegeben wird. Die beiden durch die Eckenströmung im

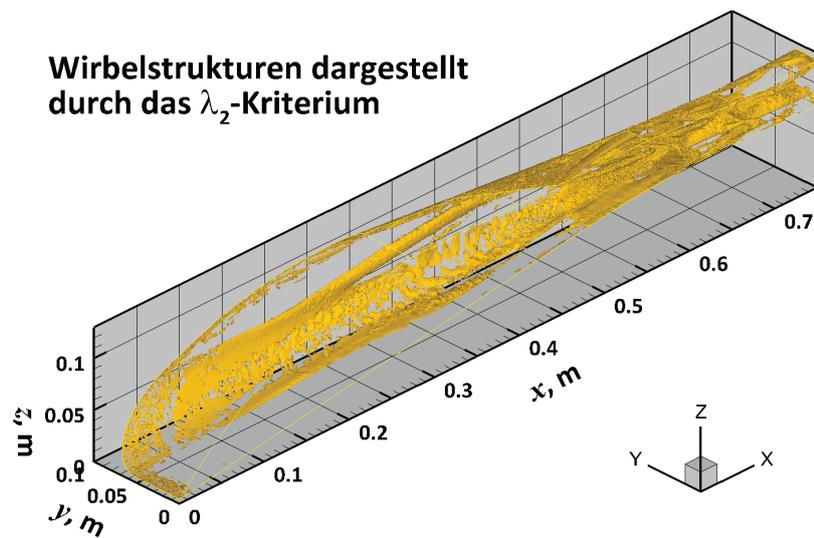
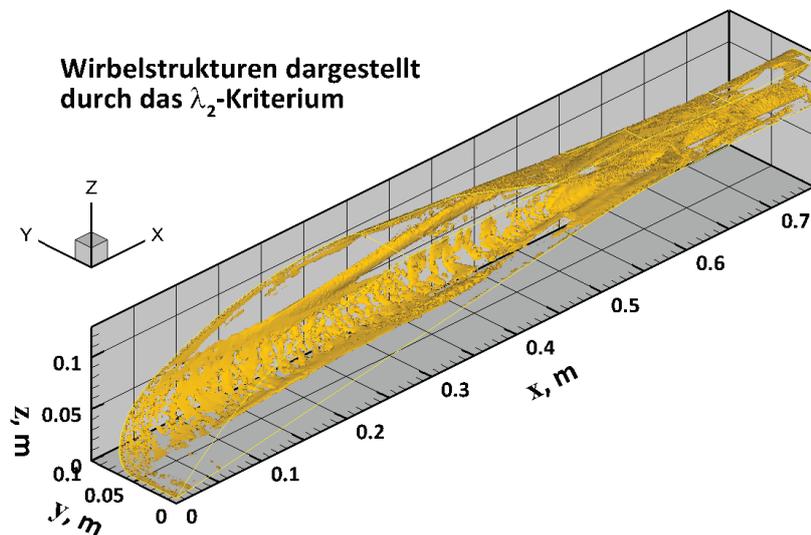
(a)  $T_W = 300$  K(b)  $T_W = 800$  K

Abb. 3.29: Darstellung der Wirbelstrukturen der modifizierten Konfiguration für beide Wandtemperaturen

externen Bereich erzeugten Wirbel, welche durch die Darstellung mittels des  $\lambda_2$ -Kriteriums zwar noch erkennbar sind, haben kaum noch sichtbare Auswirkungen auf den Verlauf der Stromlinien in diesem Bereich.

Durch die Modifikationen ergibt sich ein deutlich homogeneres Strömungsfeld, das allerdings immer noch deutliche Variationen der Strömungsgrößen über den Querschnitt enthält. Durch die Modifikationen wird der Fangquerschnitt  $A_C$  um etwa 10% von  $22631 \text{ mm}^2$  auf  $20406 \text{ mm}^2$  verringert. Da sich durch die Abrundung der Ecken in der Brennkammer jedoch auch der Querschnitt  $A_{Bk}$  der Schnittstelle von Isolator und Brennkammer verkleinert, nimmt das Kontraktionsverhältnis  $OCR$  nicht im gleichen Maße ab. Dieses sinkt auf einen Wert von  $OCR = 8,12$ . Damit liegen die Werte zwar unter den ursprünglichen Zielvorgaben für den Einlauf. Wie die Gegenüberstellung der Werte der eckigen und der endgültigen Konfiguration in Tabelle 3.8 zeigt, ergeben sich für die übrigen Strömungsparameter Druck und Temperatur nur geringfügig niedrigere Werte. Wie zu Beginn des Kapitels bei der Definition der Vorgaben des Einlaufs bereits erwähnt, sind diese niedrigeren Werte durchaus akzeptabel, besonders in Anbetracht der durch die Modifikationen verbesserten Strömungsqualität und die damit einhergehenden deutlichen Steigerungen des Totaldruckverhältnisses und des Wirkungsgrades der kinetischen Energie. Auch die Re-

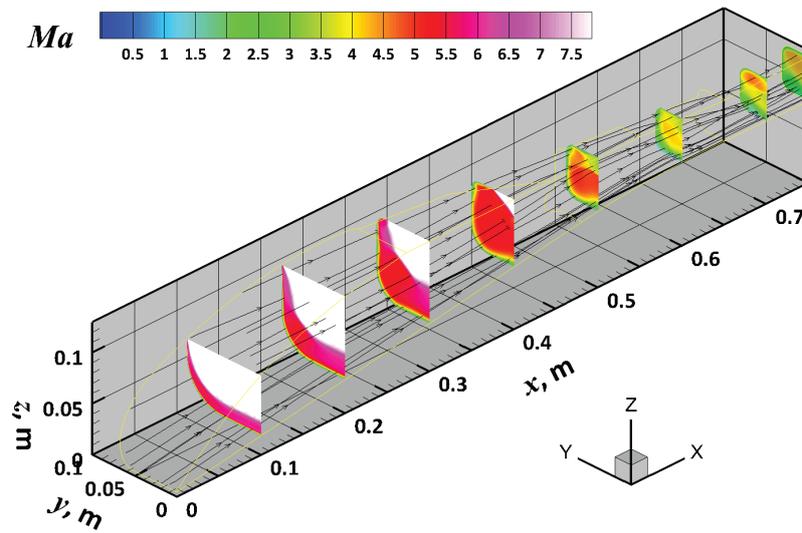
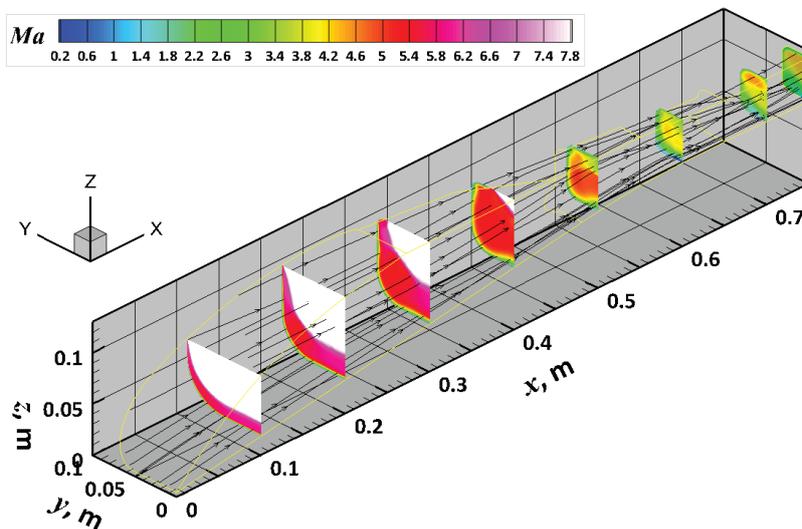
(a)  $T_W = 300$  K(b)  $T_W = 800$  K

Abb. 3.30: Darstellung der Homogenität des Strömungsfeldes anhand von Stromlinien und  $x$ -Schnitten mit aufgeprägter  $Ma$ -Verteilung

duktion des Massenstroms durch den kleineren Fangquerschnitt fällt durch die bessere Anpassung an den Rampenstoß und dadurch mögliche Minimierung des Spillage nur gering aus und fällt hinsichtlich des Leistungsvermögens des Gesamtsystems nicht ins Gewicht. Wie bereits erwähnt, wurde die Betriebsfähigkeit dieser Geometrie numerisch bestätigt, indem zum einen die Ergebnisse der Auslegungsrechnungen als Eintrittsbedingung für Brennkammer-Rechnungen verwendet wurden und zum anderen die Geometrie dieser endgültigen Einlaufkonfiguration benutzt wurde, um nose-to-tail-Rechnungen des Gesamtsystems durchzuführen [172, 177, 187].

Konfiguration	$p_{Bk}$ , kPa	$\Pi_{st}$	$\pi_t$	$Ma$	$T_{Bk}$ , K	$\dot{m}_{Bk}$ , kg s <sup>-1</sup>	$MCR$	$\eta_{ke}$
eckig, $T_W = 300$ K	48,6	41,5	0,344	3,37	901,2	0,449	0,961	0,972
modifiziert, $T_W = 300$ K	46,0	39,3	0,398	3,52	860,1	0,437	0,986	0,976
modifiziert, $T_W = 800$ K	47,3	40,5	0,411	3,52	889,9	0,434	0,980	0,977

Tab. 3.8: Vergleich der Leistungsparameter der ursprünglichen und modifizierten Konfiguration

# 4 Experimentelle Methoden

## 4.1 Windkanäle

### 4.1.1 Hypersonischer Windkanal H2K Köln

Mit Ausnahme der Kalibriermessungen der statischen Drucksonden des Druckmessrechens (siehe Abschnitt 4.4.6) im TMK, wurden alle Versuche im Hyperschallwindkanal H2K der Abteilung Überschall- und Hyperschalltechnologie des DLR Köln [157] durchgeführt.

Beim H2K handelt es sich um einen sogenannten Druckspeicherwindkanal, d.h. dass der Windkanal kontinuierlich mit Luft aus Drucklufttanks gespeist wird und somit lange Testzeiten im Gegensatz zu Kurzzeitanlagen wie Stoßrohren möglich sind. Der Aufbau des Kanals ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt, Abbildung 4.2 zeigt außerdem ein Foto des H2K in der Laborhalle. Im Versuchsbetrieb strömt die Luft aus den Druckspeichern zunächst durch ein elektrisches Erhitzersystem. Dieses dient einerseits zur Trocknung der Luft, um Kondensation bei der anschließenden Expansion in der Düse zu vermeiden, und darüber hinaus zur Aufheizung der Strömung auf unterschiedliche Totaltemperaturen zur Einstellung der gewünschten Strömungsbedingung. Nach Durchlaufen des Erhitzersystems wird die Strömung über ein 3/2-Wege-Ventil in die Expansionsdüse und weiter in die Messkammer geleitet. Anschließend wird die Strömung in einem Diffusor verzögert, in einem Rückkühler abgekühlt und fließt dann weiter in eine Vakuumkugel mit einem Volumen von  $2000 \text{ m}^3$ . Die Größe der Vakuumkugel begrenzt auch die Versuchsdauer: Wenn der Gegendruck in der Vakuumkugel und folglich in der Messkammer zu hoch wird, bricht die Windkanalströmung zusammen. Dies ist bei einem Messkammerdruck von etwa  $p_{Mk} = 2 \text{ kPa}$  der Fall, was, abhängig von der Versuchsbedingung, eine maximale Versuchsdauer von 30 bis 35 s erlaubt. Der H2K zählt somit zu den Langzeitversuchsanlagen.

Die Düsen des H2K sind alle rotationssymmetrische, konturierte Lavaldüsen für feste Machzahlen. Es stehen Düsen für  $Ma = 5,3; 6; 7; 8,7$  und  $11,2$  mit einem Austrittsdurchmesser von jeweils  $D = 600 \text{ mm}$  zur Verfügung, dazu noch eine kleinere Düse für  $Ma = 4,8$  mit einem Austrittsdurchmesser von  $D = 300 \text{ mm}$ . Die maximale Leistung des elektrischen Erhitzersystems beträgt  $5 \text{ MW}$ . Damit können Totaltemperaturen bis zu  $T_{t0} = 1000 \text{ K}$  erreicht werden. Der Totaldruck kann im Bereich bis zu  $p_{t0} = 4 \text{ MPa}$  variiert werden. Durch diese Größen wird das Leistungsspektrum des H2K abgesteckt, welches folglich einen Reynoldszahlbereich von  $2 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1} < Re_{\infty,m} < 20 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$  abdeckt. Dieser ist im Leistungsdiagramm in Abbildung

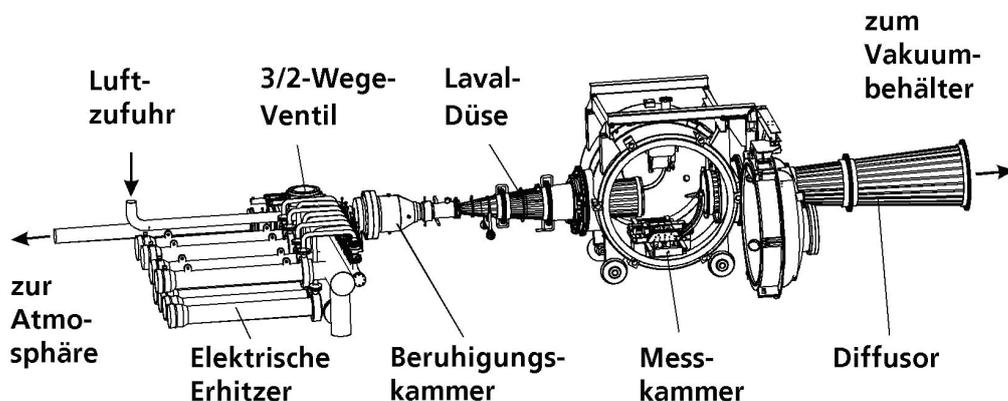


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des Hyperschallwindkanals H2K des DLR in Köln



Abb. 4.2: Foto des H2K in der Laborhalle

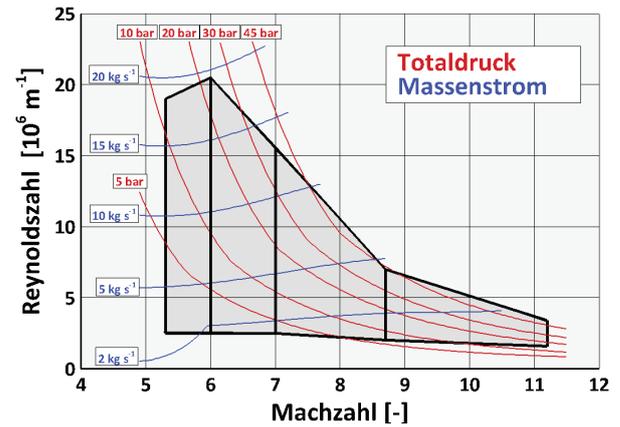


Abb. 4.3: Leistungsdiagramm des H2K

4.3 dargestellt. Die darin dargestellten Linien für den Luftmassenstrom der Windkanalströmung sowie den Totaldruck repräsentieren jeweils die Kondensationsgrenze, d.h. diejenige Reynoldszahl (und daraus folgender Totaltemperatur der Strömung), für die bei gegebener Machzahl und Totaldruck bzw. Massenstrom gerade noch keine Kondensation eintritt.

#### 4.1.2 Düsenkalibrierung

Durch den Einfluss der Grenzschicht in der Düse ergeben sich Unterschiede für die aerodynamische Düsenkontur gegenüber der geometrischen. Dies verursacht geringe Abweichungen der tatsächlichen Machzahl der Düsenströmung von der nominellen Machzahl in Abhängigkeit der Versuchsbedingung. Dieser Einfluss auf die Austrittsmachzahl ist in erster Linie von der Grenzschichtdicke und damit von der Reynoldszahl abhängig. Folglich führt eine höhere Reynoldszahl mit entsprechend dünnerer Grenzschicht zu einer höheren realen Machzahl und umgekehrt. In Kalibrationsmessungen zur Quantifizierung dieser Einflüsse wurde die  $Re$ -Abhängigkeit der Machzahl für die Düse für  $Ma = 7$ , die bei allen Versuchen dieser Arbeit zum Einsatz kam, bestimmt zu Gleichung 4.1. Diese Beziehung sowie die  $Ma$ -Verteilung über den Austrittsquerschnitt sind in den Abbildungen 4.4(a) und (b) dargestellt.

$$Ma = 6.9711 + 1.4464 \cdot 10^{-2} \cdot Re - 3.1125 \cdot 10^{-4} \cdot (Re)^2 \quad (4.1)$$

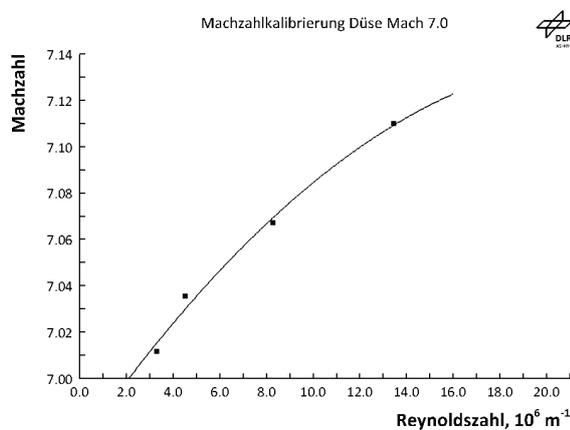
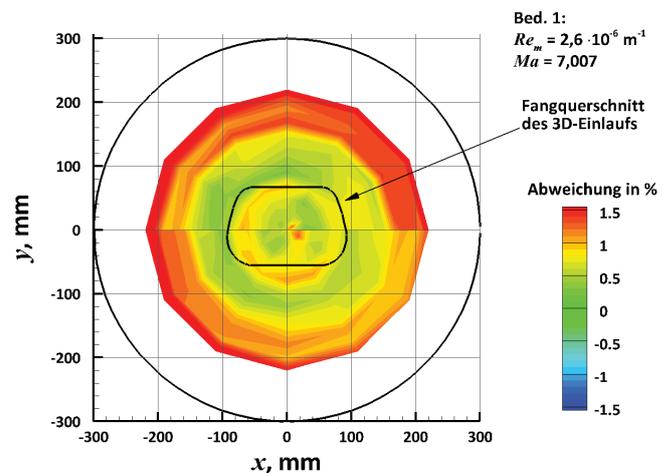
(a)  $Re$ -Abhängigkeit(b)  $Ma$ -Verteilung

Abb. 4.4: Ergebnisse der Düsenkalibrierung

Bei den verwendeten Bedingungen mit  $Re$ -Zahlen im Bereich von  $Re = 2,6 - 5,8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$  (siehe Kapitel 5.1 und 6.1) liegt die tatsächliche Machzahl somit im Bereich  $Ma_\infty = 7.007 - 7.045$  und weicht somit um maximal  $\Delta Ma = 0,6\%$  von der nominellen Machzahl ab. Die Schwankungen von  $Ma$  über den Querschnitt der Kernströmung in der Düsenaustrittsfläche betragen weniger als  $1,5\%$ .

## 4.2 Versuchsaufbau und Messtechnik

Der Versuchsaufbau, der für die Windkanalexperimente mit dem neuen 3D-Einlauf verwendet wurde, ist in Abbildung 4.5 dargestellt und entspricht weitestgehend dem Aufbau, der sich bereits in vielen anderen Forschungsprojekten für Einlaufuntersuchungen im H2K bewährt hat [85, 90, 98, 214]. Dieser wird lediglich an die Besonderheiten des jeweiligen Modells angepasst, in diesem Fall z.B. der Mechanismus zum Verfahren der Haube. Das Fehlen desselben ist auch der einzige Unterschied beim Aufbau für die Voruntersuchungen mit dem GK-01-Modell.

Die Modelle werden im Windkanal mit Schwerthalterungen fixiert. Bei Einlaufmodellen ist diese an der Beruhigungskammer im Zulauf einer Drossel befestigt. Diese Drossel hat zur Aufgabe, den Gegendruck der Brennkammer zu simulieren und fungiert gleichzeitig als Massenflussmeter. Das Einlaufmodell selbst wird an dieser Beruhigungskammer festgeschraubt. Das Schwert wiederum ist an eine hydraulische Verfahrereinrichtung montiert. Mit dieser kann der Anstellwinkel während dem Versuch verfahren werden, so dass auch so genannte alpha-sweeps gefahren werden können. Der Schiebewinkel kann lediglich manuell durch die Drehung der Bodenplatte, auf der die Anstellwinkelvorrichtung montiert ist, variiert werden. Es ist jedoch möglich, ein dynamisches Verfahren des Schiebewinkels zu erreichen, wenn das Modell um  $90^\circ$  um seine Längsachse gedreht wird. Das gesamte Modell inklusive des Schwerts kann durch dessen Befestigung im H2K in  $x$ -Richtung verschoben werden und wird in der Regel so ausgerichtet, dass man den gewünschten Bereich, im Falle des Einlaufs die optisch zugänglichen Bereiche im Isolator, in den Sichtfenstern des H2K sieht, um die Strömung mittels Schlierenaufnahmen visualisieren zu können.

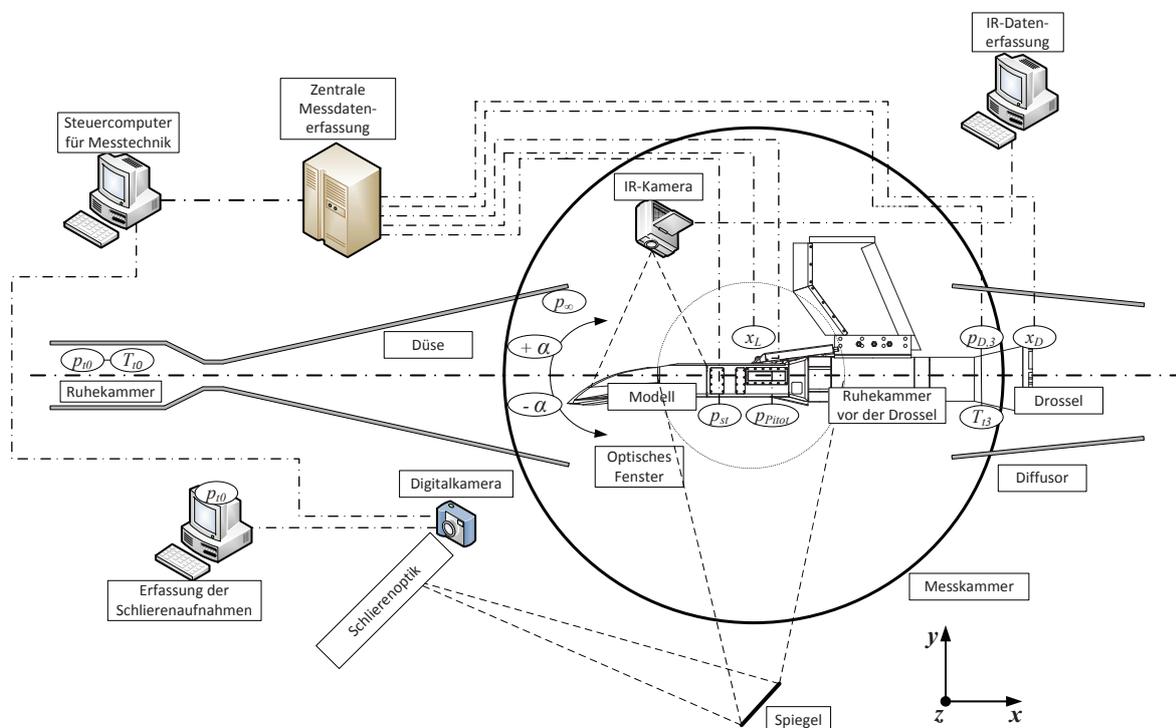


Abb. 4.5: Schematische Darstellung des für die Experimente verwendeten Versuchsaufbaus im Hyperschallwindkanal H2K

Zur Durchführung von Infrarot-Aufnahmen kann die Kamera entweder innerhalb des Windkanals in einem belüfteten Behälter eingebaut oder auf einem optischen Zugang in der Decke des Windkanals montiert werden. In beiden Fällen schaut man von oben auf das Modell. Die bevorzugende Option ergibt sich dabei aus dem gewünschten Bereich, der sichtbar sein, und der Auflösung, die erzielt werden soll, sowie dem verwendeten Objektiv.

Die Windkanalbedingung wird mittels Regelung des Luftzustroms und der Leistung der Erhitzer über das Steuerpult des H2K eingestellt. Beim Starten des Kanals wird gleichzeitig das Messprogramm am Steuercomputer für die Messtechnik gestartet. Die Pitot- und statischen Drücke werden mit einer Pressure Systems Inc. 8400 PSI-Anlage und 15-PSI-Modulen gemessen [3]. Der Zustand der Kanalströmung wird mittels zweier separater Drucksensoren, die den Totaldruck in der Beruhigungskammer vor der Düse und den statischen Druck am Düsenaustritt erfassen sowie durch Messung der Totaltemperatur in der Ruhekammer mit einem Typ-K NiCrNi-Mantelthermoelement erfasst. Aus diesen Werten werden die Machzahl und die Reynoldszahl der Strömung hergeleitet. Darüber hinaus werden die Positionen des Drosselkegels, der Haube des Einlaufs und der Anstellwinkel mit Potentiometern erfasst. Um genaue Messungen zu garantieren, wird das Modell vor jedem Versuch mit einer Winkellibelle ausgerichtet, da dies eine höhere Genauigkeit verspricht als die Ausrichtung nach den Messwerten des Potentiometers.

Alle Messwerte der PSI-Anlage und übrigen Sensoren werden über eine zentrale Rechneinheit erfasst, welche auch die Kalibrierung der Sensoren steuert. Alle Sensoren werden an jedem Versuchstag vor Durchführung des ersten Versuchs kalibriert, oft werden im Tagesverlauf auch noch weitere Kalibrierungen durchgeführt. Die Erfassung der Oberflächentemperaturen mit der Infrarotkamera sowie der Strömungsvisualisierung mittels des Koinzidenz-Schlieren-Aufbaus erfolgt separat davon mit jeweils einem eigenen Computer zur Steuerung und Messwertaufnahme.

Die folgende Auflistung gibt eine Übersicht über alle bei den Versuchen direkt gemessenen Größen und ihre Genauigkeiten:

- Totaldruck  $p_{t0}$ , Genauigkeit  $\Delta p_{t0} = \pm 794 \text{ Pa} = 0,0397\% \text{ FS}$ , FS = 2 MPa
- Totaltemperatur  $T_{t0}$ ,  $\Delta T_{t0} = \pm 5,5 \text{ K}$ , Typ K, NiCrNi-Mantelthermoelement
- statischer Druck der Anströmung  $p_\infty$ ,  $\Delta p_\infty = \pm 34 \text{ Pa} = 0,0257\% \text{ FS}$ , FS = 130 kPa
- Druckmessungen im Modell mit der PSI-Anlage  $p_{PSI}$ ,  $\Delta p_{PSI} \pm 100 \text{ Pa} = 0,1\% \text{ FS}$  (FS = 100 kPa)
- Position des Drosselkegels  $x_{Dr}$ ,  $\Delta x_{Dr} \pm 0,1 \text{ mm} = 0,0667\% \text{ FS}$  (FS = 150 mm)
- Position der Haubenlippe  $x_L$ ,  $\Delta x_L \pm 0,1 \text{ mm} = 0,0667\% \text{ FS}$  (FS = 150 mm)
- Temperatur mit der Infrarot-Kamera  $T_{IR}$ ,  $\Delta T_{IR} \pm 2 \text{ K} = 0,4\% \text{ FS}$ , (FS = 500 K)

Die dabei aufgeführten Genauigkeiten sind den Herstellerangaben der einzelnen Geräte entnommen. Darüber hinaus werden die folgenden Daten zur besseren Charakterisierung der Kanalströmung bestimmt:

- Machzahl  $Ma_\infty$ ,  $\Delta Ma_\infty \pm 0,05 = 0,714\%$
- Reynoldszahl  $Re_{\infty,m}$
- dynamischer Druck  $q_\infty$

Die Genauigkeiten werden hierbei durch eine Fehlerbetrachtung bestimmt. Dazu werden die Genauigkeiten der Messgeräte als systematische Fehler betrachtet und als Eingangsgrößen für eine Fehlerfortpflanzungsrechnung gemäß Gleichung 4.2 [55] verwendet, um durch Variation der Genauigkeiten den maximalen

absoluten Fehler  $\Delta_{max}$  zu berechnen. Außerdem wird die Standardabweichung  $\sigma$  gemäß Gleichung 4.3 bestimmt.

$$\Delta_{max} = \sum_{i=1}^n \left| \frac{\partial F}{\partial x_i} \right| \Delta x_i \quad (4.2)$$

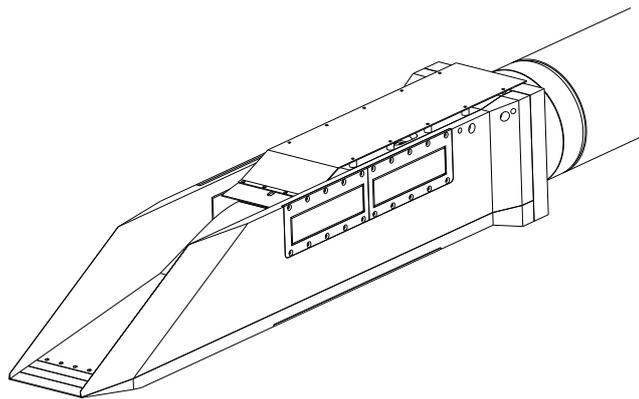
$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \left( \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}_i)^2 \right)} \quad (4.3)$$

Die weitere Auswertung der wissenschaftlichen Messdaten sowie die Genauigkeiten der Auswertverfahren werden im Abschnitt 4.4 detailliert erläutert.

## 4.3 Windkanalmodelle

### 4.3.1 Einlaufmodell GK-01

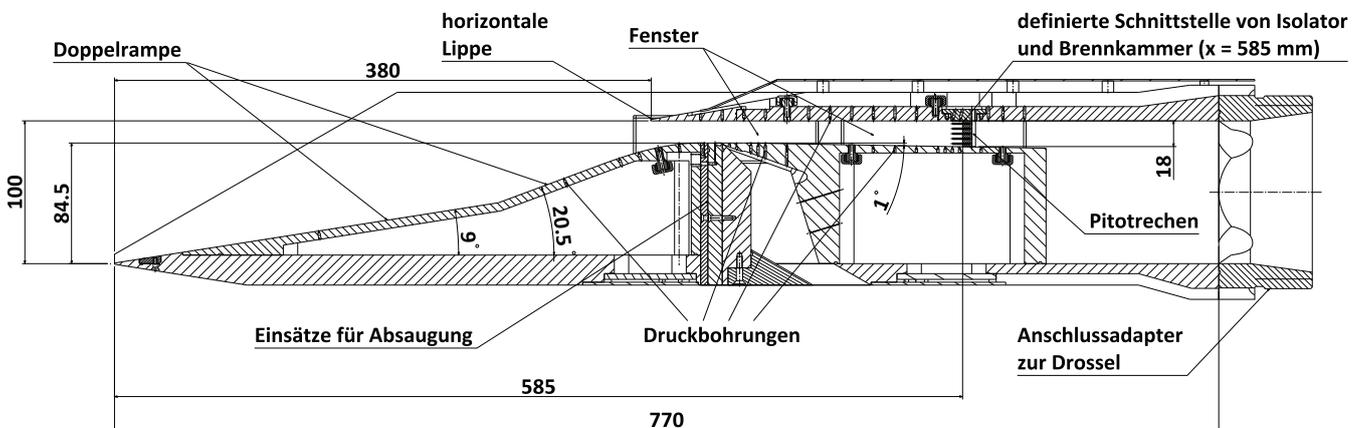
Das Einlaufmodell GK-01 stellt das Windkanalmodell des 2D-Einlaufs der ersten Leitkonfiguration des GRK dar (siehe Abschnitt 1.3.1) [90]. Zur Berücksichtigung von Off-Design-Betriebsbedingungen wurde als Auslegungspunkt eine Machzahl von  $Ma = 7,5$  gewählt, anstelle der nominellen Machzahl von  $Ma = 7$ . Die Rampenwinkel betragen  $\theta_{R1} = 9^\circ$  und  $\theta_{R2} = 20,5^\circ$  zur Horizontalen und wurden unter Berücksichtigung des Kriteriums von Oswatitsch zur Minimierung der Stoßverluste [76] mittels der



(a) isometrische Ansicht



(b) GK-01 im H2K [90]



(c) Längsschnitt

Abb. 4.6: Das Einlaufmodell GK-01

Methode der Charakteristiken gemäß Anderson [13] bestimmt. Die Auslegungsmethode ist somit gleich der des Einlaufs für die erste LAPCAT-M8-Konfiguration [81]. Der Einlauf wurde im Maßstab 1:1,5 skaliert, so dass der Fangquerschnitt des Windkanalmodells  $A_C = 100 \times 100 \text{ mm}^2$  und der Querschnitt am Brennkammereintritt  $A_{Bk} = 100 \times 18 \text{ mm}^2$  beträgt. Die Länge beträgt 585 mm bis zur definierten Schnittstelle mit der Brennkammer. Die Isolatorlänge wurde nach Formel 2.49 zu 158 mm abgeschätzt, erwies sich jedoch als zu lang [90]. Das Windkanalmodell ist in verschiedenen Darstellungen in Abbildung 4.6 zu sehen. Weitere Darstellungen sind zudem in Anhang A aufgeführt.

Das Modell verfügt über verschiedene Möglichkeiten der Grenzschichtabsaugung, die von Häberle untersucht wurden [89, 90] und in der aktuellen Arbeit nicht verwendet wurden. Eine genauere Darstellung des Einlaufmodells mit allen Abmessungen und Benennung der einzelnen Teile ist in Anhang A.4 zu finden.

### Modifizierung mit 3D-Einsätzen

Als Voruntersuchung zur Auslegung des neuen 3D-Einlaufs wurden Messungen mit verschiedenen Einsätzen zur Seitenwandkompression sowie Variation der Innenkontraktion durchgeführt, deren Ergebnisse in Kapitel 5.4.2 zu finden sind. Dabei wurde zum einen zusätzliche interne Seitenwandkompression, als Fortführung bereits erfolgter Messungen von Häberle [88, 90], und zum anderen externe Seitenwandkompression betrachtet [103]. Der Hauptunterschied zwischen beiden Konfiguration besteht darin, dass im ersten Fall die zusätzliche Seitenwandkompression auch eine Zunahme der Innenkontraktion bedingt, im zweiten Fall jedoch kaum. Dem hingegen ist durch Veränderung der Stoßlagen eine starke Zunahme des Spillage-Massenstroms zu erwarten, weswegen durch Modifikation der Haube auch die Lippenposition verändert werden kann, was dann jedoch ebenfalls eine Zunahme der Innenkontraktion zur Folge hat. Die Unterschiede der beiden Arten der Seitenwandkompression sind in Abbildung 4.7 zu sehen.

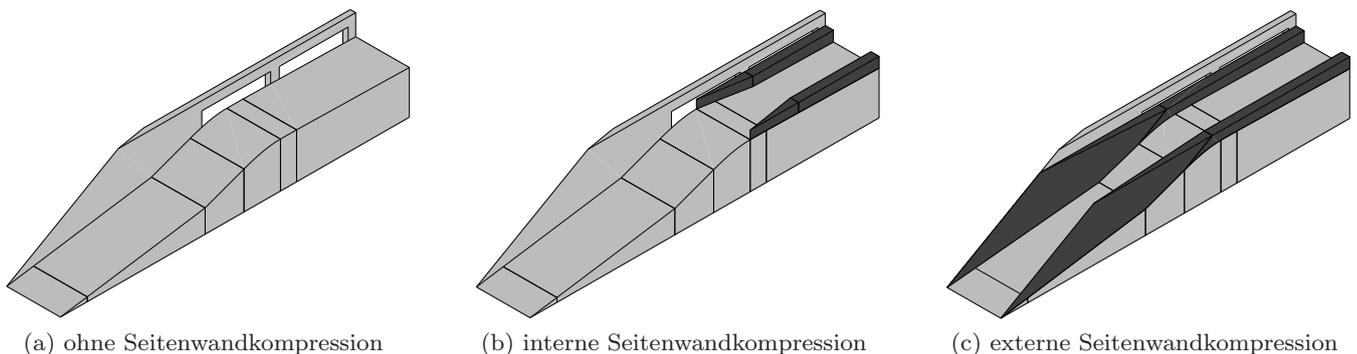


Abb. 4.7: Untersuchte Arten der Seitenwandkompression mit dem GK-01-Modell

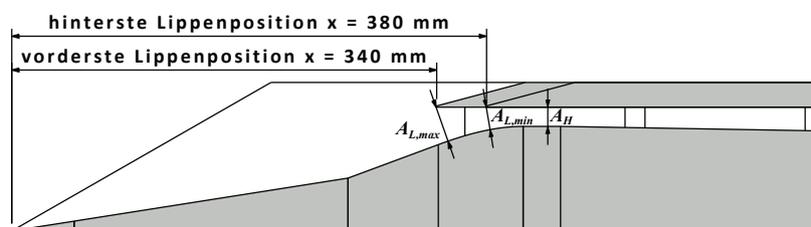


Abb. 4.8: Änderung der Lippenposition

Bei beiden Varianten der Seitenwandkompression kann die Breite des Isolators jeweils auf  $b_{Iso} = 80 \text{ mm}$  und  $70 \text{ mm}$  reduziert werden. Die sich jeweils ergebenden Geometrien und Abmessungen sind in Anhang

A.3 dargestellt. Die Lippenposition kann ausgehend von der ursprünglichen Lage in der Grundkonfiguration des GK-01-Einlaufs bei  $x_L = 380$  mm in Schritten von  $\Delta x = 5$  mm um bis zu 40 mm stromauf verlängert werden, wie in Abbildung 4.8 illustriert. Damit ergeben sich die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte für die Kontraktions- und Innenkontraktionsverhältnisse der einzelnen Konfigurationen. Abbildung 4.9 zeigt, wie diese hinsichtlich des Kantrowitz-Limits als Kriterium für das Startverhalten liegen.

Konfiguration	Isolatorbreite, mm	OCR	Innenkontraktion $I$ für Lippenposition $x_L$ , mm							
			380	375	360	355	350	345	340	
ohne SWK	100	6,45	1,19	1,25	1,49	1,58	1,67	1,77	1,88	
ext. SWK	80	7,98	1,19	1,26	1,51	1,60	1,70	1,81	1,93	
	70	9,12	1,20	1,26	1,52	1,62	1,73	1,84	1,96	
int. SWK	80	7,58	1,40	-	1,75	-	1,96	-	-	
	70	8,65	1,60	-	2,00	-	2,25	-	-	

Tab. 4.1: Übersicht über die verschiedenen Konfigurationen des GK-01-Modells mit Seitenwandkompression

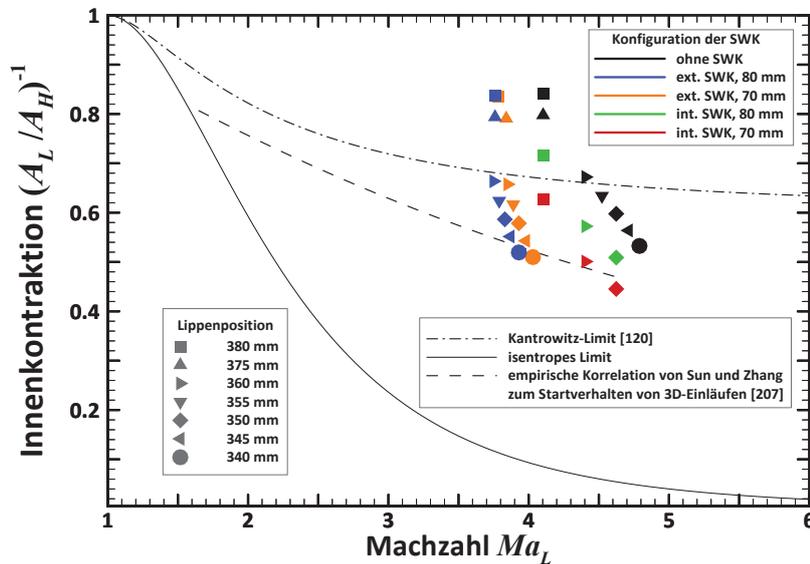


Abb. 4.9: Relation der Innenkontraktionsverhältnisse der verschiedenen 3D-Konfigurationen des GK-01-Modells

### Messtechnik

Das Modell verfügt über 42 statische Druckmessstellen, die alle entlang der Mittellinie auf der Ober- und Unterseite platziert sind. Bei den Konfigurationen mit  $x_L = 340$  mm und 345 mm gibt es zwei zusätzliche Wanddruckbohrungen auf der Haubenseite. Die genauen Koordinaten der einzelnen Druckbohrungen sind in Anhang A.1 aufgeführt. An der Schnittstelle von Isolator und Brennkammer bei  $x = 585$  mm ist zudem ein Pitotrechen mit 5 Pitotröhrchen integriert, die mit einem Abstand von 3,5 mm über die Isolatorhöhe verteilt sind, wobei das oberste und unterste Röhrchen jeweils 2 mm von der Wand entfernt sind. Dieser kann aus der Lage auf der Mittellinie um jeweils  $\Delta z = \pm 25$  mm nach links und rechts verschoben werden.

Für optische Untersuchungen verfügt das Modell über zwei Sichtfenster, mit denen der Großteil des internen Strömungskanal betrachtet werden kann. Mit Quarzglas-Fenstern bestückt, werden diese für Schlieren- bzw. Schattenaufnahmen verwendet mit dem in Abschnitt 4.4.1 beschriebenen Koinzidenz-Schlieren-Aufbau. Die Doppelrampe im externen Teil des Einlaufs kann zudem komplett durch einen

Einsatz aus PEEK ersetzt werden, damit mittels IR-Thermografmessungen die Oberflächentemperaturverteilung und daraus die Wärmelasten der externen Rampe nach dem in Abschnitt 4.4.8 beschriebenen Verfahren bestimmt werden können.

### 4.3.2 Windkanalmodell GK-3D

Basierend auf der Auslegung in Abschnitt 3 wurde das Windkanalmodell GK-3D entwickelt, das in Abbildung 4.10 schematisch und in den Bildern 4.11(a) und 4.11(b) photographisch dargestellt ist. Weitere Darstellungen des Modells mit Bezeichnung der einzelnen Baugruppen finden sich zudem in Anhang C. Wie in Abschnitt 3 erläutert, wurde die Geometrie so bestimmt, dass es möglich ist, ein Windkanalmodell im Originalmaßstab 1:1 zu bauen. Daher entsprechen die Abmessungen genau denjenigen der in Abschnitt 3.6 beschriebenen Konfiguration.

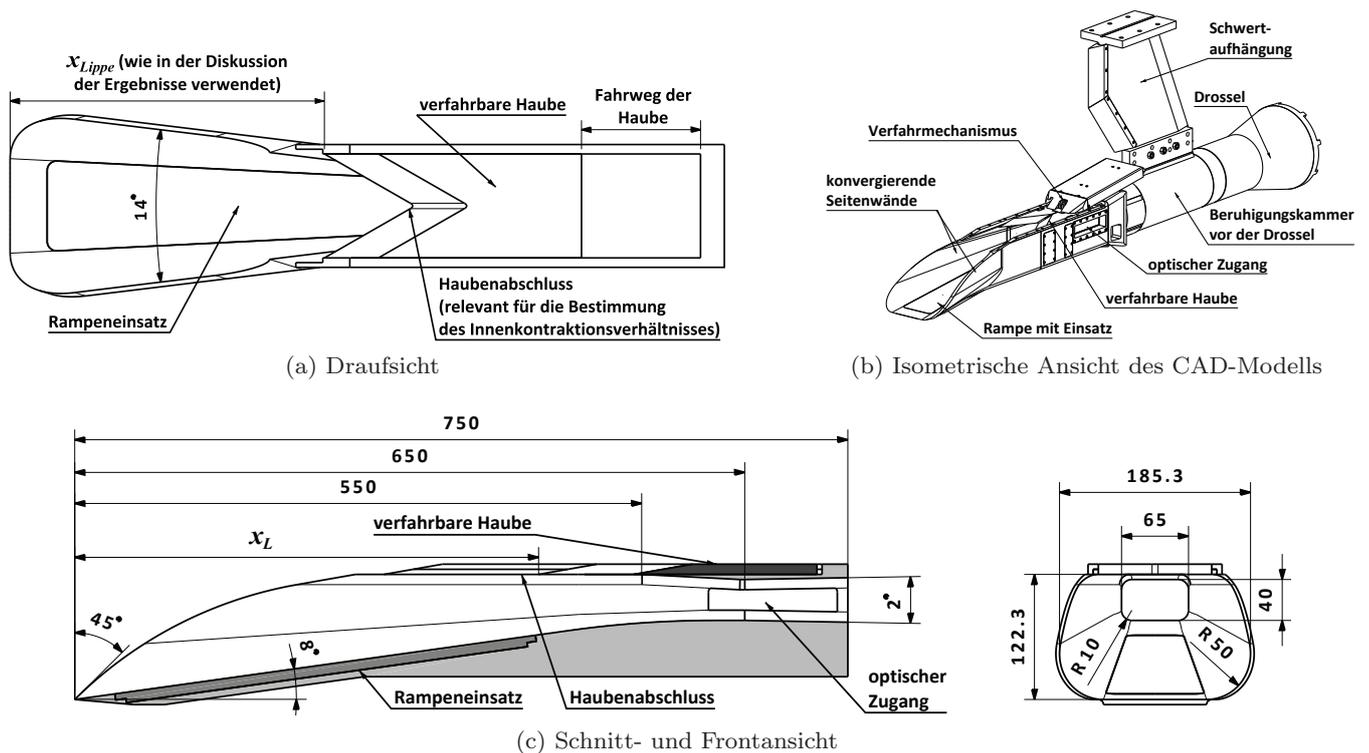
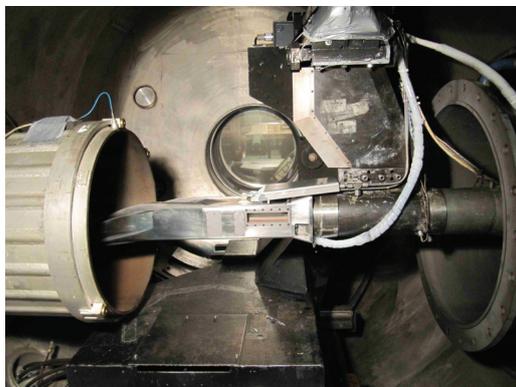


Abb. 4.10: Schematische Darstellung des 3D-Einlaufs



(a) GK-3D im H2K

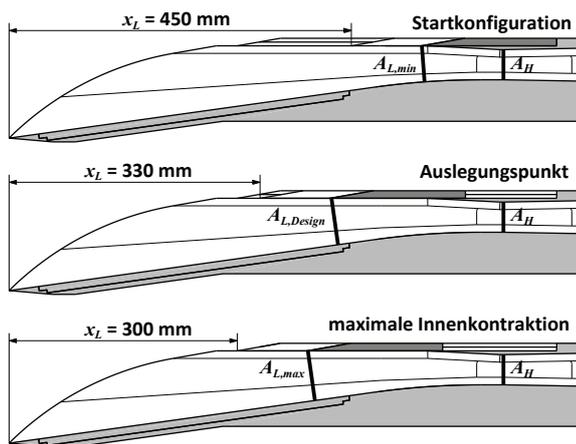


(b) Verfahrmechanismus der Haube

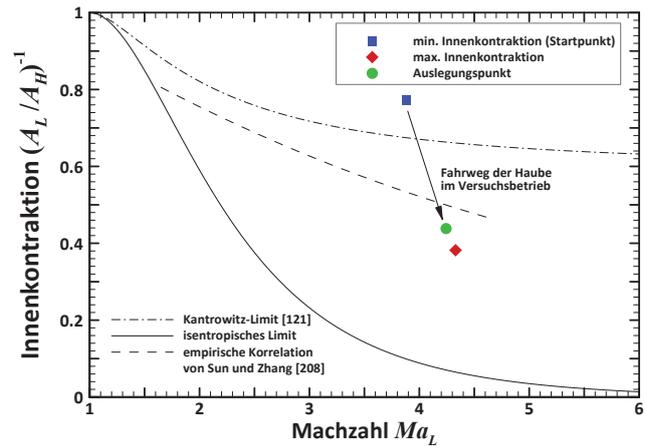
Abb. 4.11: Fotos des 3D-Einlaufs in der Messkammer des H2K

## Startmechanismus

Die verfahrbare Haube, über die der GK-3D-Einlauf als Startmechanismus verfügt, kann um  $\Delta x_L = 150$  mm in axialer Richtung bewegt werden. Gemäß der Konvention  $x_L$  in den Abbildungen 4.10 und 4.12(a) ist am Auslegungspunkt, bei dem für die Windkanalbedingung mit  $Ma = 7$  shock-on-lip herrscht, die Lippenposition  $x_L = 330$  mm. Das Innenkontraktionsverhältnis  $I = \frac{A_L}{A_H}$  beträgt in diesem Fall  $I = 2,3$ . Zum Starten kann die Haube bis auf  $x_L = 450$  mm nach Hinten gefahren und die Innenkontraktion auf  $I = 1,3$  reduziert werden. Dieser Wert liegt damit unterhalb des Kriteriums von Kantrowitz und Donaldson [121] zum Starten des Einlaufs. Es ist jedoch zu erwarten, dass das kritische Kontraktionsverhältnis eher im Bereich von  $I \approx 2$  liegen wird, gemäß der Korrelation von Sun und Zhang [208]. Die maximal mögliche Innenkontraktion bei der Lippenposition  $x_L = 300$  mm liegt bei  $I = 2,6$ . Bild 4.12(b) stellt diese Verhältnisse graphisch dar.



(a) Lippenpositionen der wichtigsten Konfigurationen



(b) Innenkontraktionsverhältnis

Abb. 4.12: Relation der Innenkontraktionsverhältnisse der unterschiedlichen Konfigurationen des 3D-Einlaufs

## Messtechnik

Das GK-3D-Modell verfügt über insgesamt 55 Wanddruckbohrungen. Davon befinden sich 43 auf der Mittellinie des Einlaufs, die sich wie folgt aufteilen: 30 auf der Rampenseite, 4 im beweglichen und 9 im festen Teil der Haube. Die übrigen 12 Druckbohrungen teilen sich auf zwei Querschnitte bei  $x = 500$  und  $590$  mm mit jeweils 6 radial um den Umfang herum verteilten Messstellen auf. Dabei befindet sich jeweils eine Bohrung in der Mitte der Seitenwand sowie in den oberen und unteren Eckenradien. Die Positionen der Druckmessstellen auf der Mittellinie sowie in den beiden Querschnitten sind graphisch in Abbildung 4.13 dargestellt. Die genauen Koordinaten der Wanddruckbohrungen entlang der Mittellinie und in den beiden Querschnitten mit radial verteilten Wanddruckbohrungen sind in den Tabellen C.1 und C.2 in Anhang C aufgelistet.

Außerdem ist ein kreuzförmiger Druckmessrechen am Ende des Modells in den Isolator integriert, an der Position  $x = 722,3$  mm. Abbildung 4.14 zeigt eine schematische Darstellung des Druckmessrechens in Bild 4.14(a) und ein Foto des Druckmessrechens integriert in den Isolator des Einlaufs (Bild 4.14(b)). Im Gegensatz zum Pitotkamm des GK-01-Einlaufs verfügt der neue Druckmessrechen nicht nur über Pitotröhrchen, sondern auch über statische Drucksonden, mit denen der statische Druck in der freien Isolatorströmung gemessen werden kann. Diese statischen Drucksonden sind dem Design von Pinckney nachempfunden [167, 168]. Insgesamt verfügt der Rechen über 10 Pitotröhrchen und 11 statische Drucksonden, wobei sich auf dem horizontalen Ast 6 Pitotröhrchen und 7 statische Drucksonden und auf dem vertikalen Teil 4 Pitotröhrchen und 5 statische Drucksonden befinden. Die genaue Lage der Pitotröhrchen und statischen Drucksonden des Druckmessrechens ist in Tabelle C.3 in Anhang C aufgelistet.

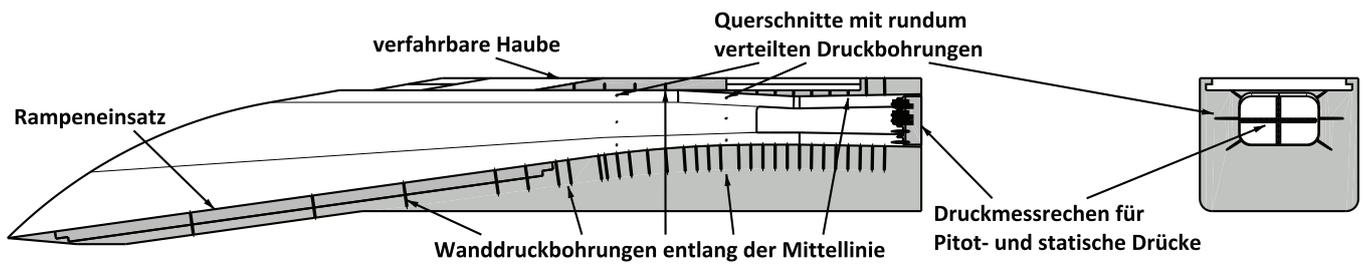
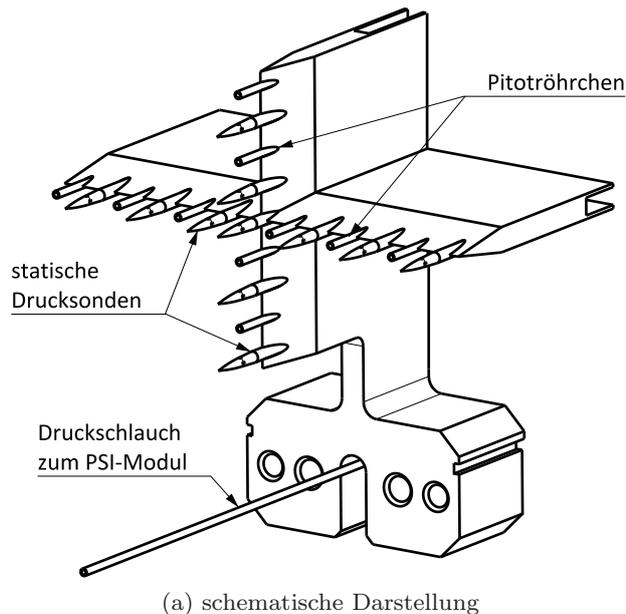


Abb. 4.13: Lage der Druckmessstellen entlang der Mittellinie und den Querschnitten mit radial verteilten Druckbohrungen im GK-3D-Modell



(a) schematische Darstellung

(b) integriert im Isolator

Abb. 4.14: Der Druckmessrechen des GK-3D-Einlaufs mit Pitotröhrchen und statischen Drucksonden

Der neue Druckmessrechen bietet mehrere Vorteile. Damit können nun auch Profile über die Breite des Isolators gemessen werden, und man ist nicht auf Pitotdruckprofile beschränkt sondern erhält auch Aussagen über die statische Druckverteilung im Isolatorquerschnitt. Außerdem erlaubt der Druckmessrechen eine deutlich verbesserte Genauigkeit bei der Ableitung der Machzahlprofile im Isolator, welche über das Verhältnis  $\frac{p_{Pitot}}{p_{st}}$  von Pitot- und statischem Druck geschieht. Dafür können nun die Werte der statischen Drucksonden verwendet werden und es muss nicht mehr auf die Wanddrücke zurückgegriffen werden. Besonders über die Breite des Isolators bietet dies die Möglichkeit einer sehr hohen Genauigkeit, da die Verteilung der Pitotröhrchen und statischen Drucksonden nicht symmetrisch, sondern antisymmetrisch zur Längsachse des Einlaufs ist. Dadurch kann bei einer symmetrischen Strömung, die bei den Windkanaluntersuchungen in den meisten Fällen vorliegt, der Pitot- und statische Druck jeweils in gleichem Abstand zur Symmetrieebene und damit quasi an der gleichen Position gemessen werden. Dies ist in Bild 4.15 skizziert. Das genaue Design der statischen Drucksonden, die Kalibrierung und die Auswertung der Messungen ist in den Abschnitten 4.4.3 bis 4.4.6 beschrieben.

Insgesamt wurde durch die Anzahl und Verteilung der Druckmesspunkte und daraus resultierende höhere Auflösung die Erfassung der Strömung deutlich verbessert. Durch die radial verteilten Druckbohrungen und den horizontalen Ast des Druckmessrechens können auch Effekte über die Breite des Isolators erfasst werden. Zudem liegen die Wanddruckbohrungen im internen Bereich sehr viel näher zusammen. Auf der Rampenseite betragen die Abstände zwischen den Druckbohrungen in der Regel 10 mm und im festen Teil der Haube 15 mm. Damit sollte eine genaue Wiedergabe der Stoßstrukturen gewährleistet sein, im

Gegensatz zum GK-01-Modell, bei dem der Vergleich von CFD-Simulationen und Experimenten zeigte, dass der Shock-train teilweise nur unzureichend erfasst werden kann.

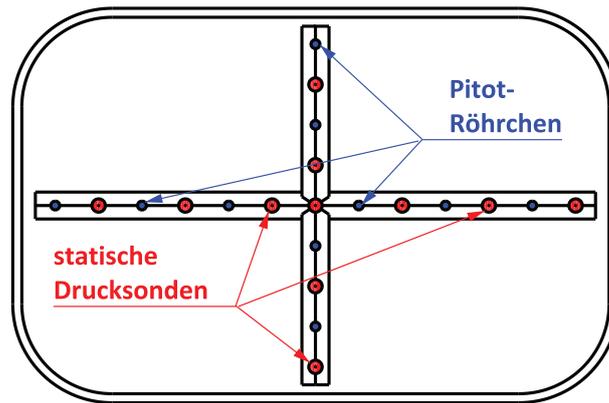


Abb. 4.15: Verteilung von Pitotröhrchen und statischen Drucksonden im Druckmessrechen

## 4.4 Auswertung und Darstellung der Messdaten

Zur Charakterisierung des Betriebsverhaltens und der Strömung des Einlaufs werden bei den Windkanalversuchen die folgenden Daten erfasst bzw. durch Weiterverarbeitung ermittelt:

- Strömungsvisualisierung mittels Schlieren- bzw. Schattenaufnahmen
- Wanddruckverläufe der Mittellinie und der Querschnitte mit radial verteilten Druckbohrungen
- Pitot- und statische Druckprofile des Druckmessrechens am Isolatorausgang
- Ableitung von Machzahlprofilen
- Bestimmung der statischen Druckverhältnisse, Totaldruckrückgewinne und Wirkungsgrade
- Berechnung der Massenströme und Massenfangverhältnisse
- Bestimmung von Wärmelasten durch Infrarot-Thermographie

Die folgenden Abschnitte erläutern die einzelnen Messtechniken und Methoden, mit denen die jeweiligen Größen gemessen und ausgewertet werden.

### 4.4.1 Koinzidenz-Schlieren-Optik

Die Visualisierung der Windkanalströmung ist am H2K durch Schlierenaufnahmen möglich. Diese Messtechnik basiert zunächst auf dem Schatten-Prinzip, d.h. die Strömung durch Änderungen des Brechungsindex  $n$  sichtbar zu machen [144]. Dies ist möglich, weil der Brechungsindex direkt proportional zu den Dichtegradienten in der Strömung ist. Dadurch werden Lichtstrahlen, die durch die Strömung gehen, in Bereichen mit unterschiedlichen Dichtegradienten auch unterschiedlich stark abgelenkt, wodurch sich eine relative Änderung der Lichtintensität  $\frac{\Delta I}{I}$  ergibt und diese Bereiche heller oder dunkler erscheinen. Dieser Zusammenhang kann durch Gleichung 4.4 ausgedrückt werden [144]:

$$\frac{\Delta I(x,y)}{I} = l \cdot \int_{z_1}^{z_2} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \ln n(x,y,z) dz \quad (4.4)$$

Dabei ist  $l$  der Abstand der Betrachtungsebene vom Strömungsfeld. Nach diesem Prinzip können Gebiete mit Dichteänderungen detektiert werden. Dies betrifft Strömungsphänomene wie beispielsweise

Verdichtungsstöße, Ablösegebiete, Transition oder Expansionswellen. Zur Anwendung dieses Prinzips genügt ein einfacher Aufbau bestehend aus einer Lichtquelle, einer Linse, die einen parallelen Lichtstrahl in die Messstrecke erzeugt, sowie eine weitere Linse nach Durchqueren der Messstrecke, die den Lichtstrahl auf eine Kamera als Bilderfassungssystem fokussiert. Die Empfindlichkeit eines derartigen Systems lässt sich durch eine einfache Modifikation deutlich erhöhen. Durch das Platzieren einer scharfen Kante im Fokussierungspunkt der Betrachtungsebene wird ein Teil des Lichts, das auf die Kamera trifft, abgeschnitten. Dadurch werden die relativen Intensitätsunterschiede, die sich durch Verschiebungen der Lichtstrahlen durch die Dichteänderungen im betrachteten Medium ergeben, vergrößert. Dies ist jedoch abhängig davon, in welcher Richtung die Strahlen abgelenkt werden [144]. Die Kante muss dementsprechend so platziert werden, dass die Intensitätsänderungen maximiert werden. Ein solcher Aufbau wird als Schlieren-System bezeichnet.

Am H2K ist ein sogenanntes Koinzidenz-Schlierensystem vorhanden. Dies bedeutet, dass der Lichtstrahl die Messstrecke zweimal durchquert und dazwischen von einem Spiegel an der Rückwand der Messkammer reflektiert wird. Dadurch wird der Lichtstrahl doppelt so stark abgelenkt, was eine höhere Empfindlichkeit der Schlierenaufnahmen bedeutet, insbesondere in Anbetracht der niedrigen Dichten, die generell im H2K vorherrschen. Der theoretische Aufbau eines solchen Systems ist in Abbildung 4.16(a) und der Aufbau, mit dem ein derartiges System am H2K realisiert wurde, in Bild 4.16(b) zu sehen.

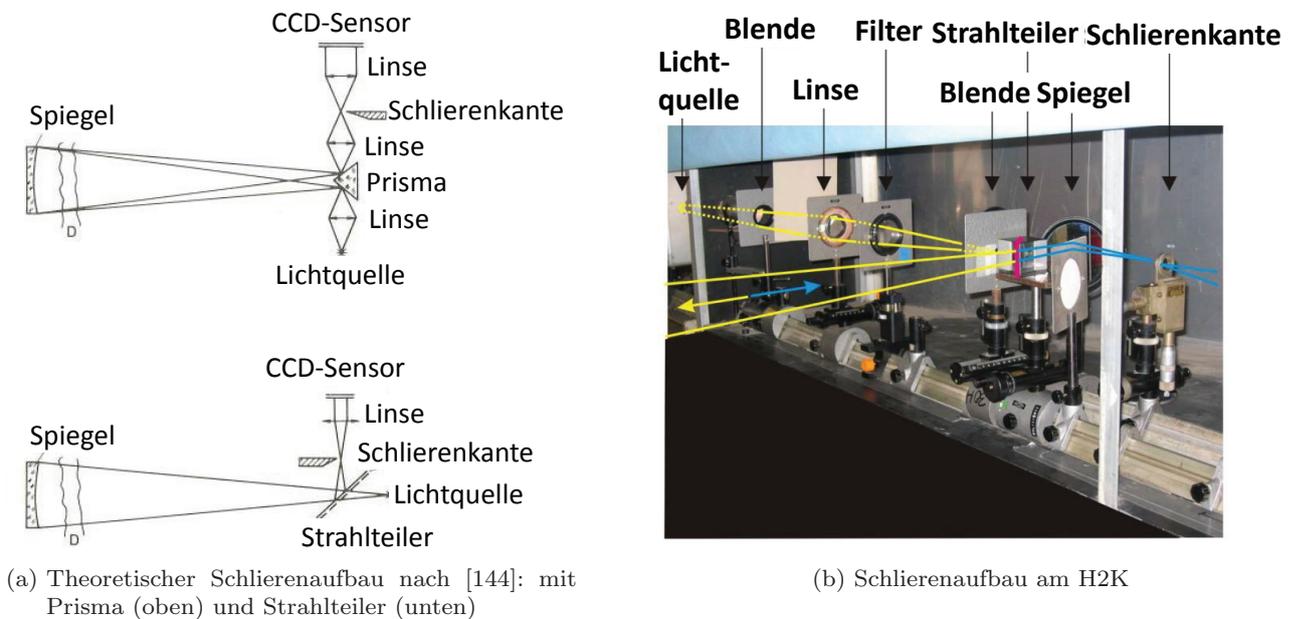


Abb. 4.16: Koinzidenz-Schlierenaufbau zur Strömungvisualisierung (übernommen von Häberle [90])

Bei Einlaufuntersuchungen, bei denen die Strömung im Isolator mit dieser Technik visualisiert werden soll, besteht stets das Problem, dass der Lichtstrahl zusätzlich zu den Sichtfenstern des Windkanals auch noch die Fenster im Einlaufmodell selber passieren muss. Allerdings ist es nicht möglich, die Fenster beim Einbau in das Modell absolut parallel auszurichten. Auch die Ausrichtung des Modells selber ist zwar mit einer hinsichtlich der Aerodynamik völlig ausreichenden Genauigkeit möglich, aber die Abweichungen können dennoch groß genug sein, dass sich durch die nicht exakt senkrecht zum Lichtstrahl stehenden Fenster merkliche Einflüsse ergeben. Aus diesem Grund liefern Schlierenaufnahmen bei den durchgeführten Untersuchungen keine brauchbaren Ergebnisse, sodass die Schlierenkante aus dem Strahlengang herausgedreht und lediglich Schattenaufnahmen aufgenommen wurden. Ein weiteres Problem, besonders bei der Messkampagne mit dem GK-3D-Modell bei dem höhere Totaltemperaturen der Windkanalströmung verwendet wurden, stellt die Aufheizung der Sichtfenster dar, wodurch sich ebenfalls eine Änderung des Brechungsindex ergibt. Dadurch verschwimmen die sichtbaren Strukturen über den Verlauf eines Versuchs hinweg immer stärker und die Scheiben dunkeln sich ab.

#### 4.4.2 Wanddruckmessungen

Wie bereits erwähnt, verfügen beide verwendete Einlaufmodelle über Druckmessbohrungen entlang der Mittellinie zur Bestimmung des Verlaufs der statischen Drücke entlang der Hauben- und Rampenoberfläche des Einlaufs. Beim 3D-Einlauf gibt es zusätzlich noch zwei Querschnitte  $Q_1$  bei  $x = 500$  mm und  $Q_2$  bei  $x = 590$  mm mit radial um den Umfang herum verteilten Druckmessbohrungen, mit denen ermittelt wird, wie stark der Druck über die Querschnitte durch die dreidimensionale Kontur beeinflusst wird. Ebenso kann dadurch überprüft werden, ob die Strömung auch tatsächlich symmetrisch ist, bzw. ob das Modell korrekt ausgerichtet ist. Wanddruckmessungen spielen bei aerodynamischen Untersuchungen oft eine sehr wichtige Rolle, da diese Druckbohrungen, im Gegensatz zu den im Anschluss beschriebenen Druckmessrechen, die Strömung nicht beeinflussen. Wichtig ist dabei, dass die Bohrung senkrecht zur Strömungsgeschwindigkeit ausgerichtet ist. Die Grenzschicht hat auf die Messungen keinen Einfluss, da der Druck in der Grenzschicht durch die Strömung außerhalb der Grenzschicht aufgeprägt wird und die Grenzschicht über ihre Dicke gemäß dem Haupttheorem der Grenzschichttheorie isobar ist [144].

Dargestellt werden die gemessenen Wanddrücke stets dimensionslos durch die Normierung der Wanddrücke mit dem Totaldruck  $p_{t0}$  der Windkanalströmung:

$$\frac{p_{st}}{p_{t0}} \quad (4.5)$$

Diese Darstellung wird der ebenfalls weit verbreiteten Darstellung als dimensionsloser Druckkoeffizient  $c_p = \frac{p_{st} - p_{\infty}}{q_{\infty}}$  vorgezogen, da dann lediglich der Totaldruck der Windkanalströmung als weitere gemessene Größe und somit auch als Fehlerquelle auftritt.

Die Werte der Druckbohrungen auf beiden Seiten der Symmetrieebene in den Querschnitten  $Q_1$  und  $Q_2$  weisen in den Versuchen Abweichungen von maximal  $\pm 5\%$  auf. Dies ist in Abbildung 4.17 dargestellt. In der Diskussion der Ergebnisse wird immer jeweils alleine der Mittelwert der beiden Seiten dargestellt, außer bei den Versuchen mit Schiebewinkel, wo Luv- und Lee-Seite separat betrachtet werden.

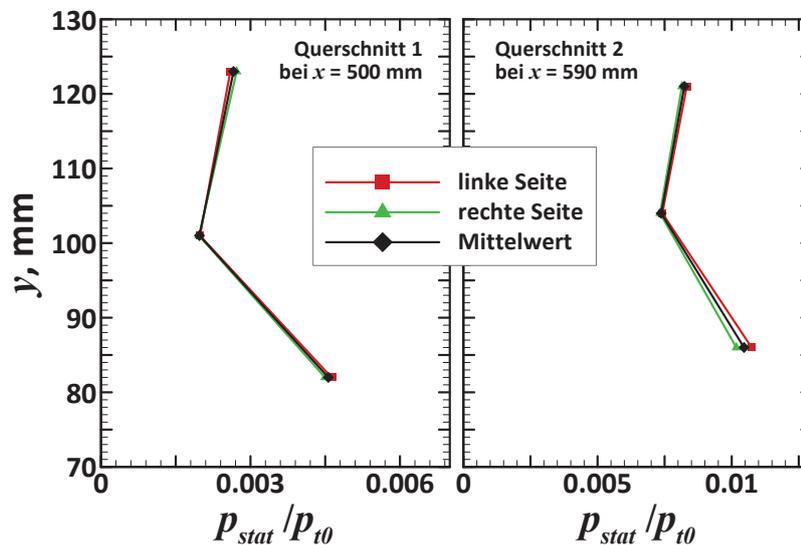


Abb. 4.17: Darstellung der Druckmesswerte in den Querschnitten  $Q_1$  und  $Q_2$

#### 4.4.3 Messungen der Druckmessrechen

Wie schon bei der Beschreibung der Modelle erwähnt, verfügen beide Einlaufmodelle zur besseren Charakterisierung der Strömung über den Querschnitt im stromab gelegenen Teil des Isolators über Druckmessrechen mit Pitotröhrchen und, im Falle des 3D-Einlaufs, auch mit statischen Drucksonden. Pitotröhrchen sind parallel zur Strömung ausgerichtete Röhren mit einer Bohrung im vorderen Staupunkt,

durch welche der Druck gemessen wird. Bei einer Unterschallströmung, in der die Strömung im Pitotröhrchen einfach zum Stillstand gebracht wird, wird somit der Gesamtdruck der Strömung gemessen. Bei Überschall bildet sich ein abgelöster Stoß vor dem Pitotröhrchen, durch den die Strömung auf Unterschall verzögert wird, bevor sie in das Röhrchen eintritt. Somit wird nicht der Gesamtdruck der freien Strömung, sondern derjenige hinter dem abgelösten Stoß gemessen. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Die Funktionsweise der statischen Drucksonden im GK-3D-Einlauf ist in Abschnitt 4.4.6 erläutert. Für die graphische Darstellung werden sowohl die Pitot- als auch die statischen Drücke wie die Wanddrücke mit dem Totaldruck der Windkanalströmung normiert.

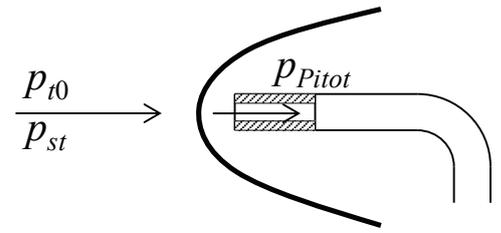


Abb. 4.18: Ablöster Stoß vor einem Pitotröhrchen

#### 4.4.4 Ableitung der Machzahl

Eine wichtige Größe zur Beurteilung des Leistungsvermögens eines Einlaufs stellt die Machzahl am Eintritt in die Brennkammer dar. Diese beeinflusst die Verbrennung erheblich und somit auch die Effizienz des kompletten Antriebssystems. Die Machzahl an jedem beliebigen Punkt in einer Strömung kann aus dem Verhältnis von und statischem Druck und Pitotdruck an diesem Punkt gewonnen werden. Dabei muss zwischen zwei Fällen unterschieden werden: Bei Unterschall gilt  $\frac{p_{Pitot}}{p_{st}} \leq 1,8939$ , und man kann die Machzahl direkt nach Gleichung 4.6 berechnen [15]:

$$Ma_{Pitot} = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{p_{Pitot}}{p_{st}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (4.6)$$

Ist  $\frac{p_{Pitot}}{p_{st}} > 1,8939$ , so herrscht Überschallströmung und die Machzahl muss iterativ aus Gleichung 4.7 bestimmt werden.

$$\frac{p_{Pitot}}{p_{st}} = \left( \frac{(\gamma + 1)^2 \cdot Ma_{Pitot}^2}{4\gamma \cdot Ma_{Pitot}^2 - 2(\gamma - 1)} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \cdot \frac{1 - \gamma + 2\gamma \cdot Ma_{Pitot}^2}{\gamma + 1} \quad (4.7)$$

Im ebenfalls möglichen Fall, dass der Pitotdruck unter den Wert des statischen Drucks sinkt, d.h.  $\frac{p_{Pitot}}{p_{st}} < 1$ , liegt ein Ablösegebiet vor. In diesem Fall wird die Machzahl zu  $Ma = 0$  gesetzt, auch wenn die Machzahl physikalisch nicht gleich null ist, sondern lediglich die wandparallele Komponente der Strömungsgeschwindigkeit einen negativen Wert annimmt.

Das Problem und gleichzeitig auch die größte Unsicherheitsquelle bei dieser Methode liegen darin, dass es nicht möglich ist, den Pitot- und statischen Druck an der gleichen Stelle zu messen. Somit kann es zu einer gewissen Abweichung zwischen dem zur Berechnung verwendeten und dem tatsächlich am Pitotröhrchen vorhandenen statischen Druck kommen.

Der Pitotrechen des GK-01-Einlaufs verfügt über 5 gleichmäßig über die Höhe des Isolators verteilte Pitotröhrchen, aber keine statischen Druckmesspunkte. Daher muss auf die Messwerte der nächstgelegenen Wanddruckbohrungen zurückgegriffen werden, die auf Höhe des Einlasses der Pitotröhrchen jeweils auf der Ober- und Unterseite liegen. Bei der Machzahl-Berechnung wird für die beiden äußeren Messstellen jeweils alleine der näherliegende Wanddruck verwendet und für das mittlere Pitotröhrchen der Mittelwert aus oberem und unterem Wanddruck. Bei der Betrachtung der Genauigkeit muss daher zusätzlich zum absoluten Fehler der PSI-Messung von  $\pm 100$  Pa nun noch ein Wert für diese Variation des statischen Druckes angenommen werden. Für diesen ist eine Abweichung von  $\pm 10\%$  eine sinnvolle Abschätzung, wobei zu beachten ist, dass die Abweichung bei den nahe der Wand liegenden Pitotröhrchen geringer zu erwarten ist als bei den drei Röhrchen in der Mitte.

Der GK-3D-Einlauf verfügt, wie schon in Abschnitt 4.3.2 beschrieben, über einen kreuzförmigen Druckmessrechen, der nicht nur über Pitotröhrchen sondern auch über statische Drucksonden verfügt, um die Isolatorströmung mit noch höherer Genauigkeit charakterisieren zu können. Die Funktionsweise dieser statischen Drucksonden ist in Abschnitt 4.4.6 geschildert. Damit können nun auch statische Druckprofile erstellt werden und es können für alle drei Größen auch horizontale Profile über die Breite des Isolators gemessen werden. Die antisymmetrische Verteilung von Pitotröhrchen und statischen Drucksonden über die Horizontale ermöglicht es zudem, den Pitotdruck und den statischen Druck im gleichen Abstand von der Längsachse des Einlaufs auf beiden Seiten zu messen. Unter der Annahme, dass die Strömung im Einlauf symmetrisch ist, misst man somit beide Drücke an der gleichen Stelle und kann somit sehr genaue Machzahlprofile über die Breite des Einlaufs bestimmen. Bei den vertikalen Profilen ist dies nicht der Fall - hier wird der statische Druck an jedem Pitotröhrchen aus den zwei nächstgelegenen statischen Druckmessstellen interpoliert. Dabei werden auch die auf Höhe des Druckmessrechens liegenden Wanddruckbohrungen der Hauben- und Rampenoberfläche verwendet. Ebenso wird bei den horizontalen Profilen bei denjenigen Versuchen verfahren, bei denen der Einfluss des Schiebewinkels untersucht wird. In beiden Fällen ist die Genauigkeit selbstverständlich deutlich geringer.

#### 4.4.5 Bestimmung der Leistungsparameter

Die in Abschnitt 2.1 eingeführten Leistungsparameter, namentlich das statische Druckverhältnis  $\Pi_{st}$ , der Totaldruckrückgewinn  $\pi_t$  und der Wirkungsgrad der kinetischen Energie  $\eta_{ke}$ , werden alle aus den mit den Druckmessrechen ermittelten Werten bestimmt. Für die ersten beiden Größen werden die Werte zunächst für jeden einzelnen Messpunkt bestimmt und dann massenflussgemittelt addiert. Dazu wird an jeder Messstelle  $i$  aus dem statischen Druck und der nach dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Verfahren abgeleiteten Machzahl der Massenstrom nach Formel 4.8 berechnet.

$$\dot{m}_i = \frac{p_{st,i}}{\sqrt{R_s \cdot T_{t0}}} A_i \sqrt{\gamma} Ma_i \sqrt{1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_i^2} \quad (4.8)$$

##### Statisches Druckverhältnis $\Pi_{st}$

Aus den bereits ermittelten statischen Druckwerten des Druckmessrechens (beim 3D-Einflauf, beim 2D-Einflauf aus den Wanddrücken, wie sie auch für die Machzahlberechnung verwendet wurden) kann nun direkt das massenflussgemittelte statische Druckverhältnis berechnet werden, indem die Werte der einzelnen Messpunkte gemäß Gleichung 4.9 addiert werden:

$$\Pi_{st} = \frac{p_{st}}{p_\infty} = \frac{1}{p_\infty} \sum_i p_{st,i} \cdot \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_{ges}} \quad (4.9)$$

##### Totaldruckrückgewinn $\pi_t$

Analog dazu kann das massenflussgemittelte Totaldruckverhältnis der Strömung ermittelt werden, wenn aus der Machzahl  $Ma_i$  und dem statischen Druck  $p_{st,i}$  der Totaldruck  $p_{t,i}$  an jeder Druckmessstelle berechnet wird. Dazu erweitert sich die obige Gleichung zu Formel 4.10:

$$\begin{aligned} \pi_t &= \frac{p_t}{p_{t0}} = \frac{1}{p_{t0}} \sum_i p_{t,i} \cdot \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_{ges}} \\ &= \frac{1}{p_{t0}} \sum_i p_{st,i} \cdot \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_i^2\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \cdot \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_{ges}} \end{aligned} \quad (4.10)$$

##### Wirkungsgrad der kinetischen Energie $\eta_{ke}$

Der Wirkungsgrad der kinetischen Energie ist bei Scramjet-Einläufen allgemein ein gebräuchlicheres Maß zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit als das Totaldruckverhältnis, welches in erster Linie für Ramjets

verwendet wird. Da die zur Berechnung nötigen Geschwindigkeiten der Definition in Formel 2.11 in den Windkanalversuchen nicht bestimmt werden können, wird  $\eta_{ke}$  direkt aus dem experimentell bestimmten Totaldruckverhältnis nach Gleichung 4.11 berechnet [95]:

$$\eta_{ke} = 1 - \frac{1}{(\gamma - 1)Ma_\infty^2} \left[ \left( \frac{1}{\pi_t} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \quad (4.11)$$

#### 4.4.6 Statische Drucksonden

Für Unterschallströmungen gibt es zahlreiche Bauarten von Sonden, die den statischen Druck in der freien Strömung messen, beispielsweise die Sersche Scheibe [144]. Im Überschall werden die Möglichkeiten dazu jedoch durch den von der statischen Drucksonde induzierten Stoß deutlich eingeschränkt [167, 168, 201]. Eine Standard-Geometrie derartiger Sonden, die eine Kegelspitze und einen zylindrischen Körper mit radial verteilten Druckbohrungen besitzt, ist in Abbildung 4.19(a) zu sehen. Darin ist auch die theoretische Druckverteilung über die Länge der Sonde aufgeführt. Durch den Stoß der Sondenspitze steigt dieser zunächst deutlich an, sinkt durch die Expansion beim Übergang des Kegels zum zylindrischen Teil auf ein niedrigeres Maß als das der freien Anströmung und nähert sich im Anschluss über die Lauflänge des Zylinders wieder dem Druck der freien Strömung an. Dazu wird jedoch eine relativ lange Distanz benötigt. Erst bei einem Abstand von etwa dem zehnfachen Durchmesser der Sonde hinter dem Beginn des zylindrischen Teils, also etwa dem 12-fachen Sondendurchmesser hinter der Spitze, liegt der Druck wieder bei etwa 99% des Niveaus in der Anströmung [168].

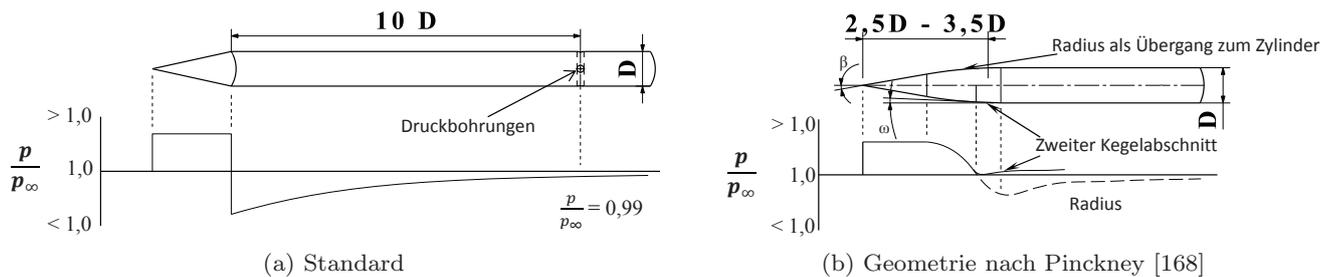


Abb. 4.19: verschiedene Drucksonden

Wie die Lage der Stöße im Schlierenbild in Abbildung 4.21(a) auch zeigt, müssten bei derart langen Sonden die Abstände zwischen den einzelnen Sonden sehr groß gewählt werden, um eine Interaktion durch die Verdichtungsstöße nebeneinander liegender Sonden zu vermeiden. Diese großen Abstände würden jegliche Vorteile einer höheren Auflösung und genaueren Vermessung der Isolatorströmung, die im vorherigen Abschnitt genannt wurden, zunichte machen.

Aus diesem Grund wurde auf Sonden der Form in Abbildung 4.19(b) (unterer Teil der Sonde) zurückgegriffen. Hinter einer Kegelspitze mit dem Halböffnungswinkel  $\beta$  existiert zunächst ein Radius als Übergang zu einem zweiten Kegelabschnitt mit dem Halböffnungswinkel  $\omega$ , der sehr klein ist. Wie der statische Druckverlauf zeigt, liegt der Druck im Bereich dieses zweiten Kegelabschnitts sehr nahe am Referenzdruck der Anströmung, und das bereits im Abstand von etwa  $2,5D$  bis  $3,5D$  stromab der Sondenspitze. Im Vergleich dazu ist auch der Verlauf des statischen Drucks einer Konfiguration aufgeführt, die kein zweites Kegelstück besitzt, sondern bei der der Radius direkt in den zylindrischen Teil übergeht (dies ist der obere Teil der Sonde bzw. die gestrichelte Linie des Druckverlaufs).

Für die genaue Geometrie der Drucksonden ergibt sich das in Skizze 4.20 abgebildete Modell. Die optimalen Werte der einzelnen Größen hängen von den jeweils vorherrschenden Bedingungen ab, vor allem von der Machzahl. Für den GK-3D-Einlauf wurden basierend auf Erfahrungen von Pinckney die Werte in Tabelle 4.2 ausgewählt.

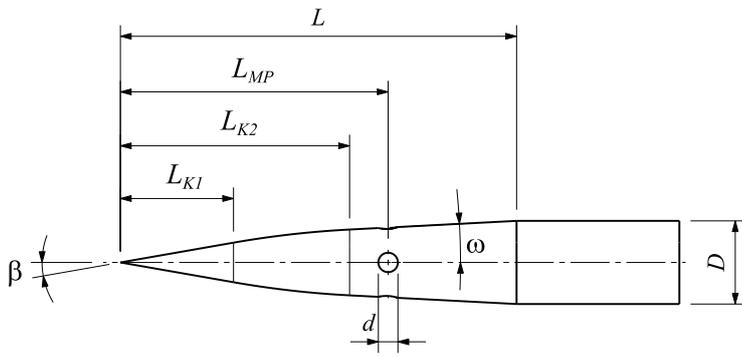
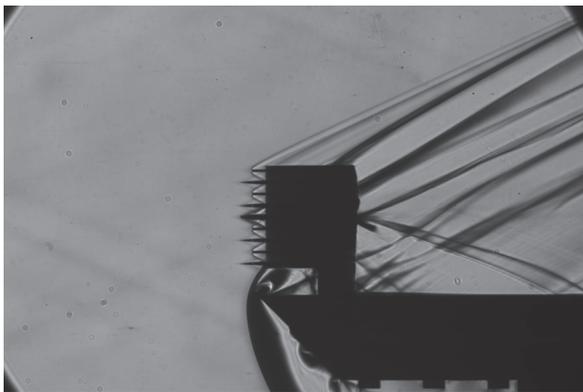


Abb. 4.20: Skizze der allgemeinen Geometrie

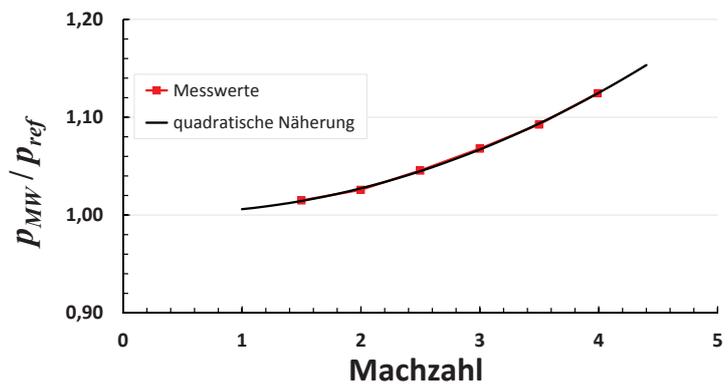
$\beta$	$10^\circ$
$\omega$	$3^\circ$
$L$	7,10 mm
$L_{MP}$	4,79 mm
$L_{K1}$	4,10 mm
$L_{K2}$	4,10 mm
$d$	0,35 mm
$D$	1,50 mm

Tab. 4.2: Verwendete Abmessungen

Das Problem dabei besteht darin, dass sich die Strömungsbedingungen im Isolator während des Versuchsbetriebs stark ändern, wenn durch die Drossel der Gegendruck bis zum Einlauf-Unstart erhöht wird, um damit die Grenzen des Betriebsbereichs des Einlaufs zu ermitteln. Der Druck steigt dabei stark an, während die Machzahl, basierend auf den Erfahrungen aus der Auslegung, von Werten im Bereich von etwa  $4 > Ma > 3,5$  im ungedrosselten Fall bis in den Trans- bzw. Unterschall absinkt. Zudem ist, wie die Auslegungsrechnungen zeigten, mit einem inhomogenen Strömungsfeld zu rechnen. Die Werte in Tabelle 4.2 werden als guter Kompromiss angesehen, um die Strömung in verschiedenen Betriebszuständen mit möglichst hoher Zuverlässigkeit erfassen zu können. Um den Einfluss der Machzahl zu berücksichtigen, wurden Kalibriermessungen durchgeführt, um Korrekturfaktoren in Abhängigkeit der lokalen Machzahl berechnen zu können. Diese Messungen wurden in der Trisonischen Messstrecke Köln (TMK) durchgeführt. Dieser eignet sich nicht nur aufgrund seines Einsatzbereiches, der im Normalfall vom Trans- bis zum hohen Überschall reicht ( $1 < Ma_\infty < 4,5$ ), sondern auch, weil bei diesem Windkanal die Machzahl während des Versuchsbetriebs geändert werden kann. Damit ist es möglich, den Druckmessrechen über einen weiten Machzahlbereich zu kalibrieren, indem für jede eingestellte Machzahl der gemessene Druck mit dem in der freien Strömung anliegenden Druck korreliert wird. Abbildung 4.21 zeigt eine Schlierenaufnahme der Umströmung des Druckmessrechen bei den Kalibriermessungen bei  $Ma_\infty = 2,5$  und das Verhältnis der gemessenen zu den anliegenden Drücken der freien Strömung.



(a) Schlierenaufnahme bei  $Ma_\infty = 2,5$



(b) Korrelation der Kalibriermessungen

Abb. 4.21: Ergebnisse der Kalibriermessungen mit dem Druckmessrechen im TMK

Die Schlierenaufnahme zeigt, dass es keine Interaktionen der Stöße der Pitotröhrchen und statischen Drucksonden auf dem vertikalen Ast gibt. Da die Abstände auf dem horizontalen Teil noch etwas größer sind (4,8 mm im Gegensatz zu 4,5 mm) sind auch dort keine Interaktionen vorhanden. Die statischen Drucksonden sind so in den Druckmessrechen eingeklebt, dass die Druckbohrungen genau in der Ebene der Frontflächen der Pitotröhrchen liegen.

Die Druckwerte im Diagramm 4.21(b) zeigen, dass die Druckerhöhung durch den Bugstoß der Sonden an der Position der Druckbohrungen noch nicht vollständig ausgeglichen wurde, sondern der Druck noch leicht über dem der freien Strömung liegt. Die Druckerhöhung fällt umso stärker aus, je höher die Machzahl ist. Die Druckwerte stellen dabei das arithmetische Mittel aller elf statischen Drucksonden dar. Zwischen den einzelnen Drucksonden gibt es nur minimale Unterschiede im Bereich von unter 1%. Das Verhältnis aus gemessenem und anliegendem Druck kann durch eine quadratische Funktion angenähert werden, mit der die Korrekturfaktoren bestimmt werden können. Diese Funktion für den Korrekturfaktor  $K_{st}$  wurde bestimmt zu:

$$K_{st} = 0,00916 \cdot Ma^2 - 0,00613 \cdot Ma + 1,0030 \quad (4.12)$$

In der Auswertung der Machzahlprofile wird diese Korrelation verwendet, um iterativ die Machzahl zu korrigieren. Der Einfluss der Korrektur auf die statischen Druckwerte und der aus diesen abgeleiteten Machzahlen ist in Abbildung 4.22 dargestellt, wobei jeweils die originalen Messwerte im Vergleich zu den korrigierten Werten für drei verschiedene Betriebszustände aufgeführt sind. Das Beispiel entspricht der Konfiguration mit einer Lippenposition von  $x_L = 300$  mm und stellt die drei Gegendruckverhältnisse von  $\Pi_{st} \approx 38, 90$  und  $129$  dar, bei welchen sich starke Änderungen in der Strömungsstruktur ergaben (siehe dazu die Diskussion der Ergebnisse in Abschnitt 6.4.3).

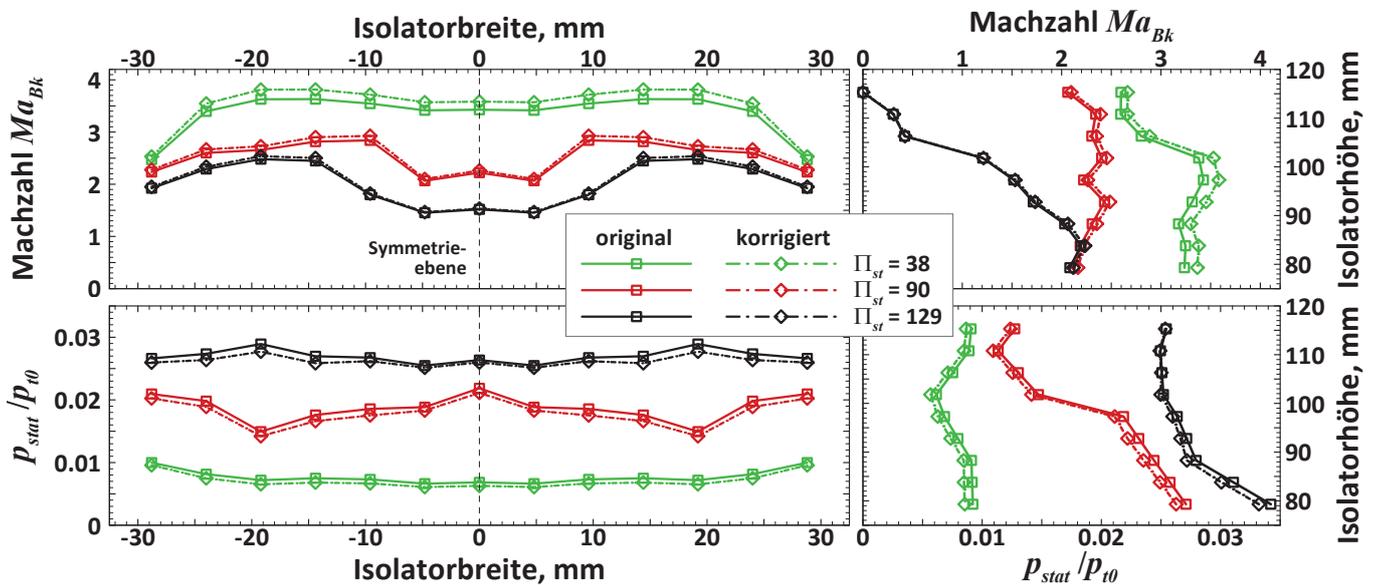


Abb. 4.22: Vergleich von gemessenen und gemäß der Kalibrierung korrigierten statischen Druckwerten und Machzahlen, beispielhaft dargestellt für die Konfiguration mit  $x_L = 300$  mm

Im ungedrosselten Fall bei  $\Pi_{st} \approx 38$  macht sich die Korrektur aufgrund der in diesem Fall auftretenden hohen Machzahlen am stärksten bemerkbar, wo die korrigierten Druckwerte um bis zu 10% niedriger liegen. Auf die daraus berechneten Machzahlen hat die Korrektur nur einen geringeren Einfluss. Hier weichen die korrigierten Werte nur um 5 bis 6% von den ursprünglichen Werten ab, wobei die Korrektur eine Erhöhung der Machzahl bewirkt. Im Folgenden, wenn durch den ansteigenden Gegendruck die Machzahlen sinken, nimmt auch der Machzahleinfluss auf die Messungen der statischen Drucksonden ab, so dass die Korrektur immer geringere Auswirkungen hat.

Eine Fehleranalyse mit Variation der Eingangsgrößen gemäß den Gleichungen 4.2 und 4.3 ergab eine Unsicherheit der statischen Druckwerte von etwa 10% und der berechneten Machzahlen von etwa 15%. Dabei wurde angenommen, dass sich beim statischen Druck neben der Verlässlichkeit der PSI-Messung von 0,1% eine Unsicherheit von 5% aus der Annahme symmetrischer Strömung für die horizontalen Profile bzw. die Interpolation der Druckwerte beim vertikalen Ast des Druckmessrechens ergibt.

#### 4.4.7 Bestimmung des Massenstroms

Wie bereits erwähnt, werden die Einlaufmodelle bei den Windkanalversuchen an eine Drossel montiert, die zwei Aufgaben hat. Zum einen wird durch die Drosselung der Innenströmung des Einlaufs ein Gegendruck auf den Einlauf bewirkt, womit etwaige Druckschwankungen in der Brennkammer simuliert werden. Diese Drosselung wird in Form des Drosselgrads  $\Delta$  gemäß Gleichung 4.13 ausgedrückt:

$$\Delta = \frac{A_4}{A_0} \quad (4.13)$$

Dabei bezeichnet  $A_4$  den engsten Durchflussquerschnitt der Drossel, wie in Abbildung 4.23 dargestellt und  $A_0$  die Stirnfläche des Einlaufs. Die in den Ergebniskapiteln 5 und 6 verwendeten Drosselgrade beziehen sich somit spezifisch auf die geometrischen Verhältnisse des verwendeten Einlaufs und nicht diejenigen der Drossel. Gemäß dieser Definition nimmt der Drosselgrad ab, je stärker der Einlauf gedrosselt und damit der Querschnitt  $A_4$  verringert wird.

Die zweite Aufgabe der Drossel ist die Messung des Massenstroms, der vom Einlauf eingefangen wird. Um diese beiden Aufgaben zu erfüllen, wird eine konische Drossel benutzt (siehe Abbildungen 4.23). Mittels eines Hydraulikzylinders kann der Kegel der Drossel in  $x$ -Richtung verschoben werden und damit der engste Durchflussquerschnitt  $A_4$  variiert werden. Da dieser engste Querschnitt aus der mit einem Potentiometer gemessenen Position des Drosselkegels und den sonstigen festen Abmessungen der Drossel berechnet werden kann, ist es möglich, durch Messung des Drucks  $p_3$  im Zulauf der Drossel und der Annahme konstanter Totaltemperatur  $T_{t,3} = T_{t,0} = konst$  den Massenstrom mittels einer 1D-Analyse zu berechnen [215].

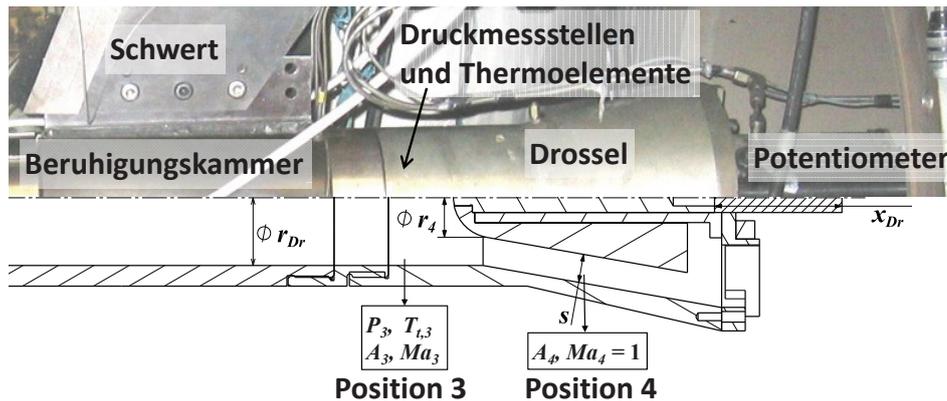


Abb. 4.23: Schematische Darstellung der zur Bestimmung des Massenstroms verwendeten Drossel

Dieser ist auch ein wichtiger Parameter zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit eines Einlaufs. Dabei ist vor allem das Massenfangverhältnis  $MCR$  von tatsächlich eingefangenen Massenfluss zum maximal möglichen Massenfluss (also dem Massenfluss durch den Fangquerschnitt des Einlaufs) von Interesse, wie bereits in Abschnitt 2.1 erwähnt, und wie sich dieses bei verschiedenen Betriebszuständen, vor allem bei Veränderung der Fluglage oder der Innenkontraktion, verändert.

Für die Berechnung des Massenstroms wird der statische Druck  $p_3$  in der Beruhigungskammer vor der Drossel gemessen. Zudem wird angenommen, dass im engsten Querschnitt  $A_4$  der Drossel genau Schallgeschwindigkeit herrscht. Damit kann mit einer drei Schritte umfassenden Auswertungsprozedur nach Triesch [215] der Massenstrom ermittelt werden:

1. Aus den Messwerten des Potentiometers für die Position des Drosselkegels und zusammen mit den Abmessungen der übrigen Bauteile der Drossel ergibt sich der engste Querschnitt  $A_4$  als die Mantelfläche eines Kegelstumpfes mit der Mantellinie  $s$  in der Drossel:

$$A_4 = \pi \cdot s(r_{Dr} + r_4) \quad (4.14)$$

2. Die Machzahl  $Ma_3$  in der Beruhigungskammer vor der Drossel berechnet man aus diesem engsten Querschnitt  $A_4$ , dem Querschnitt  $A_3$  der Beruhigungskammer und unter der Annahme, dass im engsten Querschnitt Schallgeschwindigkeit herrscht:

$$\frac{A_3}{A_4} = \frac{1}{Ma_3} \left( \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_3^2}{\frac{\gamma+1}{2}} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (4.15)$$

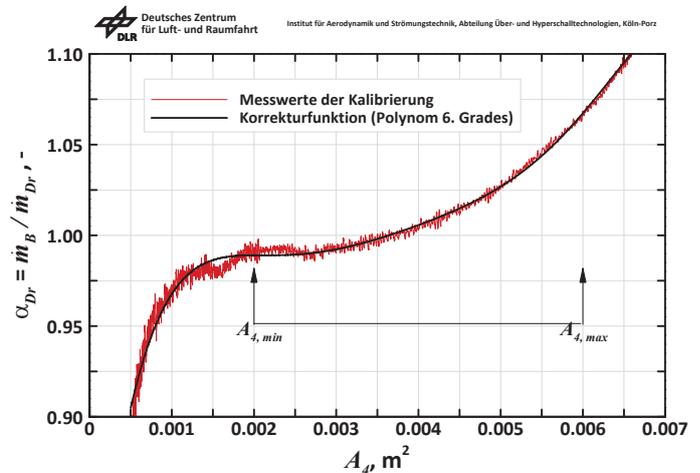
3. Mit der berechneten Machzahl  $Ma_3$ , dem gemessenen statischen Druck  $p_3$  und der Totaltemperatur  $T_{t0}$  der Windkanalströmung kann man nun den Massendurchsatz  $\dot{m}_{Dr}$  berechnet werden. Dabei wird vorausgesetzt, dass es sich um eine stationäre, eindimensionale Strömung ohne Wärmeaustausch handelt, d.h. dass kein Totaltemperaturverlust vorliegt ( $T_{t,3} = T_{t0} = konst$ ):

$$\dot{m}_{Dr} = \frac{p_3}{\sqrt{RT_{t0}}} A_3 \sqrt{\gamma} \cdot Ma_3 \sqrt{\left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_3^2 \right)} \quad (4.16)$$

Der statische Druck  $p_3$  wird dabei mit vier radial um den Umfang der Beruhigungskammer verteilten Druckbohrungen gemessen, die im Flansch untergebracht sind, mit dem die Drossel an die Beruhigungskammer montiert ist. Eine Fehlerquelle bei diesem Verfahren liegt darin, dass der geometrische Querschnitt  $A_4$  und der effektive Strömungsquerschnitt aufgrund von Grenzschichteffekten nicht übereinstimmen. Um diesen Fehler auszugleichen, wird die gesamte Drosseleinheit mittels einer Normblendenmessung gemäß DIN 1952 [2] kalibriert. Dafür steht ein entsprechender Prüfstand zur Verfügung. Bei dieser Kalibrierung wird ein Korrekturfaktor  $\alpha_{Dr}$  nach Gleichung 4.17 als Verhältnis des mit der Normblende berechneten Massenstroms  $\dot{m}_B$  und dem gemessenen Drosselmassenstrom  $\dot{m}_{Dr}$  ermittelt. Der Kalibriermessstand sowie die Ergebnisse der Kalibrierung sind in Abbildung 4.24 zu sehen.



(a) Versuchsstand zur Drosselkalibrierung



(b) Ergebnis der Kalibrierung nach DIN 1952

Abb. 4.24: Kalibrierung der Drossel mittels einer Normblendenmessung gemäß DIN 1952 [2]

$$\alpha_{Dr} = \frac{\dot{m}_B}{\dot{m}_{Dr}} \quad (4.17)$$

Zur Bestimmung des Kalibrierfaktors  $\alpha_{Dr}$  in Abhängigkeit des engsten Querschnitts der Drossel  $A_4$  werden die experimentell ermittelten Werte über eine Funktion 6. Grades angenähert. Die Übereinstimmung zwischen dieser Funktion und den Kalibrierwerten ist in Abbildung 4.24(b) dargestellt. Diese Funktion wurde bestimmt zu:

$$\begin{aligned} \alpha_{Dr} = & -1,08987 \cdot 10^{14} \cdot A_4^6 + 2,65466 \cdot 10^{12} \cdot A_4^5 - 2,58238 \cdot 10^{10} \cdot A_4^4 + 1,28513 \cdot 10^8 \cdot A_4^3 \\ & - 3,40622 \cdot 10^5 \cdot A_4^2 + 4,55544 \cdot 10^2 \cdot A_4 + 7,47505 \cdot 10^{-1} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Damit ergibt sich für die Bestimmung des Massenfangverhältnisses:

$$MCR = \frac{\dot{m}_{Bk}}{\dot{m}_0} = \alpha_{Dr} \frac{\dot{m}_{Dr}}{\dot{m}_0} \quad (4.19)$$

Diese Kalibrierung wurde nur für die Experimente mit dem 3D-Einlauf verwendet. Für die Voruntersuchungen mit dem GK-01-Modell wurde die frühere Kalibrierung von Häberle benutzt [90], um eine bessere Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten.

Eine weitere Fehlerquelle besteht in der Annahme adiabater Wände und damit konstanter Totaltemperatur der Windkanalströmung, insbesondere, dass diese auch in der Innenströmung des Einlaufs gilt ( $T_{t,3} = T_{t,0} = konst$ ). Dabei ist zu bedenken, dass dieses Messverfahren zur Messung der Massenströme in Ramjet-Einläufen in den kalten (d.h. nicht beheizten) Windkanälen TMK und VMK entwickelt wurde. Zwar ist der H2K in Anbetracht der möglichen Totaltemperaturen immer noch als „kalt“ zu bezeichnen, im Gegensatz zu beispielsweise Hochenthalpie-Anlagen, aber dennoch gibt es eine bedeutende Diskrepanz zwischen den verwendeten Totaltemperaturen von  $T_{t0} = 500$  K beim GK-01-Modell und 700 K beim GK-3D-Modell im Vergleich zur Umgebungstemperatur von  $T_U = 300$  K, welche auch der Modelltemperatur zu Beginn des Windkanalversuchs entspricht. Dies hat zur Folge, dass die Totaltemperatur während des Versuchs deutlich ansteigt. An der Messstelle der Thermoelemente in Position 3 beträgt die Differenz zwischen den Totaltemperaturen von Kanal- und Innenströmung  $\Delta T_{t0,t3} \approx 55$  K, wobei diese unabhängig von der jeweils eingestellten Windkanalbedingung ist.

Diese Effekte können durch die Normblendenmessung nicht erfasst werden, da diese nicht bei den im Versuchsbetrieb herrschenden Temperatur- und Druckverhältnissen durchgeführt werden kann. In der Messreihe mit dem GK-01-Modell wurde zur Berücksichtigung dieser Effekte ein zweiter Korrekturfaktor  $\alpha_{Pitot}$  verwendet, der in früheren Untersuchungen durch Vergleichsmessungen mit einem Pitoteinlauf im H2K bestimmt wurde [90]. Zur Erhöhung der Genauigkeit ging man für den 3D-Einlauf dazu über, diesen Einfluss direkt zu berücksichtigen, indem für die Ableitung des Massenstroms aus Gleichung 4.16 nicht die Totaltemperatur der Kanalströmung, sondern die direkt an der Drossel gemessene Temperatur  $T_3$  eingesetzt wird. Die Gleichsetzung dieser statischen Temperatur mit der Totaltemperatur  $T_{t,3}$  ist aufgrund der niedrigen Machzahlen im Vorlauf der Drossel, die bei niedrigen Drosselgraden bei  $Ma_3 \approx 0,15$  liegt, gerechtfertigt. Die dadurch bedingten Abweichungen liegen bei deutlich unter 1% und sind im Vergleich zu denjenigen zwischen den Totaltemperaturen der Kanal- und Drosselströmung verschwindend gering. Bei den Versuchen mit dem GK-3D-Einlauf lag das mittlere Temperaturverhältnis bei  $\frac{T_{t,3}}{T_{t,0}} \approx 0,912$  und damit höher als beim GK-01-Modell, bei welchem dieses  $\frac{T_{t,3}}{T_{t,0}} \approx 0,881$  betrug und sehr gut mit dem von Häberle ermittelten Wert von  $\frac{T_{t,3}}{T_{t,0}} \approx 0,8728$  übereinstimmt. Dies bedeutet, dass der Temperatureinfluss beim neuen 3D-Einlauf geringer ausgeprägt ist. Durch die direkte Einbeziehung der in der Drossel gemessenen Temperatur ist zudem eine genauere Ermittlung möglich als mit einem konstanten Korrekturfaktor, auch wenn die Abweichungen sehr gering sind.

Ein weiterer zu beachtender Faktor hinsichtlich der Temperaturen sind die Ansprechzeiten der in der Ruhekammer des H2K und der Drossel eingesetzten Thermoelemente. Da durch diese die tatsächlich vorhandenen Temperaturen erst mit einer gewissen Verzögerung von bis zu 10 Sekunden wiedergegeben wird, müssen für die Auswertung jeweils die Werte am Ende des Versuchs herangezogen werden.

### Problematik der Anströmung der Drossel

Ein weithin bekanntes Problem bei dieser Art der Massenstrombestimmung, speziell bei Scramjet-Einläufen, liegt darin, dass die Messung bei starker Drosselung erfolgen muss, da nur dann sichergestellt ist, dass sich in der Beruhigungskammer vor der Drossel oder auch bereits im Isolatorbereich des Einlaufs ein senkrechter Stoß einstellt, der für eine homogene Unterschallströmung sorgt. Dies ist ein weiterer Aspekt, der bei Scramjet-Einläufen besonders beachtet werden muss, im Gegensatz zu Ramjet-Einläufen, bei denen die Strömung stets durch einen abschließenden senkrechten Stoß in den Unterschall verzögert

wird. Ist dies nicht der Fall, kann eine stark inhomogene Strömung mit Überschallstrahlen auf die Drossel treffen und die Messungen verfälschen. Zudem weichen die Werte bei starker Drosselung, wie Abbildung 4.24 zeigt, weniger stark von den Normwerten der Kalibrierung ab.

Nichtsdestotrotz muss der Massenstrom während eines Versuchs bei stationärem Betrieb, also wenn die Flugbahnwinkel nicht verändert werden und der Fangquerschnitt damit konstant bleibt, ebenfalls konstant bleiben, da es für Änderungen keine physikalischen Ursachen gibt. Auch etwaige Grenzschichteffekte können hier keine messbaren Einflüsse verursachen. Solange der Einlauf stabil arbeitet und sich keine Instabilitäten wie Brummen oder ein Einlauf-Unstart einstellen, darf es keine Veränderung des Massenstroms geben.

Wie sich bei der Auswertung der Messergebnisse des 3D-Einlaufs zeigte, schwankten die gemessenen Massenströme jedoch sehr stark über einen weiten Drosselgrad-Bereich. Dies ist anhand der beiden Diagramme in Abbildung 4.25 dargestellt, in welcher die linke Graphik den unkonstanten und unsteten Verlauf der Messwerte beim 3D- und das rechte Bild im Vergleich dazu den zu erwartenden Fall zeigt, der beim GK-01-Einlauf vorhanden war. Dabei ist die Situation für den 3D-Einlauf für verschiedene Innenkontraktionen dargestellt, was zeigt, dass diese Problematik unabhängig von der Modell-Konfiguration ist. Wie die in Kapitel 6 dargestellten weiteren Ergebnisse zeigen, hängen diese auch nicht von den Versuchsbedingungen ab, sondern es sind stets derartige unphysikalische Verläufe vorhanden.

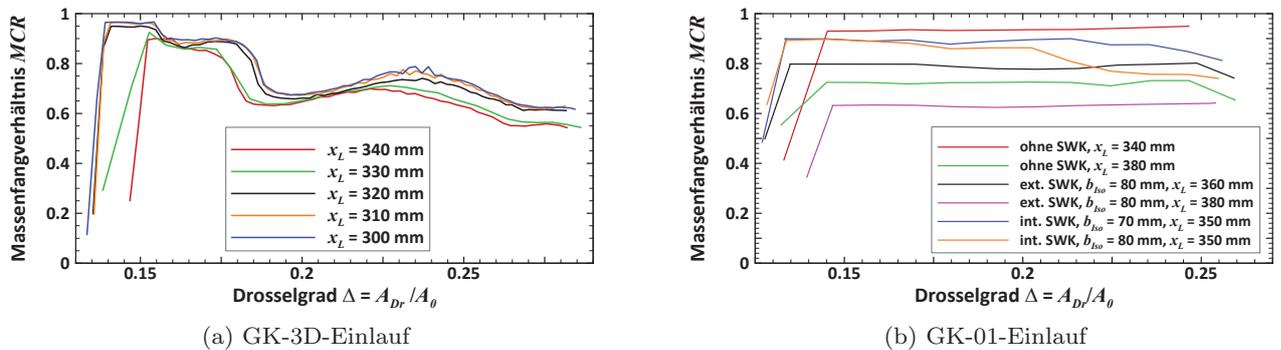


Abb. 4.25: Gegenüberstellung der unkonstanten Verläufe der gemessenen Massenströme beim 3D-Modell (links) gegenüber den vorwiegend konstanten Messwerten beim 2D-Modell (rechts)

Die bereits genannte Gefahr einer inhomogenen, teilweise im Überschall befindlichen Anströmung auf die Drossel ist mutmaßlich der Grund dafür, dass über weite Bereiche der Drosselkurven unphysikalische Werte gemessen werden. Paradoxaerweise liegt dies wohl unter anderem daran, dass das 3D-Modell einen Adapter für einen möglichst glatten Übergang der Strömung zwischen Isolatorausgang und Beruhigungskammer vor der Drossel besitzt, während beim 2D-Einlauf ein sehr abrupter Übergang vorhanden ist, bei dem die untere Wand am Ende des Isolators einfach abgeschnitten ist (vergleiche dazu die Modell-Längsschnitte in den Abbildungen A.1 und C.2 im Anhang). Auch die im H2K durchgeführten Einlaufuntersuchungen im Rahmen der LAPCAT-I und II-Projekte ergaben derartige unstetige Verläufe, wenngleich diese deutlich weniger stark ausgeprägt waren. Dabei war es ebenfalls so, dass die Messwerte beim LAPCAT-II-Modell, einem streamline-traced Einlauf mit einem Adapter für einen möglichst glatten Übergang zur Ruhokammer der Drossel, unstetiger waren als bei LAPCAT-I, wo ähnlich dem GK-01-Modell ein recht abrupter Übergang vorhanden ist [84].

Die Ergebnisse des GK-01-Modells stützen die These, dass eine inhomogene Anströmung für die unkonstanten Messungen verantwortlich ist. Bei Versuchen mit zusätzlicher Seitenwandkompression, welche dreidimensionale Effekte induziert und damit ein inhomogeneres Strömungsfeld verursacht, sind ebenfalls leichte Variationen des Massenstroms während des Versuchs sichtbar. Diese sind bei interner Seitenwandkompression, wo diese zusätzlichen Inhomogenitäten erst im internen Bereich des Einlaufs eingebracht werden, auch stärker ausgeprägt.

Gegen die These der inhomogenen Anströmung spricht jedoch, dass die radial um den Umfang der Beruhigungskammer gemessenen Drücke praktisch identisch sind, wie in Graphik 4.26 beispielhaft für die Konfiguration mit einer Lippenposition von  $x_L = 300$  mm abgebildet, was vielmehr ein Zeichen für eine sehr homogene Strömung ist. Auch sind keine plötzlichen Sprünge in den Druckverläufen sichtbar, welche ein Anzeichen für Stöße bzw. Überschallgebiete wären. Es ist jedoch ersichtlich, dass die unsteten Verläufe der Massenströme direkt aus den gemessenen Drücken  $p_3$  resultieren.

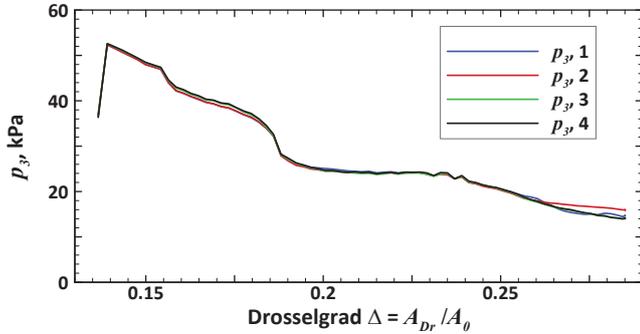


Abb. 4.26: Verläufe der Druckwerte der vier Messstellen für  $p_3$  im Zulauf der Drossel am Beispiel der Konfiguration mit  $x_L = 300$  mm

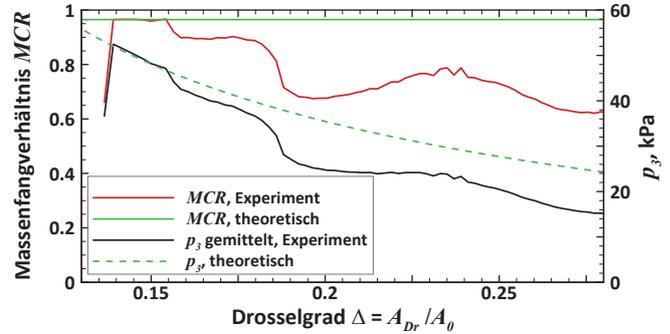


Abb. 4.27: theoretischer Verlauf von  $p_3$  für konstant angenommenen Massenstrom am Versuchsende, ebenfalls für  $x_L = 300$  mm

Trotz dieser widersprüchlichen Druckwerte ist davon auszugehen, dass die Unstetigkeiten in der Inhomogenität der Strömung begründet liegen. Wie die Kurven in Graphik 4.25(a) zeigen, werden bei niedrigen Drosselgraden in von der jeweiligen Konfiguration abhängigen Bereichen konstante Werte für das Massenfangverhältnis wiedergegeben. Für die Beispielkonfiguration mit  $x_L = 300$  mm liegt dieser Bereich bei  $\Delta < 0,155$ . Auch in Anbetracht theoretischer Überlegungen stellen diese Werte realistische Beträge dar. Daher kann man davon ausgehen, dass die jeweils am Ende des Versuchs gemessenen Werte auch korrekt sind. Dies wird durch die Darstellung in Abbildung 4.27 gestützt: Darin ist abgebildet, wieder beispielhaft für die Konfiguration mit  $x_L = 300$  mm, wie der Druckverlauf von  $p_3$  eigentlich sein müsste, damit ein konstanter Wert ermittelt wird. Wie man sieht, stimmen die gemessenen Drücke mit den theoretisch nötigen Werten in diesem Drosselgradbereich überein.

Auch wenn es somit durchaus möglich ist, als richtig und physikalisch sinnvoll zu betrachtende Werte ermitteln zu können, so stellt diese Problematik doch einen sehr unbefriedigenden Zustand dar. Vor allem bleibt auch eine Restunsicherheit, ob am Ende des Versuchs wirklich korrekte Werte ermittelt werden. Unter gewissen Bedingungen wäre es durchaus denkbar, dass die Einlaufströmung bereits einen Unstart erleidet oder anfängt zu brummen, bevor das für die Messung des Massenflusses nötige korrekte Druckniveau erreicht wird und dadurch die real vorliegenden Massenströme unterschätzt würden. Im Allgemeinen lässt sich jedoch durchaus beurteilen, wann dies der Fall sein könnte. Dennoch ist angeraten, diese Problematik in Zukunft auszuschließen. Hier bietet sich vor allem die Integration eines Gleichrichters in der Beruhigungskammer an, der bewirkt, dass sich ein senkrechter Stoß vor ihm bildet. Dabei muss jedoch die Gefahr einer Blockade der Strömung berücksichtigt werden. Darüber hinaus sollten auch weitere Druck- und Temperaturmesspunkte in der Beruhigungskammer installiert werden, um die Homogenität der Strömung besser beurteilen zu können.

#### 4.4.8 IR-Thermografie

Einen sehr wichtigen Punkt in der Auslegung jedes Hyperschallflugsystems stellt das Thermalmanagement dar. Der erste Schritt hierbei liegt darin, abzuschätzen, mit welchen Thermallasten in verschiedenen Bereichen zu rechnen ist. Am DLR Köln ist dazu die Anwendung von Infrarot-Thermografie weit verbreitet. Neben Informationen über die lokalen Wärmeströme der untersuchten Komponenten können damit auch wertvolle Informationen über die Strömungsstrukturen auf der Oberfläche gewonnen werden.

Bei der Infrarot-Thermografie macht man sich die elektromagnetische Emission, die jeder Körper mit einer Temperatur über dem absoluten Nullpunkt aussendet, zu Nutze. Durch diese kann die Temperaturverteilung auf der Oberfläche optisch gemessen werden. Aus dem chronologischen Verlauf dieser Temperaturverteilung über den Versuch hinweg werden die lokalen Wärmeströme mittels einer 1D-Analyse ermittelt. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da als Werkstoff für die zu vermessenden Oberflächen Polyetheretherketon (PEEK®) verwendet wird, welches eine sehr niedrige Wärmeleitfähigkeit besitzt und somit laterale Wärmeströme in der Wand vernachlässigt werden können.

Gegenüber der Ermittlung der Wärmelasten mit Thermoelementen bietet die IR-Thermografie etliche Vorteile. Durch die optische und somit berührungslose Messung wird die vermessene Struktur nicht verändert, wie es bei der Integration von Thermoelementen der Fall ist. Weiterhin liefert die IR-Kamera flächige Informationen während Thermoelemente nur punktuelle Messungen ermöglichen. Außerdem hat die IR-Messung keine langen Ansprechzeiten wie Thermoelemente, sondern die Oberflächentemperaturen werden ohne Verzögerung aufgezeichnet.

### Ermittlung der Wärmeflüsse und der Stantonzahl

Zur direkten Vergleichbarkeit unterschiedlicher Bedingungen und Konfigurationen werden die Wärmeflüsse als dimensionslose Stantonzahl nach Gleichung 4.20 dargestellt.

$$St = \frac{\alpha}{\rho_{\infty} u_{\infty} c_{P,Luft}} = \frac{\alpha(T_r - T_w)}{\rho_{\infty} u_{\infty} c_{P,Luft}(T_r - T_w)} = \frac{\dot{q}_{konv}}{\rho_{\infty} u_{\infty} c_{P,Luft}(T_r - T_w)} \quad (4.20)$$

Dabei bezeichnet  $T_w$  die Oberflächentemperatur,  $T_r$  die Recovery-Temperatur und  $\dot{q}_{konv}$  den konvektiven Wärmefluss, der sich aus den Wärmeflüssen in die Wand  $\dot{q}_W$  und demjenigen aus Strahlung  $\dot{q}_{rad}$  gemäß Gleichung 4.21 zusammensetzt, wie in der Bilanz der Wärmeflüsse für die Wand in Bild 4.28 skizziert.

$$\dot{q}_{konv} = \dot{q}_W + \dot{q}_{rad} \quad (4.21)$$

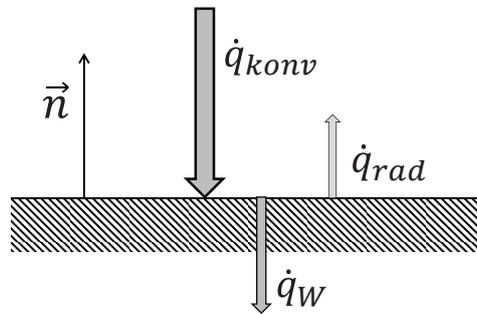


Abb. 4.28: Bilanz der Wärmeflüsse an der Oberfläche bei Annahme eindimensionaler Wärmeleitung

Für einen schwarzen Körper (Emissionsgrad  $\varepsilon = 1$ ) gilt für die spektrale Strahlungsleistung pro Fläche:

$$M_{\lambda,S}(\lambda,T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} \quad (4.22)$$

mit der Wellenlänge  $\lambda$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$  und der Boltzmann-Konstante  $k$  [23]. Integriert man diese Gleichung über den gesamten Wellenlängenbereich  $\lambda = 0$  bis  $\lambda = \infty$  erhält man das Stefan-Boltzmann-Gesetz für die flächenspezifische Strahlungsleistung  $M_S$ :

$$M_S = \int_{\lambda=0}^{\infty} M_{\lambda,S} d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} \cdot T^4 = \sigma \cdot T^4 \quad (4.23)$$

Darin wurde der Faktor  $\frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2}$  zur Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma = 5,6703 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$  zusammengefasst. Für einen realen Körper mit dem Emissionsgrad  $\varepsilon = \frac{M_S}{M} < 1$  folgt daraus:

$$M = \varepsilon \cdot M_S = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (4.24)$$

Unter Berücksichtigung der Bilanz der emittierten und absorbierten Strahlung (für welche die Wandtemperatur  $T_w$  bzw. die Umgebungstemperatur  $T_U$  maßgeblich sind) und der Annahme eines grauen Strahlers, für den gilt, das Emissions- und Absorptionskoeffizient gleich groß sind ( $\varepsilon = \alpha$ ) folgt aus Gleichung 4.24 für den flächenspezifischen Wärmestrom aus Strahlung:

$$\dot{q}_{rad} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_w^4 - T_U^4) \quad (4.25)$$

Dieser kann mit den mit der Infrarot-Kamera aufgezeichneten Wandtemperaturen direkt berechnet werden. Für die Wärmeleitung in der Wand gilt gemäß dem Fourierschen Gesetz [96]:

$$\dot{q}_W = \lambda_W(T) \frac{\partial T}{\partial n} \quad (4.26)$$

Der konvektive Wärmefluss  $\dot{q}_{konv}$  wird aus der thermalen Energiebilanz senkrecht zur Wand nach Gleichung 4.27 ermittelt, wobei laterale Wärmeflüsse vernachlässigt werden (siehe nächster Abschnitt) und die mit der Infrarotkamera über die Versuchszeit bestimmte Oberflächentemperaturverteilung als Randbedingung eingesetzt wird [96].

$$\rho(T) \cdot c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left( \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial n} \right) \quad (4.27)$$

Unter Berücksichtigung von temperaturabhängigen Materialeigenschaften (siehe nächster Abschnitt) ergibt sich daraus die nicht-lineare, eindimensionale Wärmeleitungsgleichung in Formel 4.28.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a(T) \frac{\partial^2 T}{\partial n^2} + b(T) \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)^2 \quad (4.28)$$

mit der thermalen Diffusivität

$$a(T) = \frac{\lambda(T)}{\rho(T) \cdot c(T)} \quad (4.29)$$

und

$$b(T) = \frac{\frac{\partial \lambda(T)}{\partial T}}{\rho(T) \cdot c(T)} \quad (4.30)$$

Diese wird numerisch durch Diskretisierung mit zentralen Differenzen nach dem Schema in Gleichung 4.31 aufgelöst [90, 96]:

$$T_{i,j+1} = T_{i,j} + \frac{\Delta t}{\Delta n^2} \left( a(T_{i,j}) (T_{i-1,j} - 2T_{i,j} + T_{i+1,j}) + \frac{b(T_{i,j})}{4} (T_{i-1,j} - T_{i+1,j})^2 \right) \quad (4.31)$$

Darin bezeichnet der Index  $i$  die Position der Zelle in Wandnormalenrichtung und  $j$  den Zeitschritt. Als Randbedingung für die vermessene Modelloberfläche werden jeweils die mit der Infrarotkamera aufgezeichneten Oberflächentemperaturen verwendet:  $T_{i=0,j} = T_w$ . Als Startbedingung wird die Temperatur in allen Zellen gleich der Umgebungstemperatur gesetzt:  $T_{i,j=1} = T_U$  [90]. Durch eine Abschätzung der Eindringtiefe des Temperaturanstiegs über die Versuchszeit wird sichergestellt, dass sich dieser nicht bis zur anderen Seite fortpflanzt. Somit können die Wand als halb-unendlich angenommen und etwaige Einflüsse der Randbedingung der gegenüber liegenden Seite ausgeschlossen werden.

Um nach der Bestimmung der Temperaturverteilung in der Wand den Wandwärmestrom  $\dot{q}_W$  nach Gleichung 4.26 bestimmen zu können, wird der Temperaturgradient  $\frac{dT}{dn}|_{i=0,j}$  an der Oberfläche benötigt. Dieser wird mittels des Interpolationspolynoms in Gleichung 4.32 bestimmt [90, 96]:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dT}{dn} \right|_{i=0,j} &= \frac{1}{60\Delta n} (A \cdot T_{i=0,j} + B \cdot T_{i=1,j} + C \cdot T_{i=2,j} + D \cdot T_{i=3,j} \\ &\quad + E \cdot T_{i=4,j} + F \cdot T_{i=5,j} + G \cdot T_{i=6,j}) \end{aligned} \quad (4.32)$$

mit den Koeffizienten:  $A = -147$ ,  $B = 360$ ,  $C = -450$ ,  $D = 400$ ,  $E = -225$ ,  $F = 72$ ,  $G = -10$ . Somit kann  $\dot{q}_W$  berechnet werden und zusammen mit dem bereits ermittelten Wärmestrom aus Strahlung (wenn dieser berücksichtigt wird) der konvektive Wärmestrom  $\dot{q}_{konv}$ .

### Materialparameter von Polyetheretherketon (PEEK®)

Neben der Verlässlichkeit der Messung mit der IR-Kamera und der Genauigkeit des Auswerteverfahrens sind auch die verwendeten Materialparameter von PEEK® von Bedeutung. Das betrifft den Emissionskoeffizienten  $\varepsilon$  und die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{PEEK}$ , der Wärmekapazität  $c_{p,PEEK}$ , der Temperaturleitzahl  $a_{PEEK}$  und der Dichte  $\rho_{PEEK}$ . Die entsprechenden Daten hat das Institut für Werkstoffforschung des DLR in Köln bereitgestellt. Für den Emissionsfaktor wird der konstante Wert  $\varepsilon = 0,95$  angenommen. Die übrigen Werte werden in der Auswertung in Abhängigkeit der Temperatur berücksichtigt und berechnen sich nach Gleichung 4.33 unter Verwendung der in Tabelle 4.3 aufgeführten Koeffizienten. Zudem ist die Temperaturabhängigkeit der Größen graphisch in den Bildern 4.29(a) bis 4.29(c) dargestellt. Dabei wurde für die Dichte ein Wert von  $\rho_{PEEK} = 1298 \text{ kg m}^{-3}$  bei  $T = 290 \text{ K}$  und ein mittlerer thermaler Ausdehnungskoeffizient von  $a_{th} = 77,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  verwendet.

$$f(T) = K_1 T^3 + K_2 T^2 + K_3 T + K_4 \quad (4.33)$$

Größe	Einheit	$K_1$	$K_2$	$K_3$	$K_4$
$a_{PEEK}$	$[10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}]$	$2,41127 \cdot 10^{-7}$	$-2,38696 \cdot 10^{-4}$	$3,76200 \cdot 10^{-2}$	$2,20428 \cdot 10^1$
$\lambda_{PEEK}$	$[\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}]$	$8,16379 \cdot 10^{-9}$	$-1,00939 \cdot 10^{-5}$	$4,13700 \cdot 10^{-3}$	$-2,98173 \cdot 10^{-1}$
$c_{p,PEEK}$	$[\text{J kg}^{-1} \text{ m K}^{-1}]$	-	-	3,5	6,09998
$\rho_{PEEK}$	$[\text{kg m}^{-3}]$	-	-	-0,29	1382

Tab. 4.3: Koeffizienten zur Berechnung der Materialparameter von PEEK® gemäß Gleichung 4.33

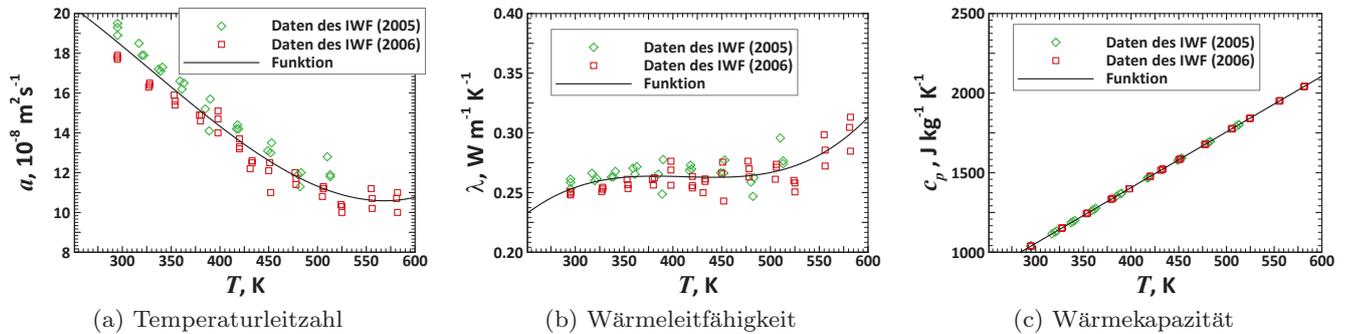


Abb. 4.29: Graphische Darstellung der Temperaturabhängigkeit verschiedener Materialparameter von PEEK®

### Infrarot-Kamera

Bei den Messreihen dieser Arbeit kam eine ThermoCAM SC3000 von FLIR Systems zum Einsatz [4]. Diese Kamera arbeitet im Wellenlängenbereich von  $8 \mu\text{m} < \lambda < 9 \mu\text{m}$ . Der Sensor der Kamera besteht aus Gallium-Arsenid (GaAs) und funktioniert nach dem QWIP-Prinzip (Quantum Well Infrared Photon) [164]. Sie verfügt über eine Auflösung von  $320 \times 240$  Pixeln. Mit austauschbaren Objektiven ist eine Anpassung an die jeweiligen Sichtverhältnisse gegeben. Zudem ermöglichen verschiedene, einstellbare Temperaturbereiche eine Eingrenzung des Messbereichs auf die entsprechend den Bedingungen zu erwartenden Temperaturen.

### Kalibrierung und Genauigkeit

Wie bereits in Abschnitt 4.2 erwähnt, liegt die Genauigkeit der IR-Kamera bei 0,4% FS, was bei einem maximalen Temperaturbereich von 500 K einer Unsicherheit von  $\pm 2$  K entspricht. Zusätzlich zu dieser Messgenauigkeit der Kamera und den bereits angesprochenen Einflüssen der Genauigkeit des Auswerteverfahrens sowie der Materialparameter liegt ein weiterer Unsicherheitsfaktor im Transmissionsgrad  $\tau$  der Sichtfenster des optischen Zugangs für die IR-Kamera im H2K. Dieser wird durch Kalibriermessungen mit einem schwarzen Strahler ermittelt. Für die Voruntersuchungen mit dem GK-01-Modell wurde ein ZnS-Glas (Zink-Sulfid) verwendet, für welches die Transmission zu  $\tau = 0,72$  bestimmt wurde. Bei den Messungen mit dem 3D-Modell wurde ein Germanium-Glas mit einem Transmissionsgrad von  $\tau = 0,83$  eingesetzt.

Das ZnS-Glas verfügt im Gegensatz zum Germanium-Glas über keine antireflektierende Beschichtung, wodurch Reflexionen an diesem Glas eine kreisförmige, bedeutende Senkung der gemessenen Temperatur verursachen. Der Einfluss dieser Reflexionen muss bestmöglich durch Verwendung einer Korrekturmatrix bei der Auswertung der Wärmeströme berücksichtigt werden. Das genaue Vorgehen hierzu ist von Häberle beschrieben [90]. Beim Germanium-Glas, das für den 3D-Einlauf verwendet wurde, sind diese Effekte verschwindend gering, so dass keine Korrektur nötig ist.

Der Gesamteinfluss aller relevanten Größen auf die Genauigkeit der Messwerte der IR-Thermografie wurde detailliert von Häberle analysiert [90]. Dabei wurde für den mit der 1D-Analyse bestimmten Wandwärmestrom  $\dot{q}_W$  ein maximaler Fehler von  $\pm 5\%$  ermittelt. Für die berechnete Stantonzahl liegt der Wert bei  $\pm 20\%$ .

# 5 Voruntersuchungen mit dem GK-01-Einlauf

In früheren Messreihen wurde bereits der Einfluss von zusätzlicher Seitenwandkompression (SWK) im internen Strömungskanal des Einlaufs untersucht [88, 90]. Um weitere Erfahrungen zur Auslegung des neuen 3D-Einlaufs, der bei einer komplett dreidimensionalen Geometrie auch externe Kompression vorweisen wird, zu sammeln, wurde diese Untersuchung fortgesetzt und ausgeweitet. Zusätzlich zur Seitenwandkompression im internen Bereich wurde mittels der in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Einsätze auch der Einfluss von Seitenwandkompression im externen Bereich, sowie der Variation des Innenkontraktionsverhältnisses untersucht. Letzteres war notwendig, um der Erhöhung des Spillage-Massenstroms entgegenzuwirken, die durch die Interaktion des Rampen- mit den Seitenwandstößen und der daraus resultierenden Veränderung der Stoßlagen zu erwarten ist, vor allem, wenn die Kompressionsflächen der Seitenwände angestellt sind, wie es bei den hier verwendeten Seitenwandeinsätzen der Fall ist.

## 5.1 Versuchsbedingungen

Für diese Messreihe wurde die Versuchsbedingung von Häberle übernommen [88, 90], um die Vergleichbarkeit mit den früheren Versuchen zu gewährleisten. Diese wurde unter Berücksichtigung der Mach- und Reynoldszahl-Ähnlichkeit für einen Flug bei  $Ma = 7$  in einer Höhe von 30 km gewählt. Dabei musste der geometrische Skalierungsfaktor von 1:1,5 des Windkanalmodells beachtet werden. Die Strömungsbedingungen sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Strömungsparameter	Bedingung 1
entspricht Flughöhe	30 km
Machzahl $Ma$ , -	7
Totaldruck $p_{t0}$ , kPa	700
stat. Druck $p_\infty$ , Pa	169,1
Totaltemperatur $T_{t0}$ , K	500
stat. Temperatur $T_\infty$ , K	46,3
Einheits-Re $Re_{\infty, l=1 \text{ m}}$ , $10^6 \text{ m}^{-1}$	3,8

Tab. 5.1: Versuchsbedingung der Voruntersuchungen mit dem GK-01-Einlauf

## 5.2 Startverhalten

Aufgrund der starken Variation der Innenkontraktionsverhältnisse der einzelnen Konfigurationen, die in Abschnitt 4.3.1 erläutert und in Tabelle 4.1 und Graphik 4.8 dargestellt sind, ergaben sich enorme Auswirkungen auf das Startverhalten, die in diesem Ausmaß nicht zu erwarten waren. Obwohl dreidimensionale Konfigurationen allgemein ein besseres Startverhalten besitzen als 2D-Einläufe, d.h. dass das Starten des Einlaufs noch bei höheren Innenkontraktionsverhältnissen möglich ist [95, 198, 208] (vgl. auch Abschnitt 2.3.7), zeigte sich hier das genau umgekehrte Verhalten. Für den 2D-Einlauf ohne Seitenwandkompression startete die Strömung für alle Lippenpositionen, auch diejenigen die deutlich über dem Kantrowitz-Limit liegen. Gleiches wurde für die Fälle mit interner Seitenwandkompression beobachtet. Dem hingegen baute mit Ausnahme der Konfiguration mit  $b_{Iso} = 80 \text{ mm}$  und  $x_L = 360 \text{ mm}$  bei keiner der Versionen mit externer Seitenwandkompression der Einlauf auf, sobald das Kantrowitz-Limit überschritten wurde. Dies

ist in Tabelle 5.2 und Bild 5.1 illustriert.

Konfiguration	Isolatorbreite, mm	OCR	Innenkontraktion $I$ für Lippenposition $x_L$ , mm						
			380	375	360	355	350	345	340
ohne SWK	100	6,45	1,19	1,25	1,49	1,58	1,67	1,77	1,88
ext. SWK	80	7,98	1,19	1,26	1,51	<i>(1,60)</i>	<i>(1,70)</i>	<i>(1,81)</i>	<i>(1,93)</i>
	70	9,12	1,20	1,26	<i>(1,52)</i>	<i>(1,62)</i>	<i>(1,73)</i>	<i>(1,84)</i>	<i>(1,96)</i>
int. SWK	80	7,58	1,40	-	1,75	-	1,96	-	-
	70	8,65	1,60	-	2,00	-	2,25	-	-

Tab. 5.2: Übersicht über die verschiedenen Konfigurationen der Untersuchungen mit Seitenwandkompression beim GK-01-Modell. Nicht startende Konfigurationen sind kursiv in Klammern dargestellt.

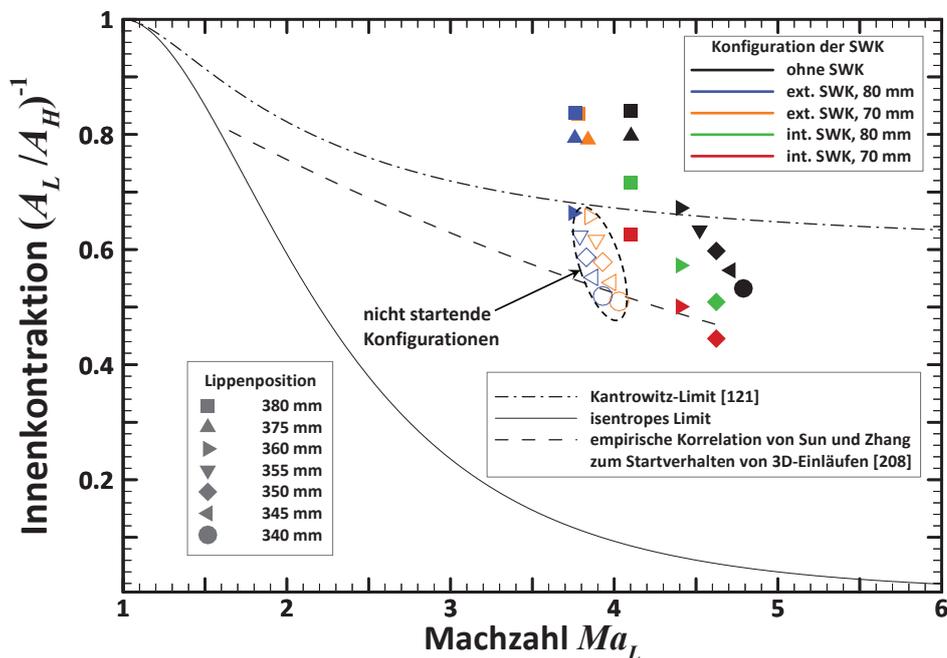


Abb. 5.1: Vergleich der Innenkontraktionsverhältnisse von startenden und nicht-startenden (durch nicht ausgefüllte Symbole markierte) Konfigurationen

Wie man sieht, startet der Einlauf bei der Konfiguration mit externer Seitenwandkompression auf  $b_{Iso} = 70$  mm bereits ganz knapp oberhalb des Kantrowitz-Limits, bei  $x_L = 360$  mm bzw.  $I = 1,52$ , nicht mehr. Beim Fall mit  $b_{Iso} = 80$  mm funktioniert die Konfiguration mit dieser Lippenposition noch, aber bereits bei einer um  $\Delta x_L = 5$  mm weiter stromauf zu  $x_L = 355$  mm verlängerten Lippe blockiert auch dieser. Alle übrigen Konfigurationen funktionieren, wobei die Konfiguration mit interner Seitenwandkompression auf  $b_{Iso} = 70$  mm sogar die Relation von Sun [208] und auch das kritische Kontraktionsverhältnis des 3D-Einlaufs (vergleiche Abschnitt 6.3) deutlich unterschreitet.

Das Startverhalten des Einlaufs wird offensichtlich enorm von der Strömungsstruktur beeinflusst. Im Fall des 2D-Einlaufs wurde in früheren Untersuchungen ermittelt, dass sich im Knick zwischen der ersten und zweiten Rampe durch den zweiten Rampenstoß eine Ablöseblase bildet, über deren Scherschicht der laminar-turbulente Umschlag der Grenzschicht stattfindet [87, 90, 152]. Weitergehende Studien zeigten jedoch, dass die Strömung über die Expansionsfläche, mit der die Strömung im Anschluss an die zweite Rampe in den Halsbereich überführt wird, relaminarisiert [155, 156]. Im Bereich dieser Expansionsfläche

interagiert die Grenzschicht mit dem Lippenstoß, welcher in der Grundkonfiguration mit  $x_L = 380$  mm ein Ablösegebiet verursacht, das bis zu einem Drittel der Isolatorhöhe umfasst [87, 90]. Durch dieses Ablösegebiet wird der effektive, von der Strömung nutzbare Querschnitt verkleinert und gleichzeitig das effektive Innenkontraktionsverhältnis erhöht.

Verschiebt sich nun der Lippenstoß aufgrund der Verlängerung der Lippe nach vorne, befindet sich die Grenzschicht im Bereich der Interaktion in einem weniger relaminarisierten und damit aufgrund des noch höheren Turbulenzgrades auch in einem stabileren Zustand. Außerdem ist auch der Lippenstoß selbst schwächer, da die Teile der Strömung, die den zweiten Rampenstoß nicht passiert haben, zwar eine höhere Vorstoßmachzahl, aber auch einen sehr viel kleineren Umlenkwinkel erfahren. Wie die genauere Analyse des Strömungsfeldes in Abschnitt 5.4.2 zeigt, ist die Ablösung dadurch bedeutend kleiner (siehe Abbildung 5.5), wodurch sich das effektive Innenkontraktionsverhältnis nicht im gleichen Maße vergrößert wie das geometrische. Es wird angenommen, dass hierin der Grund dafür liegt, dass der Einlauf in diesem Fall immer noch selbststartend ist. Die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung des zweiten Rampenstoßes mit der Oberfläche der verlängerten Lippe hat hierauf offenbar keinen negativen Einfluss. Die dadurch induzierte Ablösung verringert zwar ebenfalls den effektiven Strömungsquerschnitt, ist aber anscheinend zu gering, um in dieser Hinsicht Probleme zu bereiten.

Bei externer Seitenwandkompression wird das Strömungsfeld im Bereich der externen Rampen massiv durch die Interaktion der Seitenwandstöße der 3D-Einsätze mit den Rampenstößen beeinflusst. Dadurch ändern sich insbesondere die Ausbildung der Wirbelstrukturen in den Eckenbereichen und das Transitionsverhalten. Dies zeigt die Auswertung der Wärmeflüsse auf den externen Rampen, die in Abschnitt 5.4.1 diskutiert wird. Numerische Untersuchungen ergaben dazu, dass die Eckenwirbel, die im Bereich der ersten Rampe durch die Stoß-Stoß- bzw. Stoß-Grenzschicht-Interaktionen induziert werden, durch die Wechselwirkung mit dem zweiten Rampenstoß enorm verstärkt werden, so dass sich die Wirbel von beiden Seiten zu einer einzigen großen Wirbelstruktur verbinden. Diese wiederum bewirkt, dass in weiten Teilen der zweiten Rampe eine sehr inhomogene, teilweise abgelöste Strömung herrscht [154, 156], wodurch sich der effektiv für die Strömung nutzbare Querschnitt verringert. Auch dies ist in Abschnitt 5.4.1 näher erläutert. Dazu kommt noch in einigen Fällen die wahrscheinliche Strömungsablösung auf der Haubenoberfläche durch die Wechselwirkung des zweiten Rampenstoßes mit der Grenzschicht auf der Haubenoberfläche. Diese bereitete zwar im 2D-Fall und auch bei denen mit interner Seitenwandkompression keine Probleme. Allerdings wird das Starten des Einlaufs durch diese Interaktion sicherlich nicht gefördert, sondern aufgrund der weiteren effektiven Querschnittsverengung eher zusätzlich erschwert.

Für die Fälle mit interner Seitenwandkompression erweckt es den Eindruck, dass die beiden Bereiche der internen Kontraktion durch den konvergieren Teil der Rampe bis zum Halsquerschnitt und die Kompression durch die Seiteneinsätze, die erst stromab des Halsbereiches beginnen, sich nicht oder nur geringfügig aufeinander auswirken und somit getrennt voneinander betrachtet werden können. Die Strömung durchgeht daher quasi zwei unabhängige Fälle von zweidimensionaler Kontraktion, die jede für sich nur ein deutlich geringeres Kontraktionsverhältnis aufweisen.

## 5.3 Leistungsvermögen

Dieser Abschnitt vergleicht zunächst das Leistungsvermögen der unterschiedlichen Konfigurationen, bevor im Anschluss das Strömungsfeld genauer analysiert wird. Dieses ist anhand der Verdichtungs-, Totaldruck- und Massenfangverhältnisse und dem Wirkungsgrad der kinetischen Energie in den Diagrammen in Abbildung 5.2 aufgeführt. Zudem sind die Werte in Tabelle 5.3 aufgelistet.

Die Ergebnisse der nicht-startenden Konfigurationen sind in den Diagrammen und in der Tabelle (in Klammern und kursiv dargestellte Werte) der Vollständigkeit halber aufgeführt, jedoch verfügen deren Werte selbstverständlich über keinerlei Aussagekraft.

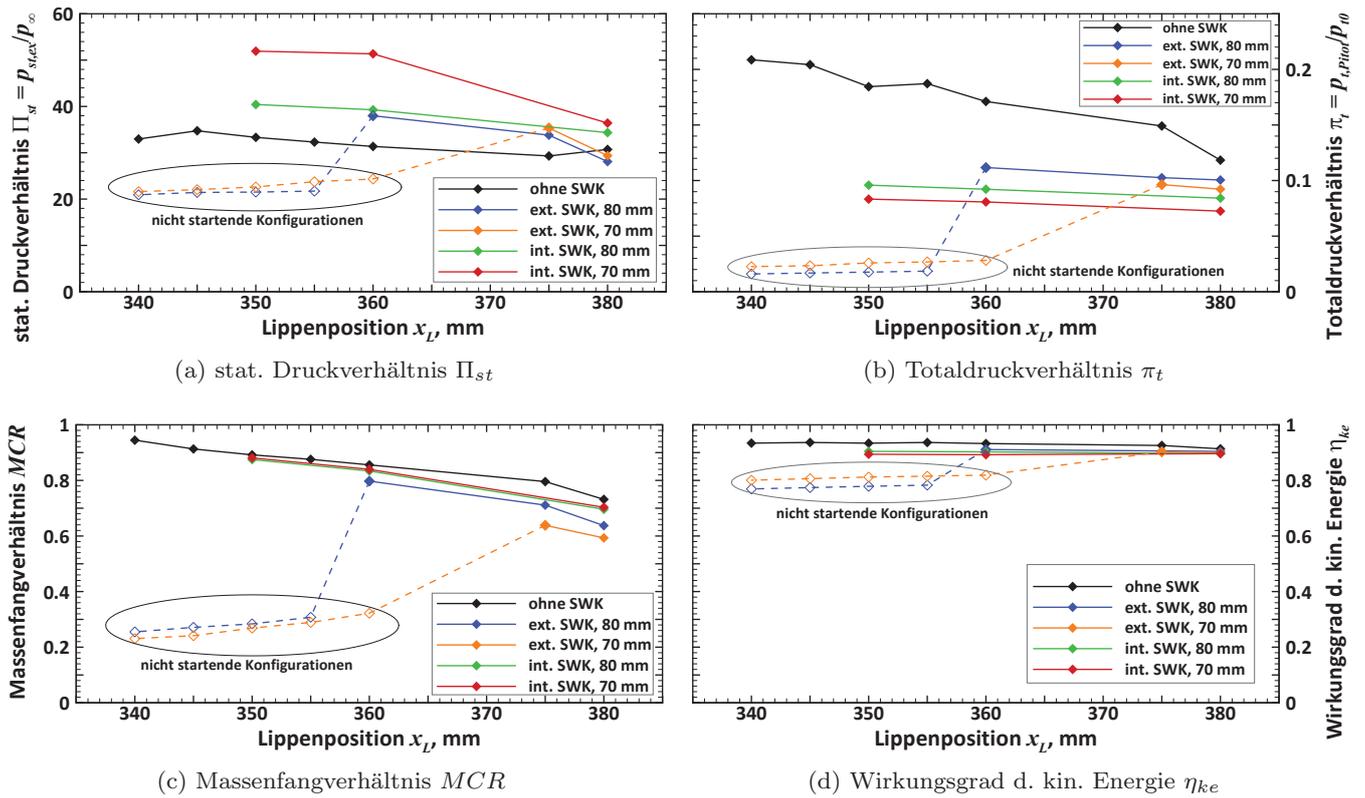


Abb. 5.2: Vergleich der Leistungsparameter für die unterschiedlichen Konfigurationen  $x_L$  des GK-01-Modells

Wie zu erwarten war und anhand des Massenfangverhältnisses in Graphik 5.2(c) zu sehen ist, ergeben sich im Fall der externen Seitenwandkompression durch die Interaktion der Rampenstöße mit den Seitenwandstößen der 3D-Einsätze ein deutlich höheres Spillage und damit erhebliche Einbußen beim Massenfangverhältnis in der Grundkonfiguration mit  $x_L = 380$  mm. Die Massenströme sinken um etwa 13% für  $b_{Iso} = 80$  mm und 19% für  $b_{Iso} = 70$  mm ab. Aufgrund der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Verschlechterung des Startverhaltens bei dieser Art der Seitenwandkompression ist es nur in sehr begrenztem Rahmen möglich, diese Verluste durch Stromauf-Verlängerung der Haubenlippe aufzufangen. Für  $b_{Iso} = 70$  mm liegt bei der einzigen funktionierenden Version mit  $x_L = 375$  mm der Massenstrom immer noch deutlich unter dem der Grundkonfiguration des 2D-Einlaufs mit  $x_L = 380$  mm. Für  $b_{Iso} = 80$  mm kann dieser Wert zwar übertroffen werden, da hier zumindest die Verlängerung der Lippe auf  $x_L = 360$  mm möglich ist. Dennoch liegt das  $MCR$  dann immer noch deutlich unter dem des 2D-Einlaufs mit gleicher Lippenposition.

Auch wenn es aufgrund des schlechten Startverhaltens nicht möglich ist, die Massenstromverluste auszugleichen, so reicht die geringfügige Verlängerung der Lippe aus, das statische Druckverhältnis bei externer Seitenwandkompression auf ein Niveau über dem des 2D-Einlaufs zu steigern. Dieses liegt in der Grundkonfiguration mit  $x_L = 380$  mm höher als bei beiden Fällen mit externer SWK, sinkt bei Verlängerung der Lippe jedoch zunächst leicht ab und steigt bei weiterer Verlängerung der Lippe stromauf auch nur mäßig an, so dass es insgesamt nur um maximal 13% gesteigert werden kann. Bei allen Fällen mit SWK sind trotz des zum Teil schlechten Startverhaltens größere Zugewinne möglich. Mit externer SWK können besonders durch die geringfügige Veränderung der Lippenposition von  $x_L = 380$  mm zu  $x_L = 375$  mm starke Steigerungen erzielt werden. Jedoch liegen die Verdichtungsverhältnisse bei externer SWK, trotz dieser Zugewinne, zum Teil erheblich niedriger als diejenigen, die mit interner Seitenwandkompression erzielt werden können. Hier erzielen bereits beide Versionen in der Grundkonfiguration höhere Werte als der 2D-Einlauf. Bei  $x_L = 360$  mm liegen die beiden Arten der Seitenwandkompression für  $b_{Iso} = 80$  mm nahezu gleich auf, da mit der externen SWK, welche in der Grundkonfiguration noch einen deutlich niedrigeren Wert aufweist, stärkere Steigerungen möglich sind.

Konfiguration	$x_L$ , mm	$\Pi_{st}$	$\pi_t$	$MCR$	$\eta_{ke}$
ohne SWK	380	30,7	0,118	0,732	0,914
	375	29,3	0,149	0,796	0,926
	360	31,4	0,171	0,856	0,933
	355	32,3	0,187	0,876	0,937
	350	33,3	0,184	0,892	0,934
	345	34,7	0,204	0,913	0,937
	340	33,0	0,209	0,945	0,934
ext. SWK, 80 mm	380	28,1	0,100	0,637	0,905
	375	33,8	0,103	0,711	0,906
	360	38,0	0,112	0,797	0,911
	355	(21,7)	(0,019)	(0,308)	(0,783)
	350	(21,5)	(0,018)	(0,284)	(0,779)
	345	(21,4)	(0,017)	(0,271)	(0,774)
	340	(20,9)	(0,016)	(0,255)	(0,769)
ext. SWK, 70 mm	380	29,4	0,092	0,593	0,899
	375	35,3	0,096	0,638	0,903
	360	(24,3)	(0,028)	(0,322)	(0,819)
	355	(23,7)	(0,027)	(0,289)	(0,812)
	345	(22,0)	(0,023)	(0,241)	(0,806)
	340	(21,6)	(0,023)	(0,231)	(0,801)
int. SWK, 80 mm	380	34,4	0,084	0,696	0,896
	360	39,3	0,092	0,834	0,903
	350	40,4	0,096	0,875	0,904
int. SWK, 70 mm	380	36,4	0,073	0,703	0,896
	360	51,4	0,081	0,840	0,892
	350	51,9	0,083	0,881	0,894

Tab. 5.3: Auflistung der Leistungsparameter  $\Pi_{st}$ ,  $\pi_t$ ,  $MCR$  und  $\eta_{ke}$  für den ungedrosselten Betriebsfall aller Konfigurationen des GK-01-Modells

Das Verdichtungsverhältnis kann bei interner Seitenwandkompression mit der Verjüngung des Strömungskanals auf  $b_{Iso} = 70$  mm bei Verlängerung der Haube deutlich stärker gesteigert werden als für  $b_{Iso} = 80$  mm. Dort ist der Anstieg mit etwa 17,4% bei Verlängerung der Lippe von  $x_L = 380$  mm auf  $x_L = 350$  mm deutlich verhaltener, gegenüber einer Steigerung von 42,6% bei  $b_{Iso} = 70$  mm. Für diese Isolatorbreite werden für die Lippenpositionen  $x_L = 350$  mm und 360 mm dann auch die mit Abstand höchsten Verdichtungsverhältnisse erzielt.

Hinsichtlich des Totaldruckrückgewinns und der kinetischen Energieeffizienz spiegeln die Ergebnisse die bisherigen Beobachtungen wider. Erwartungsgemäß sind die Werte für den 2D-Einlauf am höchsten, da keine Stoßverluste durch Seitenwandstöße vorhanden sind. Dabei nehmen beide Größen stetig zu, je weiter die Lippe nach vorne verlängert wird. Dies dürfte vor allem durch die Abschwächung der Stoß-Grenzschicht-Interaktion des Lippenstoßes mit der Rampenoberfläche und der damit verbundenen Reduzierung der Ablöseblase in diesem Bereich bedingt sein (vgl. Abschnitt 5.4.2). Die Konfigurationen mit interner Seitenwandkompression schneiden am schlechtesten ab, da die Kompressionswinkel und damit die Stärke der Stöße und die entsprechenden Stoßverluste höher sind als bei externer Seitenwandkompression. Aus dem gleichen Grund liegen die Werte bei Fällen mit  $b_{Iso} = 70$  mm auch jeweils niedriger als bei  $b_{Iso} = 80$  mm.

## 5.4 Strömungsfeld

### 5.4.1 Einfluss der Seitenwandkompression auf die Wärmelasten und Strömungstopologie der externen Verdichtungsrampen

Im Bereich der externen Verdichtungsrampen kann die IR-Thermografie, wie sie in Kapitel 4.4.8 beschrieben ist, nicht nur verwendet werden um systemrelevante Daten hinsichtlich der Thermalbilanz zu erlangen, sondern kann auch wertvolle Informationen über die Strömungstopologie geben. Für den Fall der externen Seitenwandkompression (mit  $b_{Iso} = 70$  mm) ist der Vergleich der Wärmelast auf den externen Rampen in Form der dimensionslosen Stantonzahl  $St$  im Vergleich zum 2D-Einlauf in Abbildung 5.3 aufgeführt.

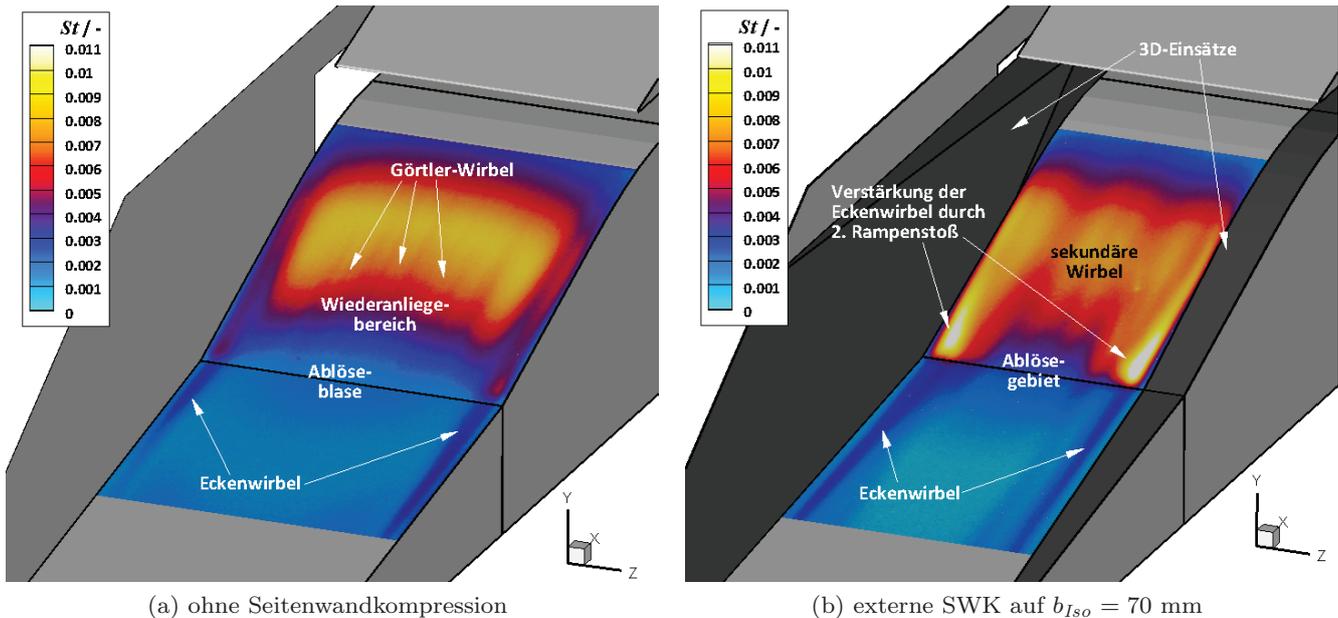


Abb. 5.3: Wärmelasten aus den IR-Thermografie-Messungen in Form der  $St$ -Verteilung auf den externen Rampen für die Fälle ohne und mit Seitenwandkompression

Im 2D-Fall sind an den Seiten Spuren schwacher Eckenwirbel sichtbar. Zudem ist aus früheren Forschungen bekannt, dass die Strömung im Rampenknicke zwischen erster und zweiter Rampe ablöst und in der Scherschicht über dieser Ablösung der laminar-turbulente Umschlag stattfindet [87, 90, 152]. Beim Wiederanlegen der Strömung auf der zweiten Rampe werden auch Görtler-Wirbel induziert, wie dies bei Untersuchungen von Henckels et al. und Kreins et al. zur Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung auch beobachtet werden konnte [99, 128]. In den Infrarot-Aufnahmen sind die Görtler-Wirbel anhand der leichten streifenartigen Muster in Strömungsrichtung zu erkennen.

Bei Verwendung der externen 3D-Einsätze wird die Strömungsstruktur im Bereich der Verdichtungsrampen völlig verändert. Bereits auf der ersten Rampe kann man sehen, dass die Eckenwirbel deutlich stärker sind, da der Wärmeeintrag höher ist als beim 2D-Einlauf. Diese Wirbel werden durch die Interaktion mit dem zweiten Rampenstoß enorm verstärkt. Im zentralen Bereich der zweiten Rampe deuten die Spuren auf die Existenz sekundärer Wirbel hin, die stärker als die Görtler-Wirbel im 2D-Fall sind. Die  $St$ -Zahl im mittleren Bereich der ersten Rampe liegt deutlich unter dem Niveau der Konfiguration ohne SWK, was darauf hindeutet, dass der Zustand der Strömung auch in diesem Bereich bereits von der Seitenwandkompression beeinflusst wird.

Zur genaueren Analyse der Strömungstopologie werden Ergebnisse aus CFD-Rechnungen aus dem GRK-Teilprojekt A7 von Nguyen herangezogen [154, 155, 156]. Diese zeigen, dass der Grenzschichtzustand bei der Verwendung externer Seitenwandkompression eine sehr viel größere Rolle spielt als

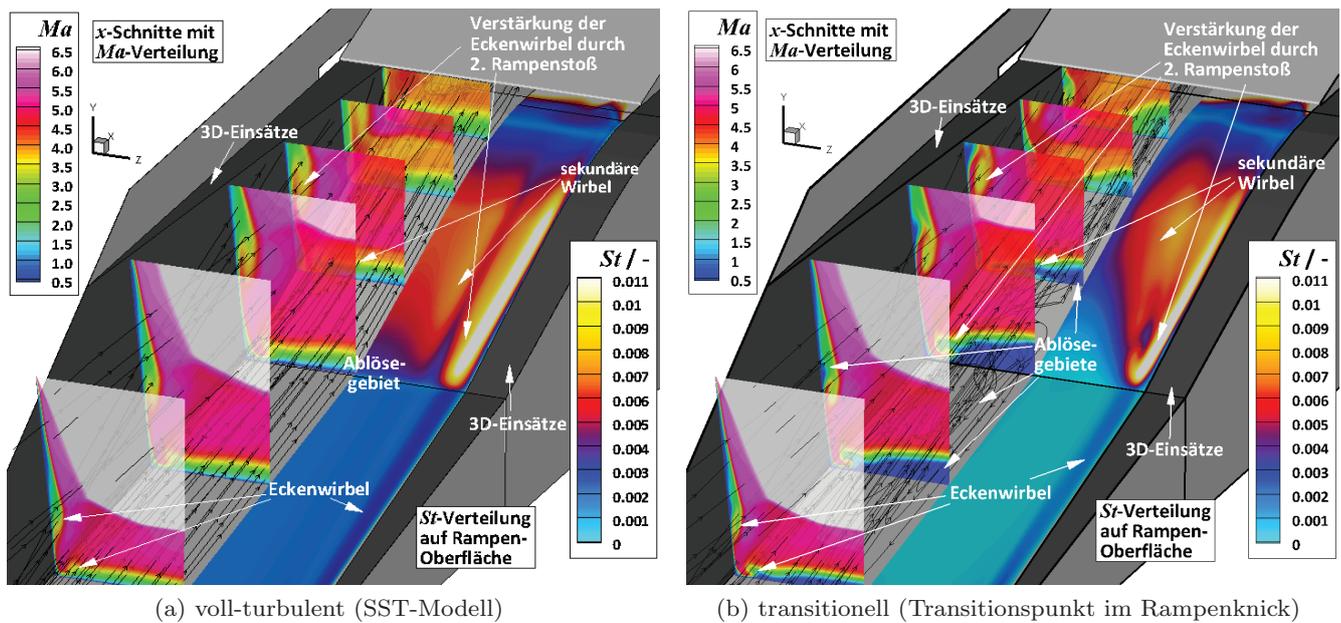


Abb. 5.4: Einfluss der Transition auf die  $St$ -Verteilung und Strömungstopologie im Bereich der Verdichtungsrampen bei externer SWK mit  $b_{Iso} = 70$  mm aus CFD-Rechnungen mit Quadflow [154, 155, 156]

beim 2D-Einlauf. Abbildung 5.4 zeigt dazu den Vergleich einer voll-turbulenten Rechnung mit einer transitionellen. Für die voll-turbulente Rechnung wurde das bereits in Kapitel 3.4.3 erwähnte SST-Modell verwendet. Für die transitionelle Rechnung wurde weiterhin angenommen, dass die Transition im Knick zwischen erster und zweiter Rampe stattfindet, und dieser Punkt mittels einer Transitions-Box als Ort des laminar-turbulenten-Umschlags festgelegt. Die Strömung ist anhand der  $x$ -Schnitte mit aufgeprägter  $Ma$ -Verteilung und Stromlinien dargestellt. Auf der Oberfläche der Rampen ist die  $St$ -Verteilung zu sehen.

Bei laminarer Grenzschicht auf der ersten Rampe löst die Strömung dort bereits weit stromauf des Rampenknicke ab und bildet ein weit ausgedehntes Ablösegebiet. Die Eckenwirbel auf der Rampenoberfläche werden durch die Interaktion mit dem zweiten Rampenstoß verstärkt und bilden sekundäre Wirbelstrukturen, die sich um dieses Ablösegebiet zur Mittelebene des Einlaufs hin ausbreiten. Dies bewirkt die Induktion starker Querströmungen in  $z$ -Richtung, wie die Stromlinien und die Spuren in der  $St$ -Verteilung zeigen. Die Wirbelstrukturen treffen in der Mittelebene des Einlaufs aufeinander und verbinden sich zu einer gemeinsamen Struktur aus zwei gegenläufig rotierenden Wirbeln. Entlang dieser Struktur bleibt die Strömung über weite Bereiche der zweiten Rampe abgelöst. Auch die übrigen Wirbel sind im Fall mit Transition deutlich stärker ausgeprägt, da die dreidimensionalen Stoß-Stoß- und Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen im laminaren Regime stärker ausfallen. Dadurch bildet sich auch Ablösung entlang der an den Seitenwänden laufenden Eckenwirbel.

Im turbulenten Fall sind zwar ähnliche Strukturen zu beobachten, jedoch sind diese sehr viel schwächer ausgeprägt. Die Ablösung auf der ersten Rampe und im Bereich des Rampenknicke ist sehr viel kleiner, so dass die Querströmungen durch die sekundären Wirbel ein sehr viel geringeres Ausmaß besitzen und diese Wirbel nicht zur Symmetrieebene hin sondern parallel zur Anströmung ausgerichtet sind.

Im Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen gibt es jedoch für beide Fälle deutliche Abweichungen der  $St$ -Verteilung, sowohl qualitativer wie auch quantitativer Natur. Daher ist davon auszugehen, dass das Transitionsverhalten bei den Windkanalversuchen mit externer Seitenwandkompression anders abläuft als im 2D-Fall, bei der eine deutlich bessere Übereinstimmung zwischen den experimentellen und numerischen Werten erzielt werden konnte, wenn der Rampenknicke als Transitionspunkt angesehen wird. Bei externer Seitenwandkompression dürfte die Transition durch die komplexen dreidimensionalen Interaktionen in

der Strömung bestimmt werden und dadurch über die Breite des Einlaufs nicht an einer Stelle, sondern abhängig von diesen Interaktionen in manchen Bereichen früher und in manchen erst später auftreten. Die dadurch bedingte Strömungsstruktur ergibt sich dann als eine Mischung aus den beiden Fällen der CFD-Rechnungen. Für die erste Rampe ist die Strömung größtenteils als laminar anzunehmen und es besteht hier in Anbetracht der niedrigen Werte der  $St$ -Zahl höchstwahrscheinlich auch in weiten Bereichen Grenzschichtablösung. Diese dürfte jedoch deutlich geringere Ausmaße haben, so dass, ähnlich wie im turbulenten Fall, die sekundären Wirbel nicht zur Mitte hin ausgerichtet sind sondern parallel zueinander. Wie die Strömungstopologie und im Besonderen das Transitionsverhalten genau aussehen, lässt sich anhand der Messdaten jedoch nicht näher bestimmen.

#### 5.4.2 Einfluss der Innenkontraktion beim 2D-Einlauf

In diesem Abschnitt wird zunächst betrachtet, wie sich der Einfluss der Innenkontraktion auf das Strömungsfeld auswirkt. Dafür wird alleine die 2D-Konfiguration verwendet, da nur für diese ein kompletter Datensatz für alle Lippenposition verfügbar ist. Abbildung 5.5 zeigt dazu die Wanddruckverläufe an den oberen und unteren Wänden, sowie Schlierenaufnahmen für die beiden Fälle mit minimaler Innenkontraktion bei  $x_L = 380$  mm, die der Grundkonfiguration des GK-01-Einlaufs entspricht, und der Version mit maximaler Innenkontraktion bei  $x_L = 340$  mm.

Bei der Grundkonfiguration zeigen die Schlierenbilder die folgende Strömungsstruktur: Die beiden Rampenstöße verfehlen die Lippe deutlich, wodurch ein beträchtlicher Spillage-Massenstrom verursacht wird. Die Strömung vor dem Lippenstoß ist daher komplett parallel zur zweiten Rampe, mit der Folge, dass die Umlenkung in die Horizontale mit einem Umlenkwinkel von  $\delta_{R2} = 20,5^\circ$  relativ groß und der Lippenstoß dementsprechend stark ist. Wie bereits erwähnt, bildet sich durch die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung dieses Stoßes mit der Rampenoberfläche daher eine große Ablöseblase im Bereich zwischen  $x = 390$  mm und  $410$  mm aus, die etwa ein Drittel des Halsquerschnitts des Einlaufs umfasst. Da dieser Bereich noch mit dem Ende der gekrümmten, isentropen Expansionsfläche zusammenfällt, bildet sich keine  $\lambda$ -Struktur aus Ablöse- und Wiederanlegestoß aus, sondern es werden zwei Stoßstrukturen erzeugt, die sich in den Isolator fortpflanzen, wobei im hinteren Bereich des Isolators nur noch diejenige aus dem Wiederanlegestoß sichtbar ist. Diejenige, die durch den Ablösestoß erzeugt wird, trifft bei  $x = 420$  mm auf die Haubenoberfläche, induziert dort wieder ein kleines Ablösegebiet und wird in Form von Ablöse- und Wiederanlegestoß reflektiert. Diese Stöße sind jedoch nicht mehr erkennbar, nachdem sie mit dem starken Wiederanlegestoß der ersten Ablöseblase interagiert haben. Dieser Wiederanlegestoß wiederum produziert bei der Interaktion mit der Haubenoberfläche bei  $x \approx 440$  mm ein weiteres Ablösegebiet, wonach eine weitere Struktur aus Ablöse- und Wiederanlegestoß entsteht, die über den weiteren Verlauf des Isolators immer stärker verschmiert.

Für die Version mit der Lippenposition von  $x_L = 340$  mm ist deutlich zu erkennen, dass der zweite Rampenstoß unter die Lippe des Einlaufs läuft. Wie die Schlierenaufnahmen der übrigen Versuche zeigen, trifft dieser Stoß bei  $x_L = 375$  mm auf die Schneide der Lippe. Somit gibt es zwei Stoßstrukturen, die von der Haube zur Rampenoberfläche gehen, zum einen der Lippenstoß und zum anderen die Reflexion des zweiten Rampenstoßes, nachdem dieser mit der Haube interagiert hat. Auch wenn dieser Bereich im Schlierenbild nicht gut aufgelöst wird, kann man davon ausgehen, dass eine kleine Ablöseblase durch diese Interaktion entsteht, da eindeutig die Strukturen des Ablöse- und Wiederanlegestoßes sichtbar sind. Der Lippenstoß ist bei dieser Konfiguration zumindest in Teilen schwächer. Die Vorstoßmachzahl ist in dem Bereich, der den zweiten Rampenstoß nicht passiert hat, zwar deutlich höher, dies wird jedoch durch den erheblich niedrigeren Umlenkwinkel ausgeglichen. Die im Vergleich zu anderen Konfigurationen deutlich geringeren Schwankungen in den Wanddruckverläufen, die von dieser Stoßstruktur verursacht werden, bestätigen dies. Zwischen dem Lippenstoß und dem Rampenstoß gibt es eine klassische Stoß-Stoß-Wechselwirkung, von dessen Tripelpunkt eine Scherschicht ausgeht.

Die durch den Lippenstoß auf der Rampe induzierte Ablöseblase ist in diesem Fall viel kleiner. Sie beginnt zwar immer noch bei etwa  $x = 390$  mm, erstreckt sich jedoch nur bis  $x = 400$  mm. Wie schon

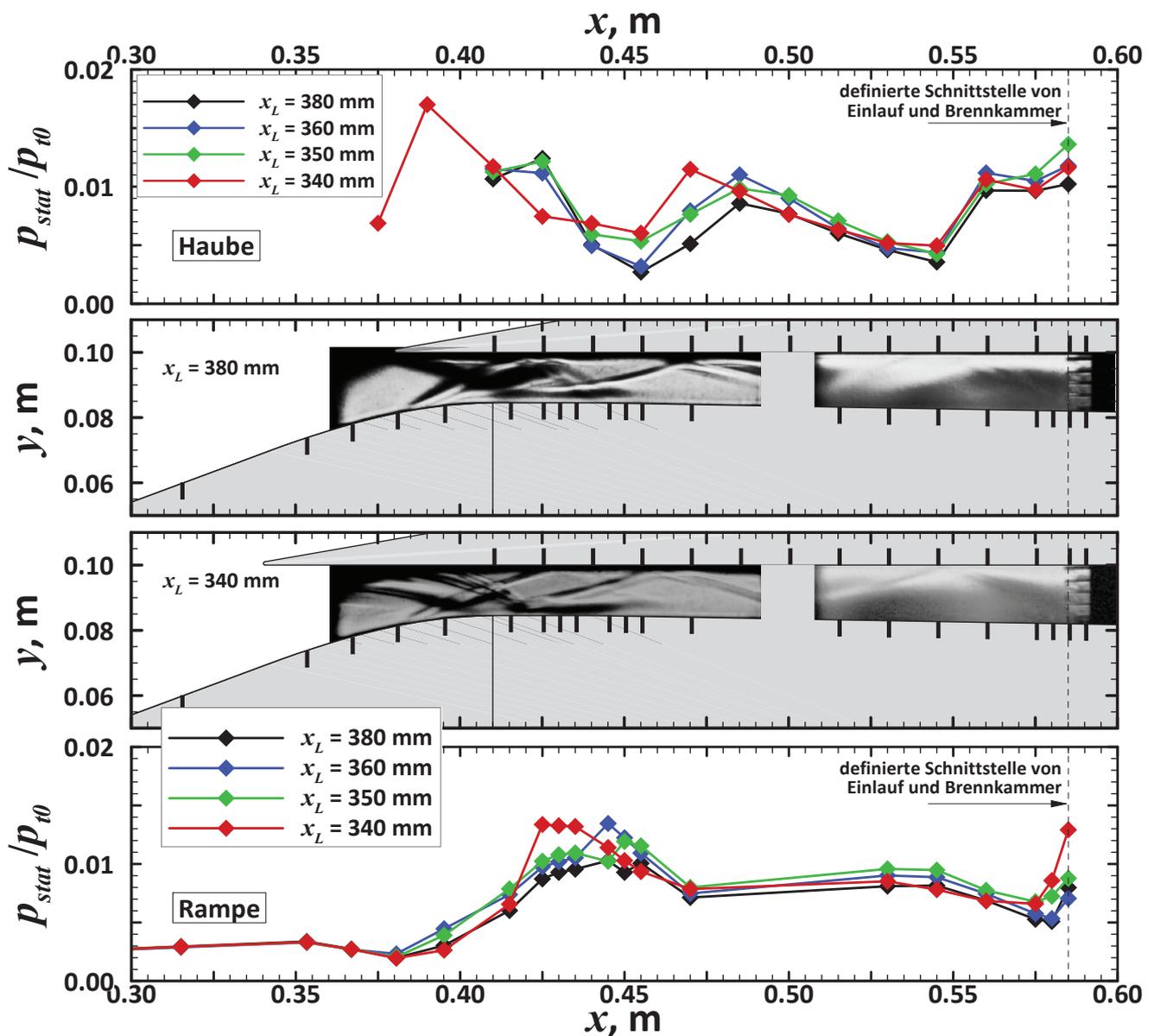


Abb. 5.5: Wanddruckverläufe und Schlierenbilder für unterschiedliche Lippenpositionen bei der 2D-Konfiguration

in Abschnitt 5.2 erläutert, liegt dies zum einen an der geringeren Stärke des Lippenstoßes und zum anderen daran, dass der Stoß weiter stromauf auf die Rampenoberfläche trifft und die Strömung dort noch nicht so stark relaminarisiert ist. Das bedeutet, dass die Strömung umso anfälliger für Ablösung wird, je weiter stromab man sich bewegt und die Relaminarisierung fortschreitet. Für  $x_L = 340$  mm ist die Ablösung durch den Lippenstoß folglich am geringsten ausgeprägt, was auch durch die Schlierenbilder für die übrigen Lippenpositionen bestätigt wird. Dies ist auch daran ersichtlich, dass die durch den Lippenstoß verursachte Stoßstruktur, nachdem sie bei  $x = 430$  mm an der Haubenoberfläche reflektiert wird und anschließend mit der Stoßstruktur des zweiten Rampenstoßes interagiert, nicht mehr sichtbar ist. Die durch den zweiten Rampenstoß erzeugte Stoßstruktur hingegen kann über die gesamte Länge des Isolators ausgemacht werden.

Die Wanddruckverläufe spiegeln die Beobachtungen aus den Schlierenbildern sehr gut wider, wobei auch die Erkenntnisse aus den Verdichtungsverhältnissen zeigen, dass der Einfluss der Innenkontraktion auf die Druckwerte insgesamt eher gering ist und weder qualitativ noch quantitativ starke Änderungen zu verzeichnen sind. Dennoch lassen sich besonders anhand der Spitzen in den Druckverteilungen die Aus-

wirkungen auf die Bereiche der Stoß-Grenzschicht-Interaktionen sehr gut nachvollziehen. Für  $x_L = 340$  mm zeigt sich, wie schon erwähnt, dass der Lippenstoß deutlich schwächer ist als in den anderen Fällen. Die Sprünge in den Bereichen der Druckverläufe, in denen diese Stoßstruktur auf eine der Wände trifft, z.B. bei  $x = 425$  mm oder  $x = 390$  mm, sind vor allem auch deutlich geringer als diejenigen, die durch den 2. Rampenstoß bewirkt wird. Dies zeigt beispielsweise der große Sprung beim zweiten Druckmesspunkt der Haube ( $x_L = 390$  mm) oder bei dem Punkt, an dem die Reflexion des 2. Rampenstoßes wieder auf der unteren Wand auftritt ( $430$  mm  $< x < 450$  mm). Dabei ist jedoch zu beachten, dass in diesen Bereich auch der Wiederanlegestoß der Ablöseblase fällt, der ebenfalls zu dieser Drucksteigerung beiträgt. Insgesamt bestätigt sich aber die Beobachtung aus der Diskussion der Leistungsparameter, dass sich das allgemeine Druckniveau durch die Verlängerung der Lippe trotz der damit einhergehenden Steigerung des Massenstroms um nahezu 30% kaum ändert. Stärkere Abweichungen gibt es im Halsbereich, da die Strömung dort stark durch die Stoß-Stoß- und Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen beeinflusst wird. Auch zum Ende des Isolators hin gibt es einen stärkeren Einfluss durch die Lippenposition.

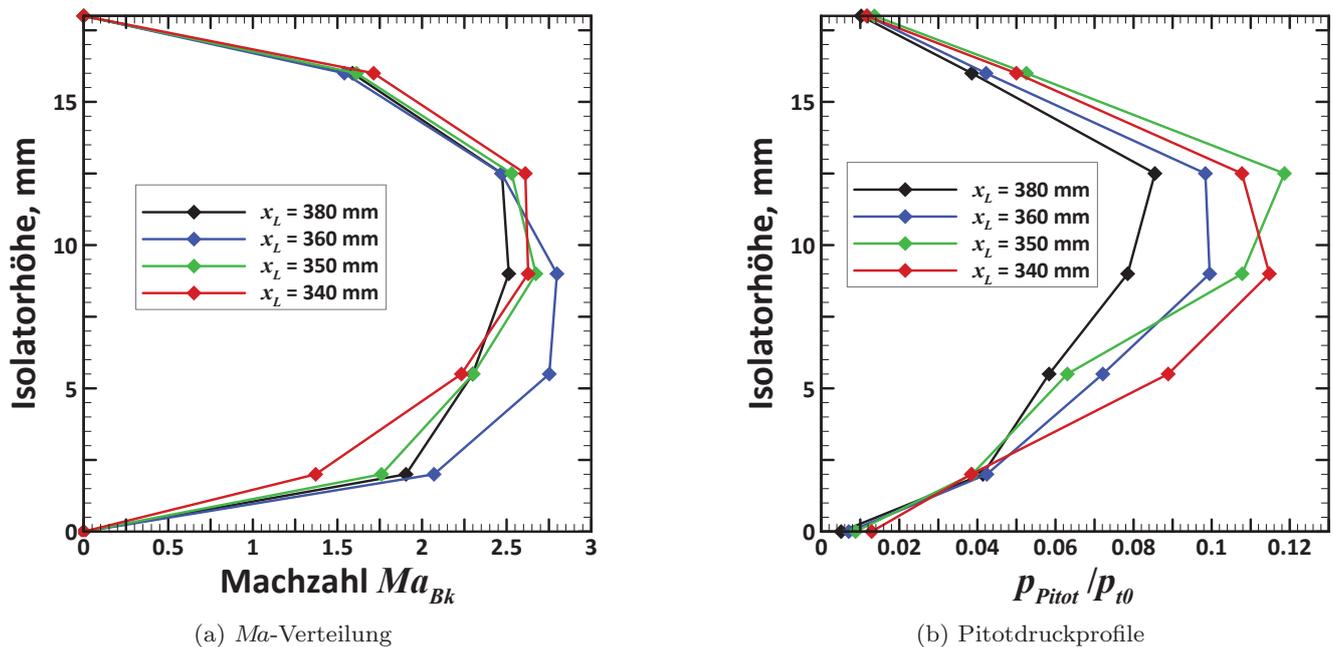


Abb. 5.6: Profile der Machzahl und des Pitotdrucks über die Isolatorhöhe für verschiedene Lippenpositionen beim GK-01-Einlauf ohne Seitenwandkompression

Trotz des geringen Einflusses der Lippenposition auf die statischen Drücke gibt es bei den Pitotdrücken deutlich größere Unterschiede zwischen den verschiedenen 2D-Konfigurationen, wie Abbildung 5.6(b) zeigt. Im mittleren Bereich nehmen die Werte stark zu, während sie in den Gebieten nahe der oberen und unteren Wand relativ konstant bleiben. Die Position des Pitotröhrchens, an dem jeweils der Maximalwert auftritt, variiert dabei mehrere Male (dies trifft auch auf weitere Konfigurationen zu, deren Ergebnisse aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht in den Diagrammen aufgeführt sind). Die Verlängerung der Lippenposition von  $x_L = 360$  mm auf  $350$  mm bewirkt eine starke Zunahme des Pitotdrucks im oberen Teil einhergehend mit einem gleichzeitigen Absinken im unteren Teil. Bei weiterer Reduzierung der Lippenposition zu  $x_L = 340$  mm ist das genaue Gegenteil zu beobachten: im mittleren und unteren Bereich steigt der Pitotdruck erheblich an, während er in der oberen Hälfte fällt. Dieses Verhalten ist ein Indiz für laterale Verschiebungen der Stoß-Strukturen aufgrund der Änderung der Lage und Stärke des Lippenstoßes und des eventuellen Einfangens des zweiten Rampenstoßes, wodurch sich insbesondere auch die Fälle der Stoß-Stoß- und Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen ändern.

In den Machzahlprofilen in Abbildung 5.6(a) schlagen sich diese Entwicklungen nicht in der gleichen Weise nieder. In der oberen Hälfte gibt es keine nennenswerten Auswirkungen durch die Lippenposition. In der

Mitte und dem unteren Bereich sind diese jedoch zum Teil sehr groß. Auch dies ist auf die Verschiebungen der Stoßstrukturen zurückzuführen. Auch wenn sich, wie bereits erläutert, allgemein keine großen Änderungen durch die Lippenposition auf die Wanddrücke ergeben, wird nun deutlich, dass die Wanddrücke zum Ende des Isolators hin doch Einflüsse durch die Lippenposition aufweisen, die groß genug sind, dass die Machzahlverteilungen, die aus dem Verhältnis von Pitot- und statischen Drücken gewonnen werden, nicht direkt die Entwicklungen der Pitotdrücke widerspiegeln. Im oberen Bereich entwickeln sich die statischen Drücke demnach gegenläufig zum Pitotdruck, wodurch sich die Machzahl kaum ändert. Im unteren Bereich bewirkt für  $x_L = 360$  mm die Zunahme des Pitotdrucks bei gleichzeitigem Abfall des statischen Drucks eine deutliche Zunahme der Machzahl. Bei den Lippenpositionen  $x_L = 350$  mm und  $340$  mm hingegen werden die Steigerungen des Pitotdrucks durch jeweils entsprechende Erhöhungen beim statischen Druck so ausgeglichen, dass die Machzahl nicht steigt oder sogar abfällt.

### 5.4.3 Vergleich der unterschiedlichen Seitenwandkompressionen

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit dem direkten Einfluss der verschiedenen Arten der Seitenwandkompression. Dazu werden die Grundkonfiguration mit  $x_L = 380$  mm und die Lippenposition  $x_L = 360$  mm verwendet, da an diesem Punkt zumindest eine der Konfigurationen mit externer Seitenwandkompression noch funktioniert. Abbildung 5.7 zeigt zunächst die Wanddruckverläufe entlang der Mittellinie des Einlaufs für die Grundkonfiguration.

#### Grundkonfiguration mit $x_L = 380$ mm

Hier zeigt sich, dass lediglich die interne Seitenwandkompression bedeutsame Auswirkungen auf die Druckwerte hat. Für die Lippenposition von  $x_L = 380$  mm wurde diese bereits von Häberle untersucht [89, 90]. Die dabei erzielten Ergebnisse konnten mit hoher Übereinstimmung reproduziert werden. Es zeigten sich die gleichen Auswirkungen: Ein starker Stromauf-Effekt, verursacht durch die Wechselwirkung der Verdichtungsstöße der Seiteneinsätze mit den Grenzschichten an der oberen und unteren Wand, bewirkt, dass sich die Ablöseblase im Halsbereich vergrößert und stromauf verschiebt. In Anbetracht der Kompressionswinkel der internen Seiteneinsätze und der daraus zu erwartenden Stoßwinkel wäre

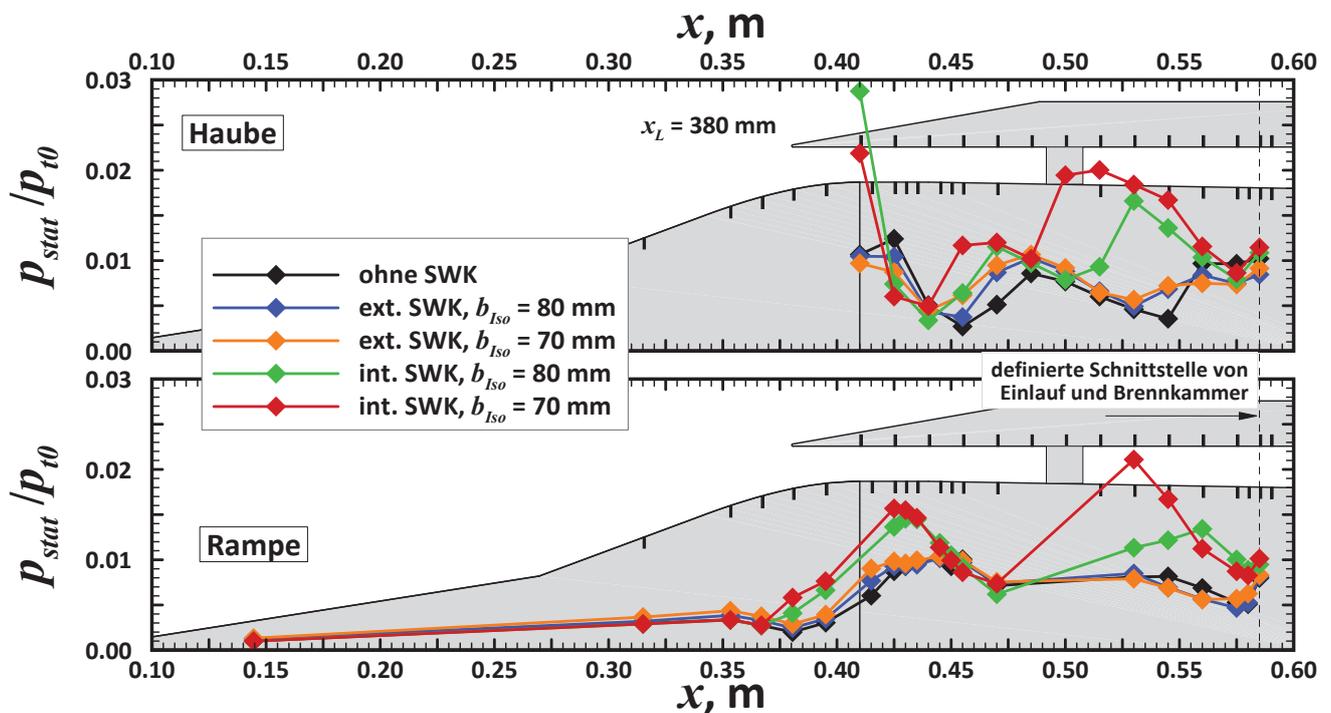


Abb. 5.7: Vergleich der unterschiedlichen Arten der Seitenwandkompression für die Lippenposition  $x_L = 380$  mm

eigentlich erst deutlich weiter stromab, ab etwa  $x > 500$  mm, mit einer Druckerhöhung durch die Seitenwandkompression zu rechnen. Durch diese Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung wird auch die Interaktion auf der Haubenseite beeinflusst, woraus die deutlich erhöhten Druckwerte beim ersten Druckmesspunkt der Haube resultieren. Dabei ist es augenscheinlich so, dass sich für  $b_{Iso} = 70$  mm, wo der Effekt der Wechselwirkung durch die Seitenwandstöße stärker ist, wie die höheren Druckwerte auf der Rampe zeigen, der Bereich der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung auf der Haube auch stärker stromauf und somit über den ersten Druckmesspunkt hinaus verschiebt, woraus sich dann der niedrigere Druckwert für diese Konfiguration im Vergleich zu  $b_{Iso} = 80$  mm ergibt. Auch die Druckerhöhung bei  $450 \text{ mm} < x < 470 \text{ mm}$ , die durch das Auftreffen des Wiederanlegestoßes der Ablöseblase auf die Haubenoberfläche verursacht wird, ist gegenüber dem 2D-Fall stromauf verschoben. Direkt durch die zusätzliche Kompression der Seiteneinsätze wird der Druck erst im hinteren Isolatorbereich, ab  $x > 500$  mm, gesteigert. Dabei gibt es zunächst eine kräftige Steigerung, die bei  $b_{Iso} = 70$  mm stärker ausfällt und sich aufgrund der größeren Konvergenzwinkel der Seiteneinsätze ( $\delta_{SW} = 9,45^\circ$  im Vergleich zu  $\delta_{SW} = 6,35^\circ$ ) früher auswirkt als bei  $b_{Iso} = 80$  mm. Nach dieser starken Erhöhung sinkt der Druck, unter anderem durch die Expansion am Ende des konvergierenden Teil der Seiteneinsätze, wieder ab, bleibt aber zum Isolatoraustritt hin auf beiden Wänden auf einem höheren Niveau als im 2D-Fall. Insgesamt treten in diesem Bereich starke dreidimensionale Wechselwirkungen auf, wodurch eine genaue Interpretation der Strömungsstruktur mit den vorhandenen Messdaten schwierig ist.

Bei zusätzlicher externer Seitenwandkompression sind die Auswirkungen auf die Wanddruckverläufe deutlich schwächer ausgeprägt, trotz der bereits erwähnten enormen Änderungen der Strömungstopologie im externen Bereich. Bis auf zwei Bereiche an der Haube, in denen der Einfluss durch die Lippenposition etwas größer ist, sind die Verläufe für externe Seitenwandkompression dem für den 2D-Fall sehr ähnlich. Durch die Seitenwandstöße sind bereits im externen Bereich kleine Drucksteigerungen von bis zu 30% zu erkennen. Im Halsbereich steigt dieser Wert auf bis zu 50%. Dies liegt jedoch nur darin begründet, dass sich die Ablöseblase, die durch die Wechselwirkung der Grenzschicht der unteren Wand mit dem Lippenstoß verursacht wird, stromauf bewegt und etwas vergrößert, so dass der Druckanstieg bereits früher stattfindet. Dies kommt daher, dass die Vorstoßmachzahl des Lippenstoßes durch den Einfluss der Seitenwandkompression verringert wird und sich der Stoßwinkel dadurch erhöht. Auch nimmt dadurch die Stärke des Stoßes ab, wodurch das maximale Druckniveau, das im Interaktionsgebiet erreicht wird, für beide Fälle der externen Seitenwandkompression auf dem gleichen Level liegt wie das der 2D-Konfiguration. Auf der Haubenseite resultiert daraus ein geringerer Druckzuwachs nahe der Lippe. Im weiteren Verlauf des Isolators ergeben sich nur sehr mäßige Änderungen. An der unteren Wand gibt es nur zum Ende des Isolators hin ein paar geringe Abweichungen, ansonsten sind die Verläufe nahezu identisch. Auf der Haubenseite sind etwas ausgeprägtere Diskrepanzen vorhanden, vor allem ist der Druckanstieg durch die Interaktion mit dem Wiederanlegestoß der Ablöseblase ebenfalls stromauf verschoben. Zum Ende des Isolators hin ist die Druckerhöhung weniger stark als im 2D-Fall, so dass der Druck in der Schnittstelle zur Brennkammer bei externer Seitenwandkompression niedriger liegt. Insgesamt sind in den Wanddruckverläufen jedoch keine fundamentalen Änderungen der Strömungsstruktur bei externer Seitenwandkompression sichtbar. Dies ist ein Indiz dafür, dass die Strömung in diesem Bereich keinen ausgeprägten dreidimensionalen Wechselwirkungen unterworfen ist und sich die starken Änderungen der Strömungstopologie im Bereich der externen Rampen nicht in den internen Strömungskanal fortpflanzen.

Tendenziell zeigen alle Konfigurationen, dass der Druck zum Brennkammereintritt hin ansteigt. Es ist jedoch schwierig zu beurteilen, ob sich dies auch fortsetzt, da stromab zwar noch Druckmesspunkte vorhanden sind, es jedoch nicht ausgeschlossen werden kann, dass die Werte dort bereits vom Pitotrechen beeinflusst werden. Dennoch lässt sich mutmaßen, dass eine Stromab-Verschiebung des Brennkammereintritts einen höheren Brennkammerdruck bringen würde.

Abbildung 5.8 zeigt für den Vergleich des Einflusses der unterschiedlichen Konfigurationen der Seitenwandkompression die Pitotdruck- und Machzahlprofile am Isolatorende. Weiterhin zeigen die Diagramme in Abbildung 5.9, welche Auswirkungen die verschiedenen Arten der Seitenwandkompression auf die Homogenität der Strömung über die Breite des Isolators haben. Dazu werden die Kurven für die

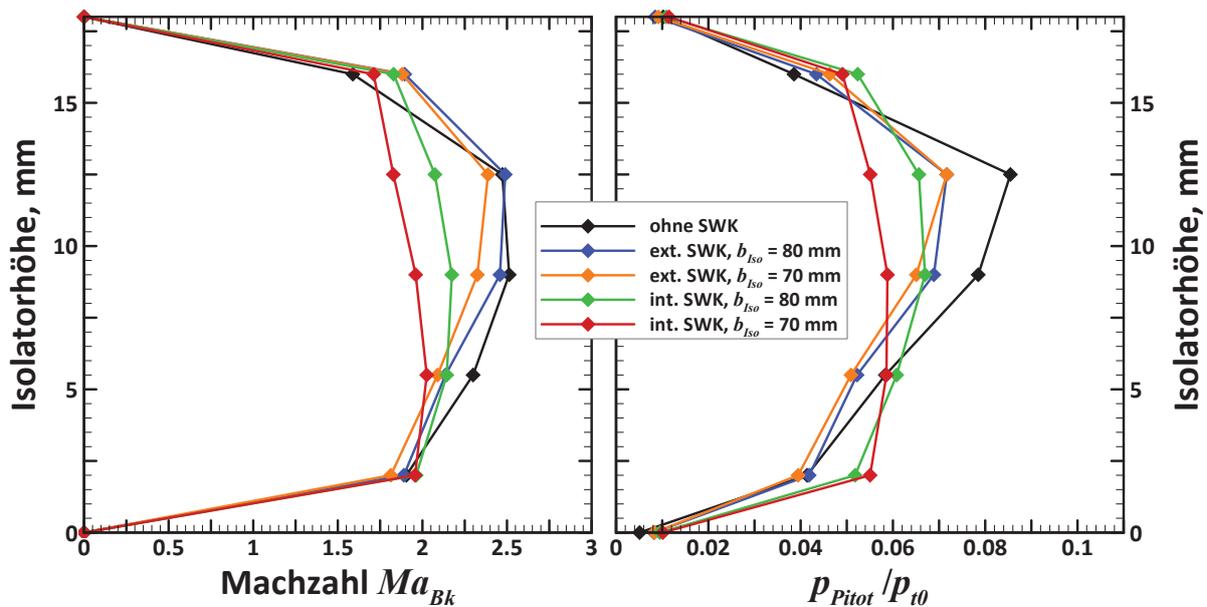
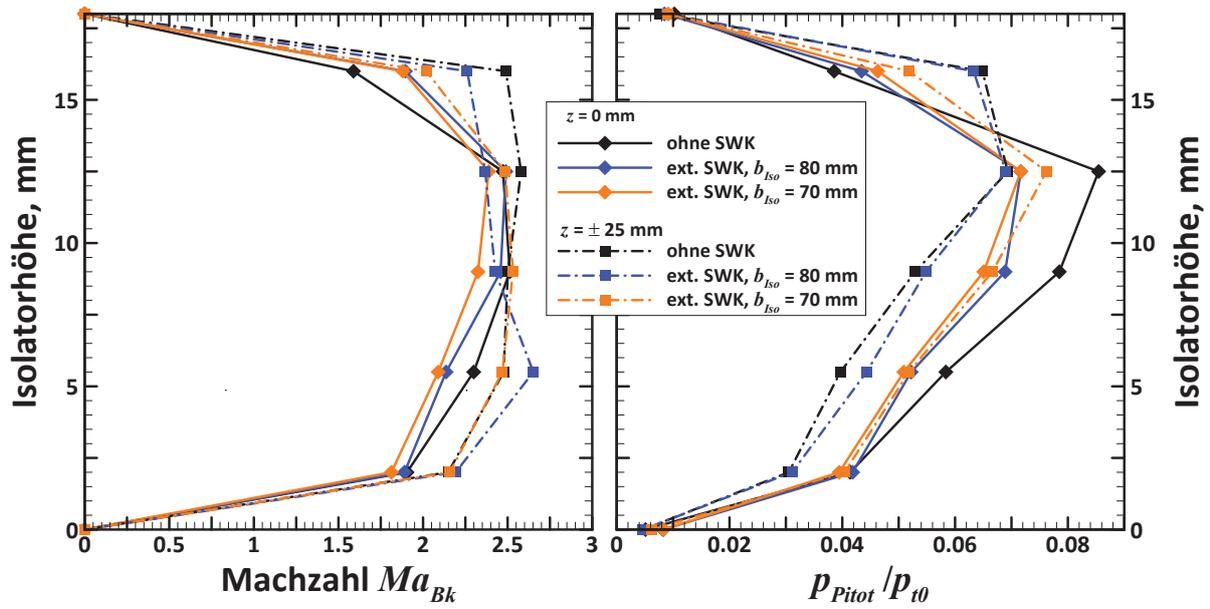


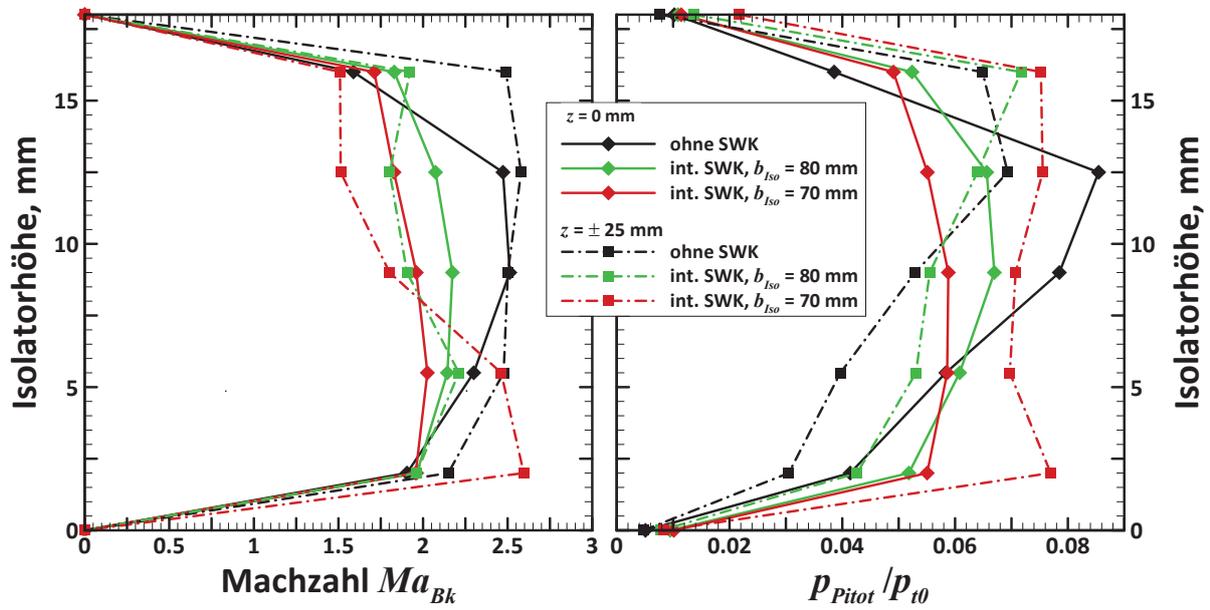
Abb. 5.8: Profile der Machzahl und des Pitotdrucks über die Isolatorhöhe für verschiedene Arten der Seitenwandkompression beim GK-01-Einlauf für die Lippenposition  $x_L = 380$  mm

Pitotdrücke und die Machzahlen in der Symmetrieebene bei  $z = 0$  mm mit denjenigen verglichen, für die der Pitotrechen seitlich auf  $z = \pm 25$  mm verschoben war (dargestellt ist der Mittelwert aus der Messung auf beiden Seiten der Symmetrieebene analog zur Darstellung der Wanddrücke der Querschnitte mit radial verteilten Druckbohrungen beim GK-3D-Modell, vergleiche Abbildung 4.17). Dabei sind die Machzahlprofile sehr viel weniger aussagekräftig als die Pitotdrücke, werden aber dennoch berechnet und dargestellt. Da beim GK-01-Modell nur ein reiner Pitotrechen zur Verfügung steht, müssen zur Ableitung der Machzahl weiterhin die Messwerte der Wanddruckbohrungen in der Symmetrieebene verwendet werden. Dabei ist aufgrund des großen Abstands zwischen den Pitotröhrchen und den Druckbohrungen, und auch in Anbetracht der zu erwartenden erhöhten Inhomogenität der Strömung, gerade auch in  $z$ -Richtung, eine deutliche Abnahme der Verlässlichkeit der präsentierten Werte zu beachten. Aus diesem Grund konzentriert sich die Diskussion der Ergebnisse auf die direkt gemessenen Pitotdrücke.

Die Pitotdrücke in Abbildung 5.8 sind für beide Fälle mit interner Seitenwandkompression gleichmäßiger über die Isolatorhöhe verteilt als beim 2D-Fall, welcher von allen fünf Konfigurationen die größten Variationen zeigt. Noch gleichmäßiger präsentieren sich die daraus abgeleiteten Machzahlen. Besonders für  $b_{Iso} = 70$  mm verändert sich diese über die Höhe des Isolators nur sehr geringfügig. Für externe SWK sind die Verläufe noch näher am 2D-Fall. Hier fällt auf, dass sich die beiden untersuchten Isolatorbreiten von  $b_{Iso} = 80$  mm und  $70$  mm nur minimal voneinander unterscheiden. Die Werte steigen bei diesen Konfigurationen zwischen dem obersten und dem zweiten Pitotröhrchen von oben sehr stark an und erreichen an diesem zweiten Pitotröhrchen den Maximalwert. Danach sinken die Werte zur unteren Wand hin relativ gleichmäßig ab. Die Werte des untersten und obersten Pitotröhrchens liegen jeweils in etwa auf dem gleichen Niveau (zu beachten ist bei den dargestellten Diagrammen, dass die jeweils obersten und untersten Punkte der Kurven nicht die Werte der obersten und untersten Pitotröhrchen, sondern der dort gemessenen Wanddrücke darstellen). In den Machzahlen schlägt sich diese ungleichmäßige Pitotdruckverteilung nur in sehr geringem Maße nieder. Hier sind die Werte insgesamt gleichmäßiger über die Isolatorhöhe verteilt. Dennoch ist die Strömung des 2D-Einlaufs und bei den Fällen mit externer Seitenwandkompression inhomogener über die Höhe des Isolators als bei interner SWK. Dies ist überraschend, da zu erwarten gewesen wäre, dass sich die dreidimensionalen Effekte stärker auswirken, wenn sie erst im internen Bereich des Einlaufs induziert werden.



(a) externe Seitenwandkompression



(b) interne Seitenwandkompression

Abb. 5.9: Vergleich der Pitotdruck- und Machzahlprofile in der Symmetrieebene ( $z = 0$  mm) und seitlich verschoben um  $z = \pm 25$  mm

In Bezug auf die Homogenität der Strömung über die Breite des Isolators zeigt sich jedoch, dass diese durchaus stark von den internen Seitenwandeinsätzen beeinträchtigt wird, wie sich vor allem anhand der Pitotdruckverteilung in Bild 5.9(b) nachvollziehen lässt. Dabei ergeben sich über die gesamte Höhe des Einlaufs deutliche Abweichungen der Werte bei  $z = \pm 25$  mm gegenüber denen auf der Mittellinie. Für  $b_{Iso} = 70$  mm liegen die Werte über die gesamte Isolatorhöhe bei  $z = \pm 25$  mm deutlich über denen in der Mittellinie. Die größte Diskrepanz ergibt sich für den Wert am obersten Pitotröhrchen, wo der Druck bei  $z = \pm 25$  mm um etwa 50% über dem auf der Mittellinie liegt. Im übrigen Bereich sind die Abweichungen geringer, da, ausgehend von oben, die Werte bei  $z = 0$  mm nach unten zunächst zu- und bei  $z = \pm 25$  mm abnehmen. Am untersten Pitotröhrchen nimmt die Diskrepanz jedoch wieder deutlich zu. Für  $b_{Iso} = 80$  mm sind die Abweichungen an den einzelnen Punkten geringer, die Verläufe an sich

jedoch stark unterschiedlich. Bei  $z = \pm 25$  mm ist der Pitotdruck am obersten Messpunkt am höchsten und nimmt von dort ausgehend stetig ab. Der Verlauf auf der Mittellinie hingegen ist über die Höhe nahezu symmetrisch, was dazu führt, dass die Beträge im oberen Bereich niedriger und in der Mitte und dem unteren Bereich höher liegen als diejenigen bei  $z = \pm 25$  mm.

Bei externer Seitenwandkompression machen sich die 3D-Effekte über die Breite hinweg weniger stark bemerkbar. In der Ebene mit  $z = \pm 25$  mm ist es jedoch nicht mehr so, dass die Verläufe für beide Isolatorbreiten fast identisch sind. In dieser Ebene stimmt der Verlauf für  $b_{Iso} = 80$  mm mit dem des 2D-Einlaufs fast komplett überein. Demhingegen gibt es für  $b_{Iso} = 70$  mm fast keine Unterschiede zwischen den gemessenen Werten in den beiden Ebenen. Die Schwankungen sind sehr gering und liegen bei maximal 10%.

Bemerkenswert ist bei diesen Messungen außerdem, dass auch im Fall des 2D-Einlaufs mitnichten eine homogene Strömung über die Breite vorliegt, sondern vielmehr bei dieser Konfiguration die Diskrepanzen zwischen den Werten in der Mitte und denjenigen, die seitlich verschoben bei  $z = \pm 25$  mm gemessen wurden, mit am höchsten sind. Einzig bei interner SWK und  $b_{Iso} = 70$  mm sind die Variationen des Pitotdrucks über die Breite ähnlich stark. Allerdings sind bei dieser Konfiguration die Änderungen über die Isolatorhöhe sehr viel kleiner - im 2D-Fall gibt es sowohl über die Höhe als auch die Breite des Einlaufs enorme Schwankungen im Pitotdruck und somit ist die Strömung hier am wenigsten homogen.

### Verlängerung der Lippe auf $x_L = 360$ mm

In Graphik 5.10 sind die Wanddruckverläufe für die unterschiedlichen Arten der Seitenwandkompression bei Verlängerung der Lippe um 20 mm auf  $x_L = 360$  mm zu sehen. Die Konfiguration mit externer SWK und  $b_{Iso} = 70$  mm fehlt dabei, weil der Einlauf nicht mehr startete.

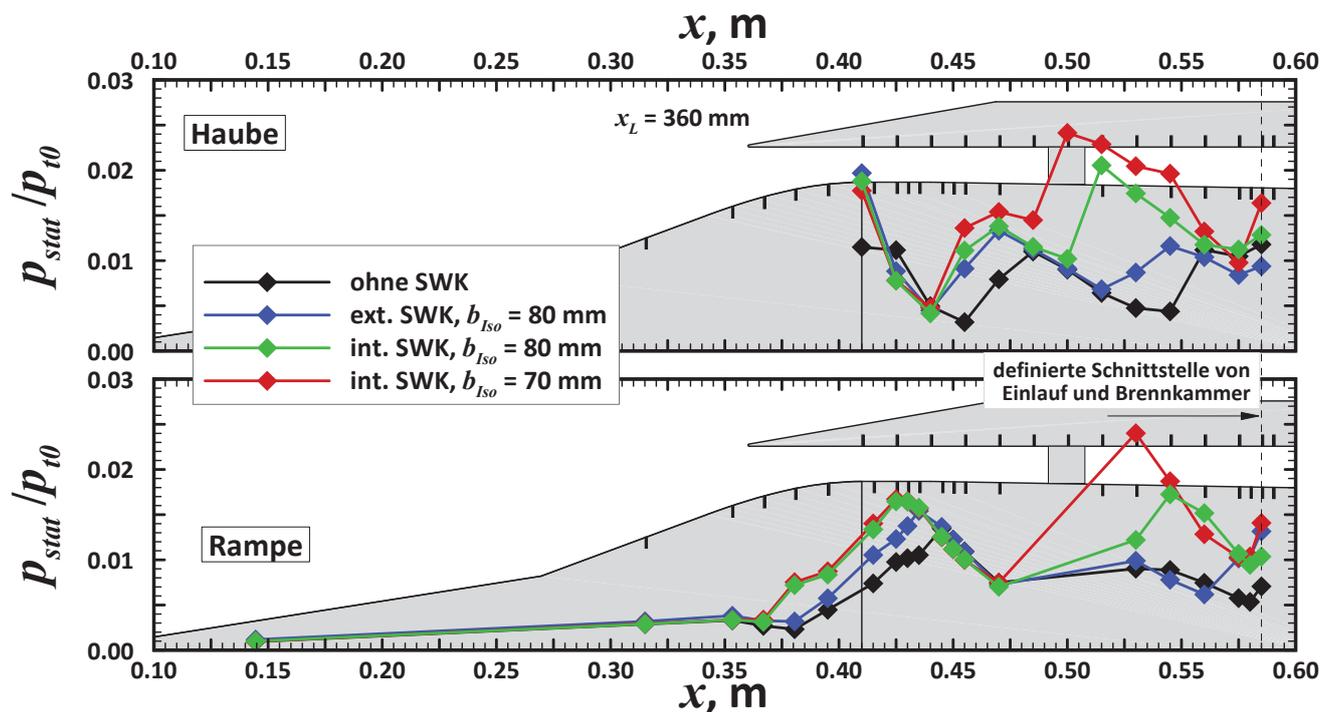


Abb. 5.10: Vergleich der unterschiedlichen Arten der Seitenwandkompression für die Lippenposition  $x_L = 360$  mm

Für die 2D-Version wurde in Abschnitt 5.4.2 bereits erkannt, dass sich die Wanddruckverläufe relativ wenig bei Verlängerung der Einlauflippe ändern und sich dementsprechend auch keine nennenswerte Steigerung beim Verdichtungsverhältnis  $\Pi_{st}$  ergibt (siehe Graphik 5.2(a)). Für alle drei Konfigurationen mit Seitenwandkompression wurde das Verdichtungsverhältnis durch die Verlängerung der Lippe auf  $x_L = 360$  mm

jedoch deutlich gesteigert. Die Wanddruckverläufe zeigen nun, dass sich auch bei den Fällen mit Seitenwandkompression nur geringe Änderungen qualitativer Art ergeben, aber die Druckschwankungen über die Verläufe der einzelnen Konfigurationen hinweg größer sind. Dadurch sind auch die Diskrepanzen zum Fall ohne SWK größer, woraus dann auch die im Endeffekt höheren Steigerungen der Verdichtungsverhältnisse bei Anwendung der Seitenwandkompression resultieren. Auf der Rampenseite sind die Diskrepanzen bereits im Halsbereich deutlich höher, auch bei den Fällen mit interner SWK. Das heißt, dass auch der Stromauf-Effekt der 3D-Einsätze im internen Bereich durch die längere Haube beeinflusst wird. Nahe der Schneide der Haube liegen die Druckwerte für interne SWK jedoch niedriger. Dies könnte daran liegen, dass bei  $x_L = 360$  mm der zweite Rampenstoß bereits von der Lippe eingefangen wird und sich durch die dort entstehende Ablösung aufgrund der Stoß-Grenzschicht-Interaktion und der Wechselwirkung mit dem Stromauf-Effekt der Seiteneinsätze diese niedrigeren Werte ergeben. Für den Fall der externen SWK, bei dem kein derartiger Stromauf-Effekt vorhanden ist, bewirkt die Stoß-Grenzschicht-Interaktion des zweiten Rampenstoßes einen deutlichen höheren Druckwert nahe der Lippe. Über den weiter stromab liegenden Bereich gibt es sonst nur geringfügige Auswirkungen durch die unterschiedliche Lippenposition, wobei die größte Änderung darin liegt, dass die Druckerhöhung bei  $x = 530$  mm für die interne Seitenwandkompression mit  $b_{Iso} = 80$  mm stromauf verschoben ist. Für den 70 mm-Fall ist zum Ende des Isolators hin bei  $x_L = 360$  mm ein deutlich größerer Druckanstieg zu verzeichnen. Daher ist die Steigerung des Druckverhältnisses  $\Pi_{st}$  in Abbildung 5.2(a) für diese Konfiguration auch beträchtlich größer als bei den anderen Konfigurationen.

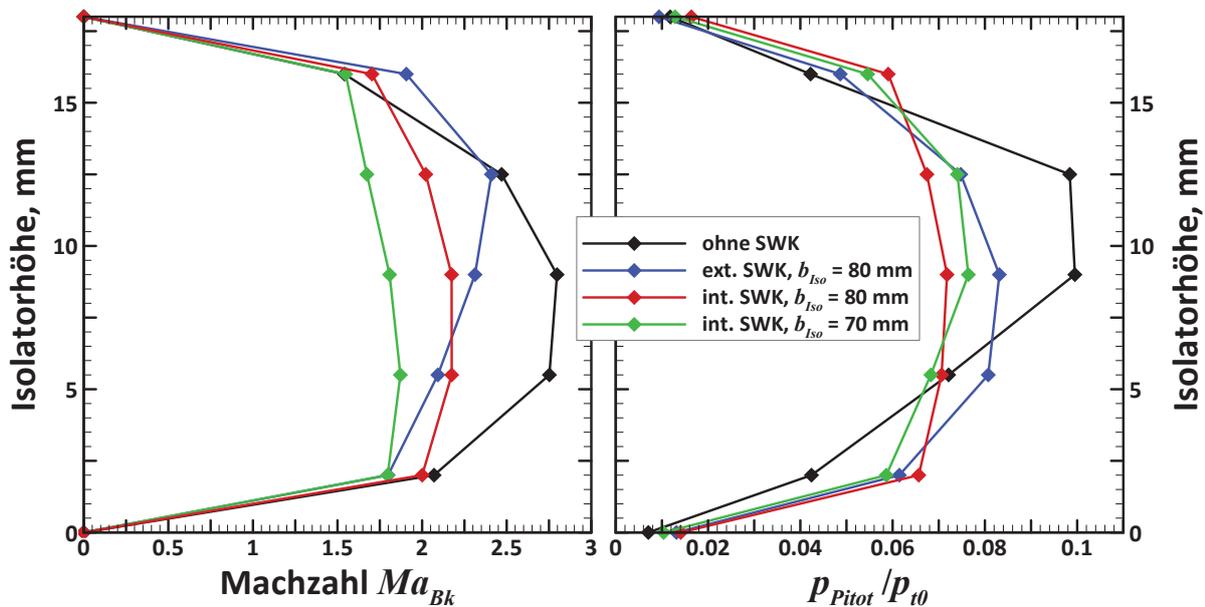


Abb. 5.11: Profile der Machzahl und des Pitotdrucks über die Isolatorhöhe für verschiedene Arten der Seitenwandkompression beim GK-01-Einlauf für die Lippenposition  $x_L = 360$  mm

Analog zu den geringfügigen Änderungen bei den Wanddruckverläufen ist auch der Einfluss der Lippenposition auf die Pitotdruck- und Machzahlprofile klein, wie Abbildung 5.11 zeigt. Aufgrund der höheren Verdichtung liegen die Machzahlen bei den Fällen mit SWK niedriger. Der im Vergleich zu den anderen Konfigurationen größere Abfall der Machzahl für die Konfiguration mit interner SWK und  $b_{Iso} = 70$  mm spiegelt abermals die höhere Steigerung des Verdichtungsverhältnisses für diese Konfiguration wider. Wie bereits bei  $x_L = 380$  mm ist die Strömung über die Höhe des Isolators weiterhin für beide Fälle mit interner SWK deutlich homogener als im 2D-Fall oder dem mit externer SWK. Auch hier spielt es offenbar keine Rolle, dass erst im internen Bereich des Isolators dreidimensionale Effekte induziert werden.

## 5.5 Schlussfolgerungen der Voruntersuchungen

Für die Auslegung des 3D-Einlaufs konnte aus den Voruntersuchungen geschlossen werden, dass eine Kombination aus einer Doppelrampe und konvergierenden Seitenwänden sehr unvorteilhaft ist, da durch die komplizierten dreidimensionalen Wechselwirkungen der Stöße und Grenzschichten starke Wirbelstrukturen und große Ablösegebiete induziert werden können. Weiterhin konnte durch die Erhöhung der Innenkontraktionsverhältnisse eine deutliche Steigerung der Effizienz in Form des Totaldruckrückgewinns und des Wirkungsgrades der kinetischen Energie erzielt werden. Bei den Konfigurationen mit Seitenwandkompression war zudem eine deutliche Steigerung des Verdichtungsverhältnisses durch Erhöhung des eingefangenen Massenstroms möglich.

Dabei wurde in Kauf genommen, dass der zweite Rampenstoß von der Lippe eingefangen wird und aufgrund der Ablösung, die durch dessen Interaktion mit der Grenzschicht der Haube entsteht, die Betriebsstabilität des Einlaufs mindert. Wie sich zeigte, hat dies jedoch in den Fällen ohne und bei interner Seitenwandkompression keine nachteiligen Auswirkungen und ist somit tolerierbar. Die Fälle der externen Seitenwandkompression zeigten dem hingegen, dass dies nur gilt, solange das Starten des Einlaufs gesichert ist und dass diesem Punkt besonders Augenmerk gewidmet werden muss.

# 6 Ergebnisse der Untersuchungen mit dem 3D-Einlauf GK-3D

## 6.1 Versuchsbedingungen und Versuchsablauf

In Anbetracht der Trajektorienberechnungen für eine mögliche Flugmission wurden für die Windkanalversuche zwei Bedingungen ausgewählt, die einen Flug bei  $Ma = 7$  in  $H = 30$  km bzw. 25 km simulieren sollen. Unter Beachtung der Mach- und Reynoldszahl-Ähnlichkeit [15] wurden die in Tabelle 6.1 gelisteten Bedingungen ausgewählt. Neben diesen beiden Kriterien sollte auch das Verhältnis von Wand- zu Totaltemperatur  $T_w/T_{t0}$  des Flugfalls bei den Versuchen möglichst genau reproduziert werden, da insbesondere die Stoß-Grenzschicht-Interaktion sowie eventuelle Ablösung und die Ausbildung der Eckenströmung durch diesen Faktor beeinflusst werden [16, 20, 21]. Dies ist insofern sehr schwierig, als dass einerseits die Wandtemperatur im Flug nicht bekannt sowie über das gesamte Modell hinweg nicht konstant ist (zumal sie auch von den verwendeten Materialien und dem angewandten Kühlkonzept abhängt) und somit lediglich eine Annahme darüber getroffen werden kann. Andererseits unterliegt man auch praktischen Beschränkungen bei der Versuchsdurchführung. Bei den betrachteten Flughöhen und -geschwindigkeiten liegt die Totaltemperatur im Bereich von  $T_{t0} \approx 2400$  K. Geht man nun von Wandtemperaturen im Bereich von  $600 \text{ K} < T_w < 800 \text{ K}$  aus, so liegt das Wandtemperaturverhältnis zwischen  $1/3$  und  $1/4$ . Bei einem Windkanalmodell bei Umgebungstemperatur ( $T_w = 300 \text{ K}$ ) wären also Totaltemperaturen der Windkanalströmung zwischen  $900 \text{ K} < T_{t0} < 1200 \text{ K}$  nötig. Dies ist mit einer Langzeitanlage wie dem H2K jedoch nicht erreichbar. Zudem würde das Windkanalmodell auf Dauer deutlich schneller verschleifen und Schaden nehmen, so dass das geplante Versuchsprogramm nicht in vollem Umfang absolviert werden könnte. Eine Totaltemperatur von  $T_{t0} = 700 \text{ K}$ , welches für die Versuche ein Wandtemperaturverhältnis von  $\frac{T_w}{T_{t0}} = 0,439$  ergibt, stellt daher einen guten Kompromiss dar.

	Bedingung 1	Bedingung 2
entspricht Flughöhe	30 km	25 km
Machzahl $Ma$ , -	7	7
Totaldruck $p_{t0}$ , kPa	790	1750
stat. Druck $p_\infty$ , Pa	190,8	422,7
Totaltemperatur $T_{t0}$ , K	700	700
stat. Temperatur $T_\infty$ , K	64,8	64,8
Einheits-Re $Re_{\infty, l=1 \text{ m}}$ , $10^6 \text{ m}^{-1}$	2,6	5,7

Tab. 6.1: Versuchsbedingungen der Messkampagne mit dem 3D-Einlauf

Da Bedingung 1 den wichtigeren der beiden Trajektorienpunkte darstellt, wurde nur diese verwendet, um das Betriebsverhalten des Einlaufs, insbesondere den Einfluss von Innenkontraktion, Anstell- und Schiebewinkeln in den Unterkapiteln 6.4 und 6.5, zu untersuchen. Lediglich im darauffolgenden Abschnitt 6.6 zur Untersuchung des Einflusses der Reynoldszahl wird Bedingung 2 verwendet, ebenso wie bei der Analyse des Startverhaltens. Durch die Variation der Reynoldszahl wird erforscht, welche Änderungen bei gleicher Flugmachzahl aber in niedrigeren Flughöhen zu erwarten wären. Bei den meisten Versuchen wurden sogenannte Drosselkurven aufgezeichnet. Bei Beginn des Windkanalversuchs befindet sich der Einlauf in der Startkonfiguration. Nach Aufbau der Kanalströmung wird die Haube in die Position für die jeweils gewünschte Innenkontraktion gebracht, gegebenenfalls wird über die Anstellwinkelvorrichtung auch noch der gewünschte Anstellwinkel  $\alpha$  eingestellt (bei den Schiebewinkeluntersuchungen wird der

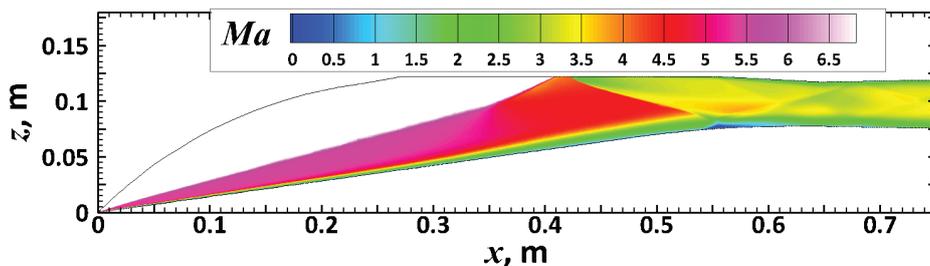
Winkel bereits vor dem Versuch manuell eingestellt). Anschließend wird die Drossel kontinuierlich zugefahren. Während diesem Vorgang erhöht sich der Gegendruck durch die Drossel auf den Einlauf immer weiter, bis irgendwann die Einlaufströmung blockiert (unstart) oder anfängt, zu „brummen“ (siehe Abschnitt 2.3.8).

Mittels dieser Drosselkurven lassen sich der Betriebsbereich und das -verhalten für die jeweiligen Bedingungen bestimmen. Entscheidende Parameter hierbei sind das statische Druckverhältnis, der Totaldruckrückgewinn und das Massenflussverhältnis, das mit der jeweiligen Konfiguration erreicht werden kann. Außerdem ist wichtig, zu betrachten, bis zu welchem maximalen Gegendruck der Einlauf noch stabil arbeitet, da dies die Robustheit des Einlaufs gegenüber Druckschwankungen in der Brennkammer bestimmt.

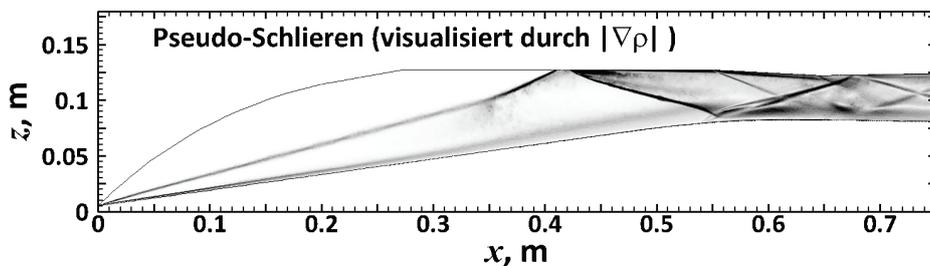
Mittels der Druckmessungen, sowohl der Wanddruck- als auch der statischen und Pitotdruckmessungen mit dem Druckmessrechen, erfolgt anschließend eine genauere Betrachtung des Strömungsfeldes, um die Effekte, die das Betriebsverhalten der jeweiligen Konfiguration beeinflussen, genauer beschreiben zu können.

## 6.2 Erwartete Strömungsstruktur bei den Windkanalversuchen

Die im Rahmen der Auslegung durchgeführten CFD-Simulationen bieten bereits detaillierte Informationen über die Struktur der Einlaufströmung im Flugfall. Auch wenn durch Einhaltung von Ähnlichkeitsparametern versucht wird, den Flugfall so genau wie möglich nachzustellen, ergeben sich vor allem aufgrund von Temperatureffekten Unterschiede zwischen dem Strömungsfeld im Flugfall und im Bodenversuch. Dadurch wird vor allem auch das Transitionsverhalten beeinflusst. Daher wurden im Vorfeld auch CFD-Simulationen bei Windkanalbedingungen durchgeführt, um so genauere Erkenntnisse über das Strömungsfeld zur Unterstützung der Interpretation der experimentellen Ergebnisse zu erlangen. Außerdem wurde so überprüft, wie mit den bei der Auslegung angewandten Methoden die Strömung vorhergesagt werden kann, was bereits in Abschnitt 3.4.3 beschrieben wurde. Hier werden zunächst die wichtigsten Eigenschaften des Strömungsfeldes und die bedeutendsten Unterschiede zum Flugfall erläutert.



(a)  $Ma$ -Verteilung



(b) Pseudo-Schlieren-Visualisierung

Abb. 6.1: Visualisierung der Strömungsstruktur in der Symmetrieebene für die Lippenposition  $x_L = 330$  mm

Im externen Bereich des Einlaufs interagiert der Rampenstoß mit den Seitenwandstößen ähnlich dem in Abschnitt 2.3.6 beschriebenen Modell: Zwischen den Seitenwandstößen und dem Rampenstoß entsteht jeweils ein Brückenstoß, der zusammen mit dem Rampenstoß und den Seitenwandstößen eine Stoßfront bildet (diese Stoßfront wird in den nachfolgenden Kapitel oft auch einfach nur als Rampenstoß bezeichnet, da meistens die Ergebnisse in der Symmetrieebene betrachtet werden). Der Brückenstoß breitet sich stromauf immer weiter aus, bis die Interaktionslinie, an der dieser Stoß mit dem Rampenstoß zusammentrifft, auf die Mittellinie trifft und mit dem von der gegenüberliegenden Seite induzierten Brückenstoß interagiert. Dort verschwindet der Rampenstoß, und die Stoßfront wird V-förmig. Dementsprechend wurde auch die Schneide der Haubenlippe gestaltet, um damit für möglichst unterschiedliche Bedingungen, wie Anstellwinkel oder Machzahlvariationen, trotzdem Shock-on-Lip zu erreichen.

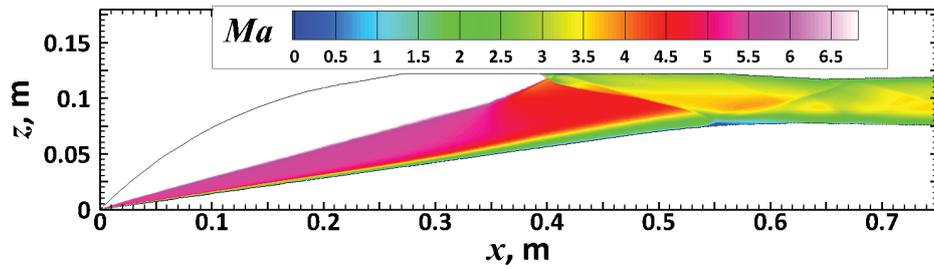
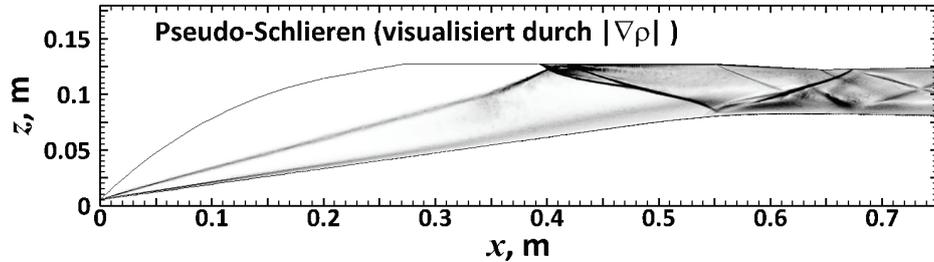
Von den Interaktions-Linien zwischen dem Rampen- bzw. den Seitenwandstößen und dem Brückenstoß wird jeweils ein Stoß zur nächstgelegenen Wand hin reflektiert. Diese verlaufen entlang dieser Interaktionslinien. Für die Stöße auf der Rampe bedeutet das, dass an dem Punkt auf der Symmetrieebene, an dem die beiden Brückenstöße aufeinandertreffen, auch die zur Wand reflektierten Stöße aufeinandertreffen und interagieren. Nach dieser Interaktion sind diese Stöße ziemlich schwach und treffen jeweils etwas weiter stromab in dem Bereich auf die Seitenwände, in dem diese über Expansionsflächen vom konvergierenden Teil des Einlauf in den Isolatorbereich mit konstanter Breite übergeleitet werden. Durch diese Interaktion werden diese ohnehin schwachen Stöße nahezu ausgelöscht, so dass sie im Isolatorbereich nicht mehr auffindbar sind.

Durch die Druckgradienten im externen Bereich des Einlaufs wird über diese Stöße hinweg jeweils ein Wirbel induziert. Dies ist anders als bei einer eckigen Konfiguration, bei der jeweils ein äußerer und innerer Stoß von der Schnittstelle zwischen Rampen- bzw. Seitenwandstoß und Brückenstoß zur Wand hin entsteht und folglich auch eine entsprechend höhere Anzahl an Wirbeln induziert wird. Dies liegt daran, dass die Ecken mit Radien versehen wurden.

An diesem Punkt gibt es nun einen entscheidenden Einflussfaktor. Wie bereits erwähnt, kann der Einlauf durch die bewegliche Haube so angepasst werden, dass für verschiedene Strömungsbedingungen wie unterschiedliche Machzahlen oder Anstellwinkel die Shock-on-Lip-Bedingung erreicht wird. Wie bereits in Abschnitt 2.3.3 erläutert, ist diese Bedingung in der Regel nicht der beste Betriebsfall. Im Gegenteil, vor allem, weil dies den komplizierten Stoß-Stoß-Interaktionsfall vom Edney-Typ IV verursacht, wird dieser als sehr unvorteilhaft betrachtet. In der Regel wird es daher bevorzugt, dass der Rampenstoß an der Haubenlippe vorbeigeht und etwas Spillage erlaubt, um diese Stoß-Stoß-Wechselwirkung zu vermeiden und dadurch ein stabileres Betriebsverhalten zu erreichen.

Andererseits könnte es durchaus auch Vorteile haben, die Lippe so weit stromauf zu fahren, dass die externe Stoßfront des Einlaufs von der Haube eingefangen wird und auf deren Oberfläche trifft. Auf diese Weise könnte eine zusätzliche Aufheizung der Strömung erfolgen, und ein Bereich mit extrem heißer Strömung geschaffen werden, um die Zündung und die Stabilität der Verbrennung zu verbessern. Ähnliche Untersuchungen gibt es auch bei LAPCAT. Welche Strömungsstrukturen sich für diese beiden unterschiedlichen Fälle in der Symmetrieebene ergeben, zeigen die Abbildungen 6.1 und 6.2 anhand der Machzahlverteilungen und Pseudo-Schlieren-Bildern bei Bedingung 1.

Der offensichtlichste Unterschied beider Konfigurationen bei Windkanalbedingung im Vergleich zum Flugfall ist, dass die Grenzschicht im Bereich von  $x \approx 0,55$  m durch die Interaktion mit dem Haubenstoß (im Fall  $x_L = 330$  mm) bzw. dem an der Haube reflektierten Rampenstoß (im Fall  $x_L = 300$  mm) ablöst, wie man anhand der Pseudo-Schlieren-Aufnahme sowie der Machzahlverteilung erkennen kann. Dies liegt an dem im Falle der Windkanalströmung deutlich höheren Wandtemperaturverhältnis  $T_W/T_{i0}$  und der dadurch bedingten dickeren Grenzschicht. Dieses Ablösegebiet ist jedoch nicht sehr groß und lässt keine Probleme hinsichtlich der Windkanalversuche erwarten.

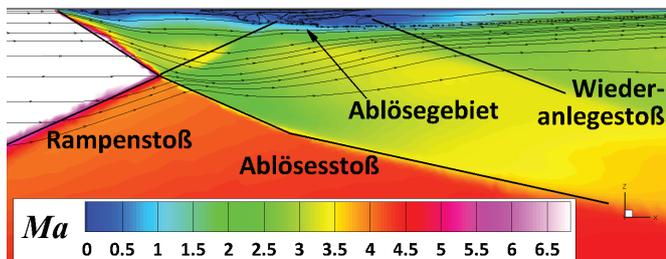
(a)  $Ma$ -Verteilung

(b) Pseudo-Schlieren-Visualisierung

Abb. 6.2: Visualisierung der Strömungsstruktur in der Symmetrieebene für die Lippenposition  $x_L = 300$  mm

Zwischen den beiden verschiedenen Fällen der Strömungsstruktur, also demjenigen Fall, wo der Rampenstoß an der Lippe vorbeigeht und demjenigen, wo der Rampenstoß von der Haube eingefangen wird, ergibt sich der Hauptunterschied in der Art, wie sich die Strömung beim Beginn der Haube ausbildet. Dies wird insbesondere durch die Pseudo-Schlieren-Bilder visualisiert.

Für  $x_L \geq 330$  mm wird prognostiziert, dass der Rampenstoß an der Lippe vorbeigeht. In diesem Fall trifft die parallel zur externen Rampe bzw. den Seitenwänden verlaufende Strömung auf die Lippe, wodurch dort ein Lippenstoß induziert wird. Im zweiten Fall, für  $x_L < 330$  mm, geht der Rampenstoß unter die Lippe. Zumindest in einigen Bereichen trifft die freie Anströmung auf die Lippe, bevor sie durch andere Stöße beeinflusst wird, und ist daher noch parallel zur Lippe. Ein eigentlicher Lippenstoß bildet sich dann nicht aus. Im reibungsfreien Fall würde der Rampenstoß stromab der Einlauflippe auf die Haubenoberfläche treffen, und dort reflektiert werden. Im realen, viskosen Fall jedoch trifft der Stoß auf die direkt hinter der Lippe sehr dünne Grenzschicht. In den CFD-Simulationen wird durch die Stoß-Grenzschicht-Interaktion eine kleine Ablöseblase erzeugt, welche sich stromauf bis zur Schneide der Lippe ausdehnt. Dadurch bildet sich eine Strömungsstruktur mit einem Lambda-Stoß bestehend aus dem Ablöse- und Wiederanlegestoß der durch den Rampenstoß induzierten Ablöseblase. Diese ist in der detaillierten Darstellung der Machzahlverteilung sowie eines Pseudo-Schlieren-Bildes dieses Bereichs in den Abbildungen 6.3(a) und 6.3(b) zu erkennen.

(a)  $Ma$ -Verteilung mit Stromlinien

(b) Pseudo-Schlieren

Abb. 6.3: Detaillierte Ansicht der Strömungsstruktur im Bereich des Haubenschließungspunktes

Damit ergeben sich zwei unterschiedliche Fälle der Strömungsstruktur, die schematisch in Bild 6.4 skizziert sind. Dabei wird die von der Lippe ausgehende Stoßstruktur allgemein einfach als Lippenstoß bezeichnet, auch für den Fall, bei dem es sich genau genommen um die an der Lippe reflektierte Stoßfront des externen Teils handelt. Wie die Ergebnisse zeigen werden, ergibt sich durch den jeweils vorliegenden Strömungsfall ein entscheidender Einfluss auf das Betriebsverhalten, wohingegen eine Änderung der Innenkontraktion innerhalb des jeweiligen Falles nur eine untergeordnete Rolle spielt. Bei der Diskussion wird daher immer wieder auf diese beiden Fälle mit  $x_L \geq 330$  mm (Fall 1) und  $x_L < 330$  mm (Fall 2) verwiesen.

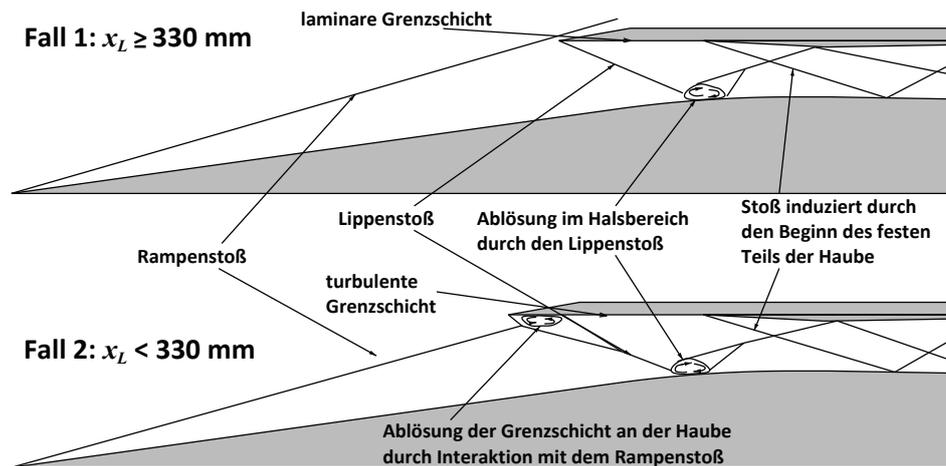


Abb. 6.4: Schematische Darstellung der Strömungsstruktur abhängig von der Lippenposition

Beachtet werden muss jedoch, dass es sich auch im internen Bereich nicht um ebene Stöße handelt. Der Lippenstoß bildet sich ebenfalls als V-förmige Stoßfront aus. Dabei ist es unerheblich, ob dies aufgrund der Reflektion der derartig geformten externen Stoßfront oder der direkt von der V-förmigen Schneide erzeugten Stoßstruktur der Fall ist. Der vom Beginn des festen Teils der Haube generierte Stoß ist im mittleren Bereich eben. Nach außen hin wird dieser jedoch durch die Kanten des oberen Radius an den Seitenwänden erzeugt, wodurch sich ebenfalls eine insgesamt gewölbte Stoßstruktur bildet. Es war jedoch zu beobachten, dass die Stoßstrukturen ebener werden, wenn sie sich durch den Isolator bewegen, auch die dort stattfindenden Stoß-Stoß- und Stoß-Grenzschicht-Interaktionen. Ebenso hat die Interaktion mit den Wirbelstrukturen hier Einfluss, die auch im Isolator noch vorhanden sind und dort teilweise auch enorm verstärkt werden. Diese dreidimensionalen Effekte sollen vor allem mit dem Druckmessrechen sowie den radial verteilten Wanddruckbohrungen erfasst werden.

Zusätzlich ist auch der Aspekt der Grenzschichtzustände zu beachten, der jedoch im Vorfeld der Messungen nicht durch CFD-Rechnungen untersucht wurde. In Anbetracht der relativ niedrigen Reynoldszahlen bei den gegebenen Versuchsbedingungen wird sich ein beträchtlicher Teil des Einlaufs im Bereich der laminaren Grenzschichten befinden. Dies gilt auch für die Haubenoberfläche, wo sich die Grenzschicht erst nach der Lippe auszubilden beginnt. Für den Fall  $x_L \geq 330$  mm, also wenn der Rampenstoß an der Lippe vorbeigeht, ist dies auf jeden Fall zu erwarten. Beim anderen Fall ist es jedoch wahrscheinlich, dass die Grenzschicht durch die Stoß-Grenzschicht-Interaktion mit dem Rampenstoß, genauer gesagt in der Scherschicht zwischen der Ablöseblase und der freien Strömung, von laminar zu turbulent umschlägt. Insgesamt ist zu erwarten, dass die Grenzschichten im externen Bereich in erster Linie laminar und im internen Bereich turbulent sein werden. Allgemein können die Grenzschichtzustände eine wichtige Rolle in der Stabilität und Performance des Einlaufs spielen, besonders im Hinblick auf weitere Stoß-Grenzschicht-Interaktionen und Ablösegebiete, die durch den Gegendruck erzeugt werden können.

## 6.3 Startverhalten

Die ersten Versuche waren der Untersuchung des Startverhaltens, genauer gesagt der Bestimmung des kritischen Innenkontraktionsverhältnisses  $I_{krit}$  gewidmet, also der Grenze, bis zu der der Einlauf selbststartend ist. Die dafür zugrunde liegende Thematik ist in Abschnitt 2.3.7 dargelegt. Beim GK-3D-Einlauf ist es zwar so, dass das Starten durch die bewegbare Haube als Startmechanismus sichergestellt ist. Dennoch ist die Kenntnis dieser Grenze unerlässlich für den sicheren Betrieb, vor allem für die erfolgreiche Durchführung eines Flugversuchs mit parabolischem Wiedereintritt, wie auch in den Abschnitten 3 und 4.3.2 erläutert. Für die Prozedur der Windkanalversuche mit Verschiebung der Haube aus der Start- in die Betriebsposition ist die Testzeit bei einem Flugversuch viel zu kurz. Daher muss eine selbststartende Konfiguration verwendet werden. Um aber trotzdem die bestmögliche Leistung zu erzielen, sollte das Innenkontraktionsverhältnis möglichst nahe dem kritischen liegen. Eine entsprechende „Flugkonfiguration“ gemäß den Ergebnissen der Untersuchung des Startverhaltens ist in Abschnitt 6.4.4 beschrieben. Aber auch im Falle eines stationären Horizontalfluges ist die Kenntnis über die Grenze der Selbststartfähigkeit wichtig, wenn z.B. im Falle eines Einlauf-Unstart durch Verfahren der Haube möglichst schnell der Wiederaufbau der Strömung erreicht werden muss. Die in Abschnitt 1.2.2 beschriebenen Fehlschläge von Flugversuchen der X-51A [181] oder des CIAM-NASA-Scramjets [184] sind gute Beispiele hierfür.

### 6.3.1 Startvorgang bei Bedingung 1

Zur Bestimmung der kritischen Innenkontraktion wird der Versuchsablauf umgekehrt: Bei Kanalstart befindet sich die Haube in der vordersten Position, bei der die Innenkontraktion maximal ist und der Einlauf blockiert, d.h. die Innenströmung baut nicht auf. Die Drossel ist während des gesamten Versuchs komplett geöffnet und wird nicht gefahren. Dann wird die Haube kontinuierlich nach hinten gefahren, die Innenkontraktion verringert (die Veränderung von  $I$  kann anhand von Graphik 6.8 nachvollzogen werden), bis an einem Punkt, eben dem kritischen Innenkontraktionsverhältnis, die Einlaufströmung plötzlich aufbaut. Dies kann auf den Schattenaufnahmen in Abbildung 6.5 beobachtet werden.

Das erste Bild, aufgenommen direkt nach Kanalstart, zeigt, dass sich das gesamte Modell in einem Unterschallgebiet hinter einem starken abgelösten Stoß befindet, der auf der externen Rampe steht. Dieser ist in der oberen linken Ecke gerade so sichtbar (der Stoß von links unten nach rechts oben, nicht zu verwechseln mit dem Stoß, der den Strahlrand der Windkanalströmung darstellt). Von den in Kapitel 6.3 gezeigten Fällen von van Wie [230] entspricht das Strömungsfeld demjenigen, das in Abbildung 2.15(a) für einen nicht gestarteten Ramjet-Einlauf dargestellt ist. Das zweite Bild markiert den Punkt unmittelbar vor Kanalstart. Hier liegt dann eher der Fall des ungestarteten Scramjet-Einlaufs nach van Wie vor: Man sieht einen Fächer von schwachen schrägen Stößen und Expansionswellen, die vermutlich durch eine große Ablöseblase auf der externen Rampe induziert werden. Der Spillage-Fluss über die Haube hinweg befindet sich zumindest teilweise bereits im Überschall, wie die schwachen Stöße am Verfahrenmechanismus der Haube zeigen. Die interne Strömung ist jedoch noch komplett blockiert. Fährt die Haube nun noch ein Stückchen weiter zurück, werden die Ablöseblase und die von ihr induzierten Stöße vom Einlauf geschluckt, und die interne Strömung baut sich schlagartig auf. Anhand der Stoßstrukturen ist deutlich zu sehen, dass nun auch im internen Strömungskanal Überschallströmung herrscht.

Zur genauen Bestimmung von  $I_{krit}$  werden die Druckmessungen verwendet, da diese direkt mit der Haubenposition korreliert sind, aus der die Innenkontraktion berechnet werden kann. Beim Aufbau der Strömung ergibt sich ein sprunghafter Anstieg des Totaldrucks und ein Abfall des statischen Drucks, wie in Abbildung 6.6(a) für Bedingung 1 für zwei unterschiedliche Fahrgeschwindigkeiten der Haube dargestellt. Für die geringere Geschwindigkeit von  $v_L = 3,2 \text{ mm s}^{-1}$  liegt der Startpunkt bei  $x_L = 360 \text{ mm}$ , was einem Innenkontraktionsverhältnis von  $I_{krit} = 2$  entspricht. Aufgrund der niedrigen Frequenz der Messwertaufnahme ist dieser Punkt bei der höheren Geschwindigkeit nicht so genau zu bestimmen. Die Daten sind aber ausreichend, um eine entscheidende Abhängigkeit des Startverhaltens von der Haubengeschwindigkeit ausschließen zu können. Die Abweichung des Startpunkts liegt bei  $\Delta x_L \leq \pm 2 \text{ mm}$ .

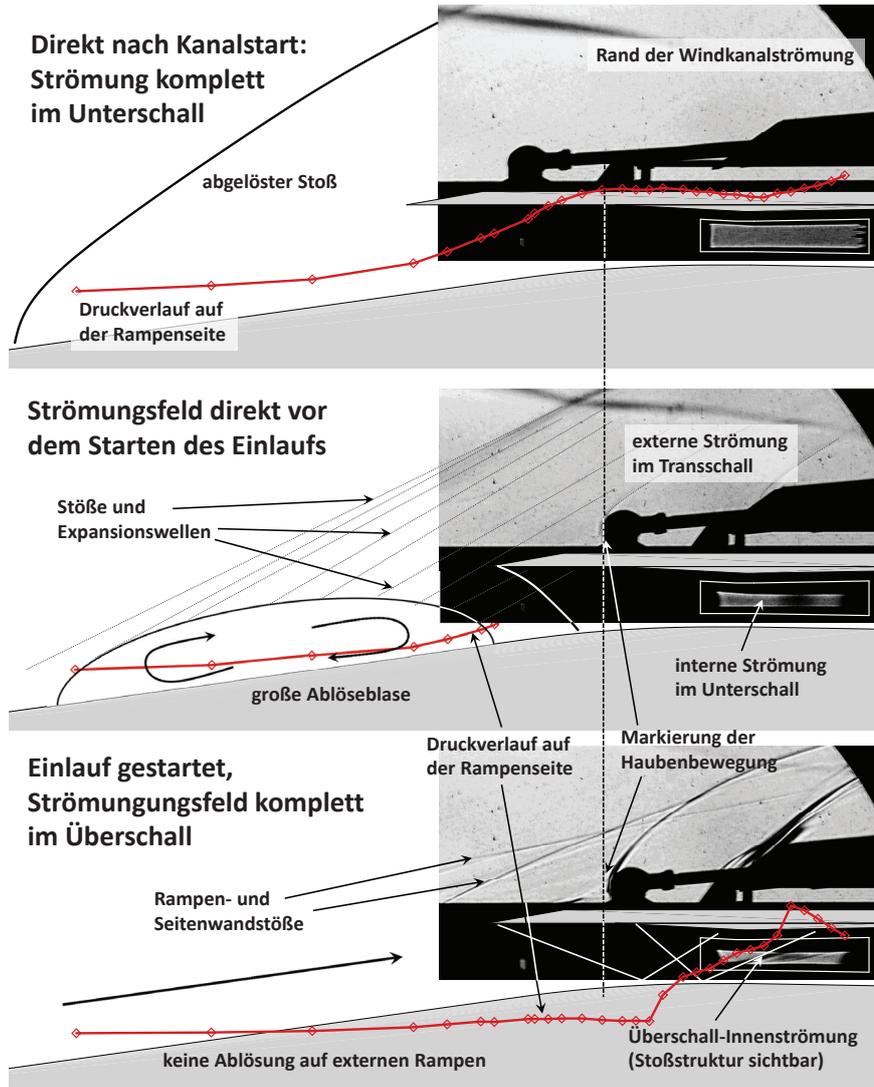


Abb. 6.5: Darstellung des Startvorgangs bei Bedingung 1 mittels Schattenaufnahmen und theoretischen Überlegungen

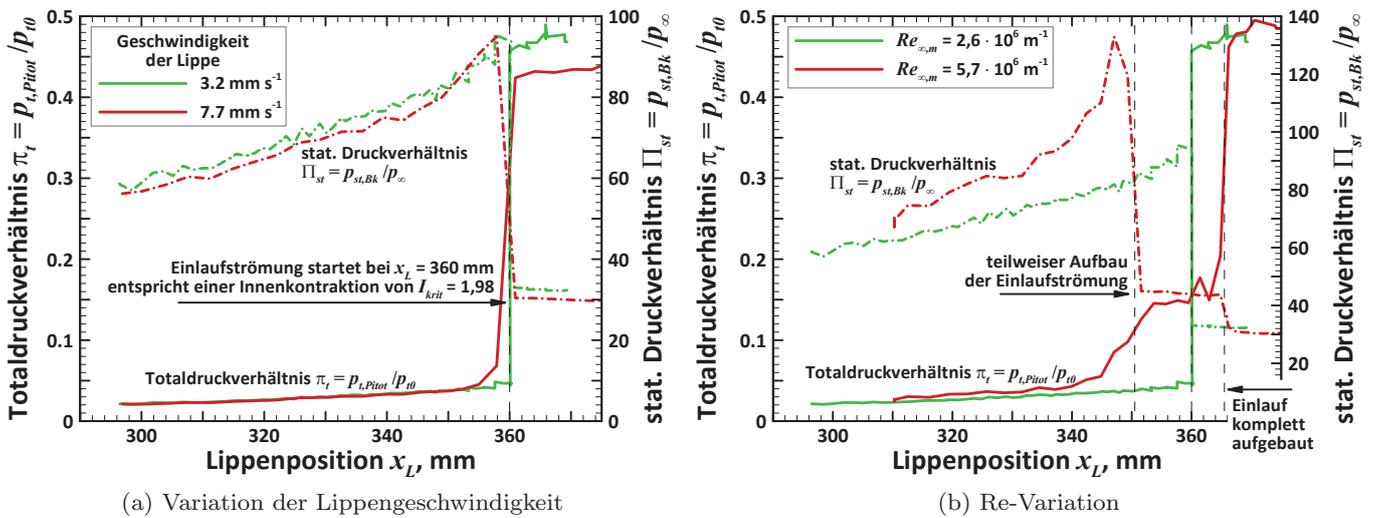


Abb. 6.6: Startverhalten des GK-3D-Einlaufs

### 6.3.2 Variation der Reynoldszahl

Bei der höheren Reynoldszahl von  $Re_{\infty,m} = 5,7 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$  ergab sich ein abweichender Ablauf des Startvorgangs. Sowohl die Resultate der Druckmessungen in Abbildung 6.6(b) als auch die Schattenaufnahmen (Abb. 6.7(a) bis 6.7(c)) zeigen, dass in diesem Fall der Aufbau der internen Strömung nicht in einem, sondern in zwei Schritten erfolgt. Bei Kanalstart ist die Situation gleich wie bei Bedingung 1. Bei einer Lippenposition von  $x_L = 350,5 \text{ mm}$  erfolgt jedoch zunächst ein teilweises Starten des Einlaufs. Man kann davon ausgehen, dass sich wie bei Bedingung 1 ein Ablösegebiet auf der externen Rampe befindet, welches aber deutlich kleiner sein dürfte. Darauf lässt sich aus dem Vergleich der Schattenaufnahmen der Außenströmung über dem Einlauf in den Bildern 6.7(b) und 6.7(c) schließen. Zwar sind die Stöße für den teilgestarteten Einlauf bereits recht stark, was auf eine weitgehende Überschallströmung hindeutet, aber deutlich schwächer als beim komplett gestarteten Einlauf. Das bedeutet, dass die Machzahlen im gesamten Bereich deutlich niedriger sind. Dies kann nur durch die von einer Ablöseblase auf der externen Rampe induzierten Stoßwellen verursacht werden. Diese Ablöseblase ist zwar groß genug, um ein komplettes Starten der Strömung zu verhindern, aber dennoch so klein, dass sie im internen Strömungskanal bereits eine Überschallströmung zulässt. Daraus resultiert der starke Abfall des Kompressionsverhältnisses in Abbildung 6.6(b) an diesem Punkt. Andererseits zeigen die Pitotdruckmessungen bzw. der Verlauf des daraus bestimmten Totaldrucks, dass die Strömung noch nicht komplett aufgebaut hat (eine Visualisierung der internen Strömung mittels Schattenaufnahmen war aufgrund der starken Aufheizung der Fenster bei Bedingung 2 leider nicht möglich). Erst nach dem sprunghaften Anstiegs des Totaldrucks bei  $x_L = 365,5 \text{ mm}$ , bzw.  $I = 1,92$ , ist die Einlaufströmung vollständig gestartet. Dieses veränderte Startverhalten liegt in der höheren Reynoldszahl und der daraus folgenden dünneren Grenzschicht, die stabiler gegenüber Ablösung ist, begründet. Dadurch kann sich die Ablösung auf der externen Rampe leichter zurückbilden, ist dann insgesamt allerdings länger vorhanden und das kritische Innenkontraktionsverhältnis für diese Bedingung, bei dem die Strömung komplett aufbaut, liegt niedriger.

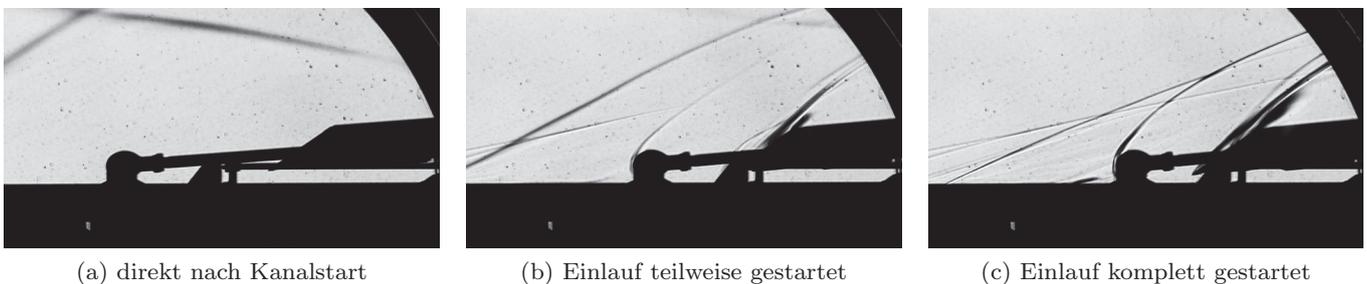


Abb. 6.7: Schattenaufnahmen des Startvorgangs

Insgesamt ergibt sich für die kritischen Innenkontraktionsverhältnisse, bei denen die Strömung für die Bedingungen 1 und 2 aufbaut, das Bild in Graphik 6.8, das die Startpunkte in Relation zu den maximal und minimal möglichen Innenkontraktionsverhältnissen, der Grenzen nach Kantrowitz und Donaldson [121], dem isentropen Limit sowie der Korrelation von Sun und Zhang [208] zeigt. Wie man sieht, liegen die Startpunkte nahezu direkt auf der Kurve von Sun und Zhang, und der Einlauf zeigt somit ein Startverhalten, das mit der Erfahrung aus zahlreichen anderen Untersuchungen übereinstimmt.

Die Kenntnis der kritischen Innenkontraktionsverhältnisse ermöglichte es, für die restliche Testreihe eine Startkonfiguration festzulegen, bei der die Lippe im Vergleich zur Konfiguration mit minimaler Innenkontraktion bereits deutlich weiter stromauf liegt, wodurch nach dem Starten des Versuchs ein geringerer Fahrweg der Haube nötig ist. Damit kann wertvolle Versuchszeit eingespart werden, aber das Starten der Einlaufströmung ist dennoch garantiert. Auf Basis der Ergebnisse wurde die Startkonfiguration zu  $x_{L,Start} = 380 \text{ mm}$  festgelegt, bei der das Innenkontraktionsverhältnis von  $I = 1,77$  beträgt.

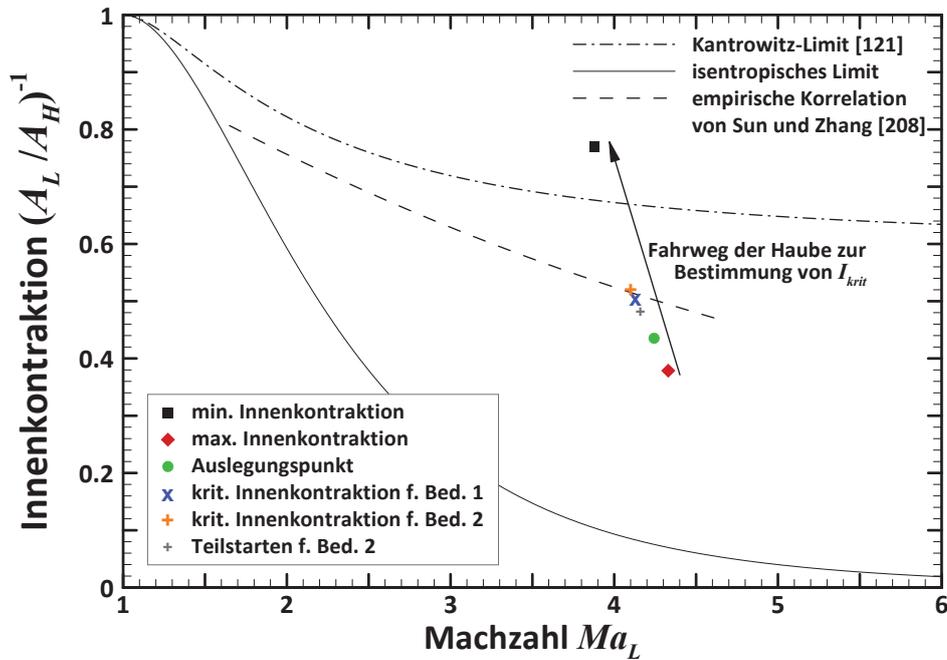


Abb. 6.8: Lage der kritischen Innenkontraktionsverhältnisse des GK-3D-Einlaufs in Relation zu den maximalen und minimalen Werten und allgemein bekannten Grenzen

## 6.4 Einfluss der Innenkontraktion

Der Einfluss der Innenkontraktion auf das Strömungsfeld und das Leistungsvermögen des Einlaufs stellt einen wichtigen Punkt der Untersuchung dar. Vor allem gilt es dabei, diejenige Konfiguration zu finden, die den besten Kompromiss aus hohem Wirkungsgrad und stabilem Betriebsverhalten darstellt. Dazu wurde die Lippenposition im Bereich von  $340 \text{ mm} \geq x_L \geq 300 \text{ mm}$  um jeweils  $\Delta x_L = 5 \text{ mm}$  variiert und mit jedem dieser Werte gemäß dem in Abschnitt 6.1 beschriebenen Vorgehen eine Drosselkurve aufgenommen. Anhand dieser Ergebnisse wird im nächsten Abschnitt zunächst das Betriebsverhalten diskutiert. Dabei wird zum einen auf das reine Leistungsvermögen des Einlaufs, also das Kompressionsverhältnis, das der Einlauf erreicht, und die Wirkungsgrade, die dabei erzielt werden, eingegangen. Zum anderen wird der Betriebsbereich des Einlaufs charakterisiert, wobei analysiert wird, wie sich die Effizienz des Einlaufs bei Erhöhung des Gegendrucks verhält und bis zu welchem maximalen Druckverhältnis der Einlauf funktioniert. In den darauf folgenden beiden Abschnitten wird dann das Strömungsfeld im ungedrosselten Fall und mit aufgeprägtem Gegendruck detailliert analysiert, um die strömungsphysikalischen Vorgänge, welche das Betriebsverhalten beeinflussen, genauer erfassen zu können.

Im letzten Abschnitt des Kapitels werden zusätzlich noch zwei selbststartende Konfigurationen mit festen Haubenpositionen von  $x_L = 365$  und  $362 \text{ mm}$  untersucht. Bei diesen Konfigurationen wurde die Haubenposition bereits vor Versuchsbeginn auf die entsprechende Position gefahren und dann im Versuch nicht verändert. Die Ergebnisse hierzu finden sich in Abschnitt 6.4.4.

### 6.4.1 Betriebsverhalten bei verschiedenen Innenkontraktionsverhältnissen

#### Ungedrosselter Betriebsfall

Als ungedrosselter Betriebsfall wird derjenige Bereich bezeichnet, in dem sich der durch das Zufahren der Drossel erzeugte Gegendruck noch nicht auf die Einlaufströmung auswirkt, sondern die Druckerhöhung alleine in der Beruhigungskammer vor der Drossel geschieht. Wie Abbildung 6.10 zeigt, ist dies für  $\Delta > 0,19$  der Fall. Die Betriebsparameter für diesen Bereich sind detailliert in Tabelle 6.2 aufgelistet. Dabei wurden die Werte jeweils über den Bereich  $\Delta > 0,19$  gemittelt. Die Werte für  $x_L = 362 \text{ mm}$  und  $365 \text{ mm}$

stellen die Ergebnisse für die Versuche der selbststartenden Konfigurationen mit fester Haubenposition dar, welche in Kapitel 6.4.4 separat diskutiert werden. Aufgrund der in Abschnitt 4.4.7 beschriebenen Problematik bei der Bestimmung des Massenstroms, welcher bei hohen Drosselgraden nicht verlässlich ermittelt werden kann, sind in der Tabelle für das Massenfangverhältnis  $MCR$  die Werte aufgeführt, die bei sehr niedrigen Drosselgraden gemessen und daher als verlässlich betrachtet werden. Die Drosselgrade, bei denen sinnvolle Messungen möglich sind, unterscheiden sich dabei für jede einzelne Lippenposition.

In der dazugehörigen graphischen Darstellung in Abbildung 6.9 ist zudem der Vergleich zu einem Versuch eingefügt, bei dem keine Drosselkurve gefahren wurde, sondern die Drossel während des gesamten Versuchs offen war und die Haube langsam und kontinuierlich von  $x_L = 450$  mm bis  $x_L = 300$  mm zugefahren wurde (durchgezogene Linien). Den relevanten Betriebsbereich stellen jedoch nur die Verläufe für  $x_L < 370$  mm dar. Damit wird untersucht, ob es einen Unterschied zwischen der direkt gemessenen Abhängigkeit von der Lippenposition in einem einzigen Versuch, oder dem Vergleich der entsprechenden Größen aus mehreren Versuchen mit unterschiedlichen Lippenpositionen gibt.

Für das Massenfangverhältnis  $MCR$  fehlt dieser Vergleich jedoch, da, wie bereits erläutert, es nicht möglich ist, bei geöffneter Drossel korrekte Werte für den Massenstrom zu messen. Es wurde zwar dennoch versucht, den direkten Einfluss der Lippenposition auf das Massenfangverhältnis zu bestimmen, indem bei Windkanalversuchen die Drossel bereits vor Kanalstart sehr weit zugefahren war und während des Versuchs auf diesem niedrigen Drosselgrad konstant gehalten wurde. Es zeigte sich jedoch, dass bei einem Drosselgrad, der niedrig genug ist, um eine verlässliche Messung zu gewährleisten, kein korrekter Aufbau der Innenströmung mehr geschieht oder der Einlauf dann beim Verfahren der Haube blockiert. Dies lässt sich auch anhand von Graphik 6.11 nachvollziehen. Dort sieht man, dass beim Fahren von Drosselkurven für Lippenpositionen von  $x_L \geq 330$  mm bei Drosselgraden, die niedrig genug sind, um für  $x_L < 330$  mm verlässliche Messungen durchführen zu können, bereits die Grenze des Betriebsbereichs erreicht ist.

$x_L$ , mm	$I$	$MCR$	$\pi_t$	$\Pi_{st}$	$\eta_{ke}$
300	2,62	0,97	0,47	38,3	0,98
305	2,56	0,96	0,45	38,1	0,97
310	2,50	0,97	0,45	38,2	0,97
315	2,45	0,95	0,44	38,3	0,97
320	2,39	0,95	0,44	38,1	0,97
325	2,34	0,94	0,41	37,9	0,97
330	2,28	0,93	0,46	37,7	0,98
335	2,23	0,87	0,46	38,1	0,97
340	2,17	0,90	0,47	36,6	0,97
362	1,97	0,85	0,47	35,7	0,98
365	1,92	0,84	0,49	35,5	0,98

Tab. 6.2: Betriebsparameter für verschiedene Lippenpositionen

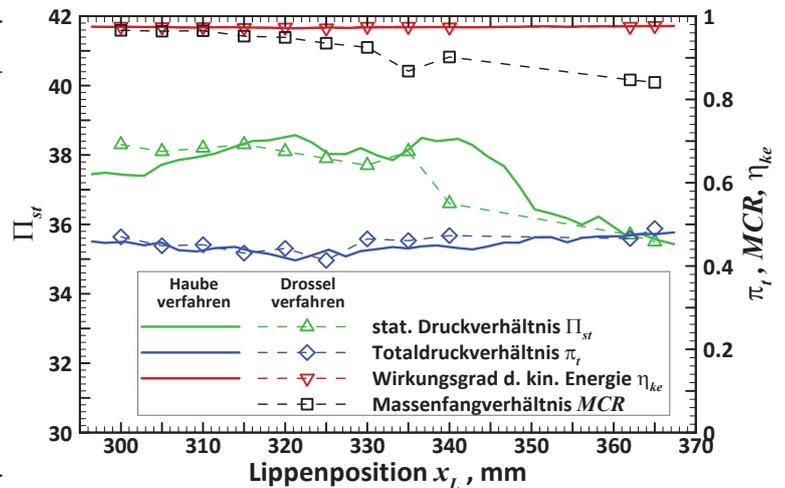


Abb. 6.9: Graphische Darstellung inkl. der Ergebnisse bei dynamischem Verfahren der Haube

In Kapitel 6.2 wurde bereits erläutert, dass sich abhängig von der Lippenposition zwei unterschiedliche Fälle für die Strömungsstruktur ergeben, je nachdem ob  $x_L < 330$  mm oder  $x_L \geq 330$  mm gilt. Für den ungedrosselten Betriebsfall erscheint es aber unerheblich, welche Strömungsstruktur vorliegt, da sich entscheidende Änderungen, in erster Linie ein starker Anstieg des Kompressionsverhältnisses  $\Pi_{st}$ , bereits im Bereich  $x_L \geq 340$  mm ergeben, und somit in erster Linie durch den für diese Fälle immer weiter zunehmenden Massenstromverlust aufgrund von Spillage begründet ist. Dabei geschieht der starke Anstieg von  $\Pi_{st}$  bei dynamischen Verfahren der Haube während des Versuchs bereits deutlich früher, ab etwa  $x_L = 350$  mm, als beim Vergleich der unterschiedlichen Versuche mit festen Haubenpositionen.

Für diese Fälle, bei denen für verschiedene Lippenpositionen Drosselkurven aufgezeichnet wurden (gestrichelte Linien), ist das Kompressionsverhältnis  $\Pi_{st}$  für den Bereich  $x_L \leq 325$  mm nahezu konstant und damit unabhängig von der Lippenposition. Die Werte schwanken lediglich im schmalen Bereich von  $37,9 < \Pi_{st} < 38,3$ , bzw. um maximal 1,05 %. Für den Bereich von 325 mm bis 340 mm sind leichte Schwankungen erkennbar. Für  $x_L = 330$  mm liegt  $\Pi_{st}$  geringfügig niedriger, bei  $x_L = 335$  mm jedoch wieder auf dem vorherigen Niveau. Bei  $x_L = 340$  mm ergibt sich dann ein deutlicher Abfall des statischen Druckverhältnisses. Diese Schwankungen sind der Tatsache geschuldet, dass in diesem Bereich der Rampenstoß auf die Einlauflippe trifft. Da die V-förmige Schneide die Form des Rampenstoßes zwar relativ gut annähert, aber nicht exakt wiedergibt, liegen für diese Lippenpositionen jeweils in Teilbereichen unterschiedliche Interaktionen zwischen dem Rampenstoß, der Lippe und dem Lippenstoß vor. Dies spiegelt sich besonders im Verlauf des Versuchs wieder, bei dem die Haube während des Versuchs verfahren wird (grüne durchgezogene Linie). Somit ergeben sich zwar leichte Unstetigkeiten und Schwankungen in dem Bereich, in dem der Rampenstoß von der Haube eingefangen wird. Nennenswerten Einfluss auf das Niveau der Leistungsparameter hat dies jedoch nicht. Hier ist vielmehr der Spillage-Massenfluss der entscheidende Faktor.

Diese Beobachtungen werden durch die Betrachtung des Verlaufs des Kompressionsverhältnisses bei dynamischem Verfahren der Haube gestützt. Wie bereits erwähnt, findet der starke Anstieg des Druckverhältnisses hier bereits früher statt. Danach, ab  $x_L \leq 335$  mm, befindet er sich jedoch auf dem gleichen Niveau von  $\Pi_{st} \approx 38$  wie bei den Versuchen mit Drosselkurven. Hier sind dann ebenfalls deutliche Schwankungen bis zu  $x_L = 325$  mm vorhanden, in dem Bereich, indem der Rampenstoß mit der Haubenlippe interagiert. Jedoch sinkt  $\Pi_{st}$  danach wieder ab, wenn die Haube weiter nach vorne gefahren wird, während es bei den Versuchen mit fester Haubenposition konstant ist, bis auf  $\Pi_{st} \approx 37,5$ , wo es dann für  $x_L \leq 305$  mm konstant bleibt.

Insgesamt ist jedoch festzuhalten, dass der Einfluss der Lippenposition auf das Kompressionsverhältnis relativ klein ist. Selbst für den starken Anstieg zwischen  $x_L = 340$  mm und 335 mm beträgt die Änderung von  $\Pi_{st} = 36,6$  auf 38,1 nur 4,1% und ist somit nicht entscheidend höher. Auch für die selbststartenden Konfigurationen liegt das Druckniveau nur um maximal 7,3% unter den höchsten gemessenen Werten ( $\Pi_{st} = 35,5$  für  $x_L = 365$  mm im Vergleich zu  $\Pi_{st} = 38,3$  für  $x_L = 300$  mm), obwohl bei diesen Konfigurationen ein deutlich größeres Spillage vorhanden ist. Das Massenfangverhältnis liegt in diesen Fällen bis zu 13 Prozentpunkte niedriger.

Beim Totaldruckverhältnis variieren die Werte außer bei  $x_L = 325$  mm zwischen  $0,44 < \pi_t < 0,47$  und liegen damit innerhalb eines Rahmens von etwa 6%. Der etwas stärkere Abfall des Totaldruckverhältnisses für  $x_L = 325$  mm auf  $\pi_{st} = 0,41$  liegt, wie schon die Schwankungen beim Kompressionsverhältnis in diesem Bereich, darin begründet, dass hier der Rampenstoß auf die Lippe auftrifft, was kompliziertere und verlustreichere Interaktionen in der Strömung zur Folge hat und sich dementsprechend in einem Abfall des Totaldrucks niederschlägt. Auch in dem Versuch, in dem die Haube kontinuierlich verfahren wurde, zeigen sich analog zum Kompressionsverhältnis leichte Schwankungen im Verlauf des Totaldruckrückgewinns, während dieser in den übrigen Bereichen sehr stetig ist. Allgemein ist zu sagen, dass der Totaldruck ausgehend von den selbststartenden Konfigurationen kontinuierlich bis  $x_L = 325$  mm absinkt und danach ebenso kontinuierlich wieder ansteigt. Die selbststartende Konfiguration mit  $x_L = 365$  mm hat folglich den höchsten Totaldruckrückgewinn. Der Wirkungsgrad der kinetischen Energie  $\eta_{ke}$  ist für alle Lippenpositionen sehr hoch und konstant. Hier stimmen die unterschiedlichen Versuche auch sehr gut überein.

Wie bereits erwähnt, kommt beim Massenfangverhältnis  $MCR$  die Problematik der Massenstrombestimmung zur Geltung, weshalb sich die Analyse auf die aus den Drosselkurven extrahierten Daten beschränkt. Dabei zeigt das Massenfangverhältnis das erwartete Verhalten: Je weiter die Haube nach vorne gefahren wird, desto größer wird das Massenfangverhältnis, da ein immer größer werdender Anteil des durch die Stirnfläche des Einlaufs gehenden und somit maximal möglichen Massenstroms vom Einlauf auch tatsächlich eingefangen und das Spillage minimiert wird. Ab dem Punkt, wo der Rampenstoß von der Haube eingefangen wird, ist theoretisch kein Spillage mehr möglich, und dementsprechend müsste das Massenfangverhältnis für die Konfigurationen des Strömungsfalls 2  $MCR = 1$  sein. Dass dies in

der Realität nicht der Fall ist, sondern der Massenstrom sich auch für diese Fälle noch ändert, liegt an der durch die Interaktion des Rampenstoßes mit der Haube bedingten komplexen Strömungsstruktur nahe der Schneide. Aufgrund der Ablösung direkt an der Vorderkante ist es möglich, dass auch dann ein geringer Teil des Massenstroms über die Haube geleitet wird, wenn der Lippenstoß unter die Haube geht. Dieser Effekt nimmt stetig ab, je weiter nach vorne die Haube gefahren und dementsprechend diese Interaktion auch weiter von der Vorderkante entfernt ist.

Beim Wert für  $x_L = 335$  mm kann es auch der Fall sein, dass keine hinreichend starke Drosselung für eine verlässliche Messung erreicht werden konnte, was den niedrigeren Wert in diesem Fall erklären würde. Von dieser Konfiguration abgesehen lagen jedoch alle Messungen im erwarteten Bereich, auch hinsichtlich der Vorhersagen aus den CFD-Messungen. Dies gilt auch für die beiden selbststartenden Konfigurationen, bei denen die niedrigen gemessenen Werte durch das bei den Lippenpositionen von  $x_L = 362$  mm und  $x_L = 365$  mm deutlich höhere Spillage verursacht wird.

### Betriebsbereich

Die Abbildungen 6.10(a) und 6.10(b) stellen die Verläufe von statischem Druckverhältnis und Totaldruckrückgewinn für die verschiedenen Innenkontraktionen über dem Drosselgrad dar.

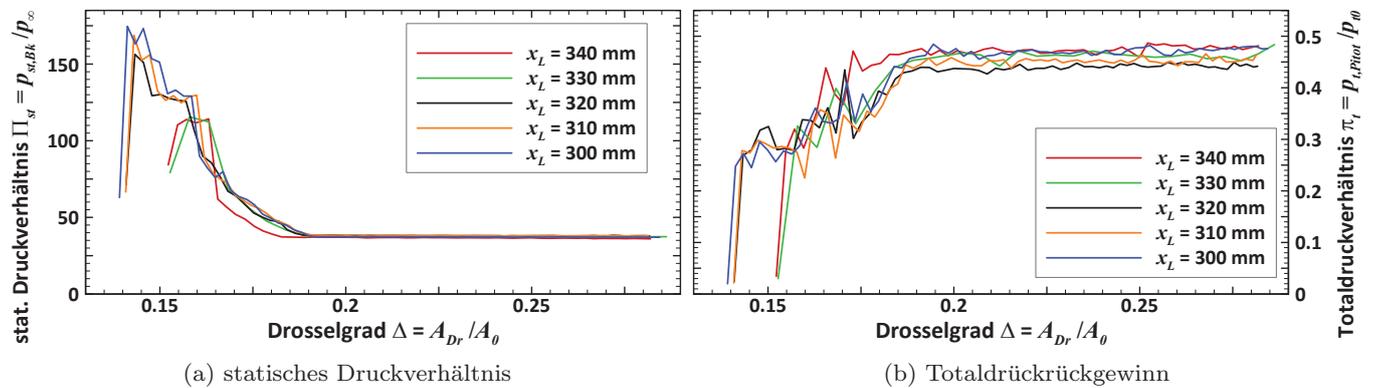


Abb. 6.10: Vergleich von statischen Druckverhältnissen und Totaldruckrückgewinnen für verschiedene Lippenpositionen

Wie in Abschnitt 6.2 bereits dargelegt, ergeben sich abhängig von der Lippenposition zwei unterschiedliche Fälle für die Strömungsstruktur (Graphik 6.4). Im Fall 1, für  $x_L \geq 330$  mm, geht der Rampenstoß an der Haube vorbei, während er beim 2. Fall, für  $x_L < 330$  mm, von der Haube eingefangen wird und auf deren Oberfläche trifft. Die Ergebnisse in Abbildung 6.10 zeigen nun, dass dies auf den Betriebsbereich des Einlaufs entscheidenden Einfluss hat. Während bei der Auslegung davon ausgegangen wurde, dass der zweite Fall, aufgrund der Ablösung, die vom Rampenstoß auf der Haubenoberfläche induziert wird, problematisch sein würde, sieht man nun, dass dieser Betriebsfall den eindeutig stabileren darstellt. Das bedeutet, dass der Einlauf bei niedrigeren Drosselgraden und damit höheren Brennkammergedrücken noch funktioniert. Für die Lippenpositionen von  $x_L = 330$  mm und  $340$  mm liegt das maximale Druckverhältnis bei etwa  $\Pi_{st} \approx 110$  bis  $115$ . Dem hingegen liegt die Grenze für Unstart im 2. Fall im Bereich von  $\Pi \approx 155$  bis  $175$  für  $x_L = 320$ ,  $310$  und  $300$  mm. Dabei wäre eigentlich zu erwarten gewesen, dass sich die Problematik der Ablösung bei Bedingung 1 mit der niedrigen Reynoldszahl von  $Re = 2,6 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$  besonders stark auswirken würde.

Allerdings zeigen die beiden Konfigurationen des 1. Falls kein analoges Verhalten bei Erhöhung des Gegendrucks. Bei  $x_L = 340$  mm fängt der Gegendruck erst ab einem niedrigeren Drosselgrad von etwa  $\Delta = 0,18$  an, sich auf die Strömung im Isolator auszuwirken, während dies bei  $x_L = 330$  mm, wie auch bei allen Konfigurationen des Falls 2, bei  $\Delta = 0,19$  der Fall ist. Gemein ist allen Konfigurationen, dass sich bei Erhöhung des Gegendrucks, d.h. Reduzierung des Drosselgrads, zunächst ein stetiger Anstieg

des Druckverhältnisses ergibt, welches sich dann an einem Punkt schlagartig erhöht. Dabei ist vor allem bemerkenswert, dass dies bei allen Konfigurationen des Falls 2 auf die gleiche Weise geschieht. Der Anstieg ist immer gleich stark und der Punkt, bei dem sich der sprunghafte Anstieg ergibt, liegt bei allen drei Konfigurationen bei  $\Delta = 0,16$ , wobei ein Druckverhältnis von  $\Pi_{st} \approx 85$  vorliegt. Für  $x_L = 330$  mm verläuft der stetige Druckanstieg gleich den Konfigurationen des Falls 2, der Punkt des sprunghaften Anstiegs wird jedoch bereits bei einem Drosselgrad von  $\Delta = 0,17$  respektive einem Druckverhältnis von  $\Pi_{st} = 65$  erreicht. Für  $x_L = 340$  mm verläuft der Anstieg parallel zu dem der anderen Konfigurationen aber bei niedrigerem Drosselgrad. Der sprunghafte Druckanstieg erfolgt dann bei  $\Delta = 0,165$  und  $\Pi_{st} = 60$ . Der Druck steigt dann jedoch auf das gleiche Niveau wie bei  $x_L = 330$  mm.

Nach diesem sprunghaften Druckanstieg ist bei Fall 1 bereits das höchste Druckniveau erreicht. Dieses bleibt bei weiterem Zufahren der Drossel noch eine Weile konstant, bis dann der Einlauf bei beiden Lippenpositionen bei einem Drosselgrad von  $\Delta = 0,155$  blockiert. Bei Fall 2 stellt sich zunächst für alle Konfigurationen ein Druckniveau von  $\Pi_{st} \approx 130$  ein. Dieses bleibt für eine Weile konstant bis sich ein weiterer Sprung auf das maximale Druckverhältnis ergibt. Kurze Zeit später bricht die Einlaufströmung dann aufgrund des Gegendrucks zusammen.

Der Grund für die unterschiedlichen Grenzen des Betriebsbereichs liegt vermutlich darin begründet, dass die Grenzschicht durch die Stoß-Grenzschichtwechselwirkung, genauer gesagt in der Scherschicht zwischen der durch die Wechselwirkung induzierten Ablöseblase und der freien Strömung, turbulent wird, wie es in Abschnitt 6.2 bereits erläutert wurde. Durch die Ablöseblase bildet sich eine  $\lambda$ -Stoßstruktur aus, welche zusammen mit der stromab turbulenten Grenzschicht unempfindlicher gegenüber der Druckerhöhung durch die Drossel ist als die laminare Grenzschicht, die in einem beträchtlichen Teil des oberen Bereichs des internen Strömungskanals vorliegen dürfte für den Fall, dass der Rampenstoß an der Haube vorbeigeht, und die Schneide einen normalen Schrägstoß erzeugt. Eine klare Aussage dazu ist jedoch nicht möglich, da die Messwerte für eine genaue Interpretation nicht ausreichen und keine Visualisierung dieses Bereichs möglich ist. Auch die Analyse des Strömungsfeldes in den Abschnitten 6.4.2 und 6.4.3 ergibt hierüber kaum Aufschluss. Wie in der Diskussion des internen Strömungsfeldes bei Steigerung des Gegendrucks detailliert erläutert wird, bildet sich bei Erhöhung des Gegendrucks ein Unterschall- bzw. Ablösegebiet an der Oberseite aus. Bei weiterer Druckerhöhung bricht die Strömung dann ohne große Änderungen des Wanddruckverlaufs an der Oberfläche zusammen.

Es ist möglich, dass durch die Druckerhöhung an diesem Punkt die Grenzschicht an der Haube komplett ablöst, wodurch der Lippenstoß aus dem Einlauf „springt“ und dadurch die Einlaufströmung zusammenbricht. Der Druck, bei dem dieser Punkt erreicht wird, liegt beim Strömungsfall 2 aufgrund der turbulenten Grenzschicht deutlich höher als beim Fall 1, wo die laminare Grenzschicht leichter ablöst und folglich der Einlauf früher blockiert. Man könnte auch sagen, dass bei diesem Einlauf der komplette interne Strömungskanal quasi als Isolator fungiert, auch der Bereich, der stromauf des engsten Querschnitts liegt. Dadurch ist auch einfach ein größerer Bereich vorhanden, der den Druckanstieg durch den Gegendruck bewältigen kann.

Bei der Bestimmung des Betriebsbereiches ist es nicht nur nötig, den Punkt zu finden, bei dem der Einlauf blockiert, sondern auch, ob er vorher bereits anfängt zu brummen. Hier erscheint der Einlauf zwar unter Umständen noch innerhalb vertretbarer Grenzen zu funktionieren, obwohl ein regulärer Betrieb aufgrund der Strömungsfluktuationen und Stoßoszillationen dann nicht mehr möglich ist, weil kein kontinuierlicher Massenfluss mehr gewährleistet ist. Die Messwerte sagen jedoch oft nicht eindeutig, ob noch eine „richtige“ Strömung vorhanden ist. Dazu werden zusätzlich die Massenflussmessungen herangezogen, deren Ergebnisse für die verschiedenen Lippenpositionen in Form des Massenfangverhältnisses  $MCR$  in Abbildung 6.11 illustriert sind. Auch wenn die Verläufe des Massenstroms über den Drosselgrad nicht aussagekräftig sind, und lediglich das letzte konstante Niveau vor dem Blockieren des Einlaufs verlässliche Werte wiedergibt, wie in Kapitel 4.4.7 bereits erläutert wurde, so ist das Absacken des  $MCR$  doch ein sicheres Zeichen dafür, dass keine stationäre Strömung mehr vorhanden ist. Andersherum kann es aber auch der Fall sein, dass starke Schwankungen der statischen oder Totaldruckverhältnisse andeuten,

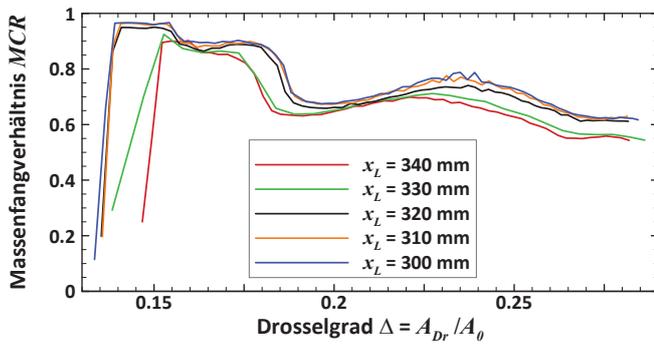


Abb. 6.11: Vergleich der Massenfangverhältnisse  $MCR$  für verschiedene Lippenpositionen

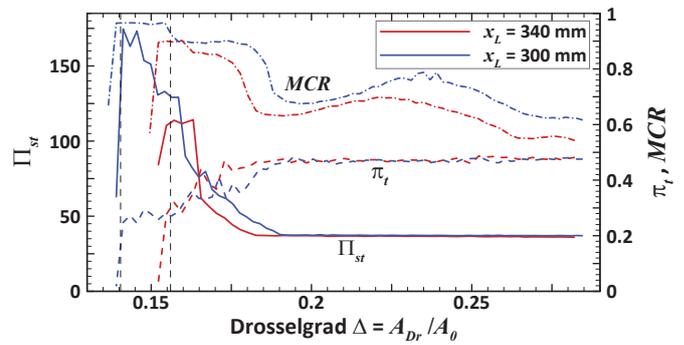


Abb. 6.12: Korrelation der Druck- und Massenfangverhältnisse für  $x_L = 340$  mm und 300 mm

dass der Einlauf brummt, der Massenstrom jedoch noch konstant vorhanden ist. Zur genauen Analyse werden die Verläufe von  $\Pi_{st}$ ,  $\pi_t$  und  $MCR$  übereinandergelegt, wie dies im Bild 6.12 beispielhaft für die Konfigurationen mit  $x_L = 340$  mm und 300 mm ausgeführt ist.

An den schwarz gestrichelten Linien ist zu erkennen, dass das statische und Totaldruckverhältnis sowie der Massenstrom am gleichen Punkt absinken (bei letzterem ergibt sich eine minimale Verzögerung aufgrund der Beruhigungskammer vor der Drossel) und bis zu diesem Punkt einen stetigen und kontinuierlichen Verlauf zeigen. Daraus wird geschlossen, dass kein Einlaufbrummen vorkommt, sondern der Einlauf bis zum Blockieren stabil funktioniert. Dies ist auch bei allen übrigen Lippenpositionen, welche nicht dargestellt sind, der Fall. Die Art der Strömungstopologie gemäß der beiden Fälle mit  $x_L \geq 330$  mm und  $x_L < 330$  mm hat in diesem Zusammenhang keinen Einfluss.

### 6.4.2 Strömungsfeld ohne Gegendruck

In diesem Abschnitt wird die Struktur des Strömungsfeldes für unterschiedliche Innenkontraktionsverhältnisse ohne den Einfluss von aufgeprägtem Gegendruck anhand der Messungen der Wanddrücke und des Druckmessrechens genauer analysiert. Dazu zeigen die Bilder 6.13(a) und 6.13(b) Schattenaufnahmen für die Lippenpositionen  $x_L = 300$  mm und 330 mm sowie das Diagramm 6.14 die Druckverläufe entlang der Mittellinie von Rampe und Haube.

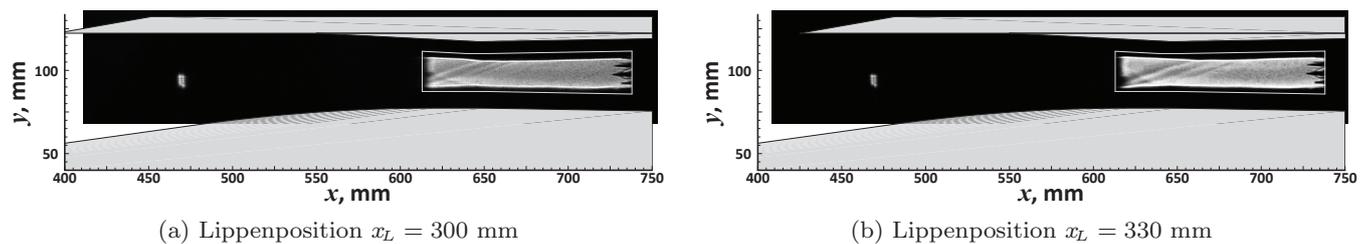


Abb. 6.13: Schattenaufnahmen für die Lippenpositionen  $x_L = 300$  mm und 330 mm ohne Gegendruck

Wie die statischen Druckverhältnisse insgesamt, ist auch das Niveau der Wanddrücke kaum von der Lippenposition abhängig. Insgesamt reflektieren die Wanddruckverläufe die erwartete Strömungsstruktur in der Symmetrieebene des Einlaufs. In den Schattenaufnahmen sieht man in der linken unteren Ecke, wie der Haubenstoß, im Fall  $x_L = 330$  mm, bzw. der von der Haube reflektierte Rampenstoß mit der unteren Wand interagiert, wobei das eigentliche Interaktionsgebiet direkt an der Oberfläche unterhalb des sichtbaren Bereichs des optischen Fenster liegt. Man kann jedoch trotzdem mit Sicherheit sagen, dass sich dort eine Ablöseblase bildet, da die Struktur aus Ablöse- und Wiederanlegestoß in beiden Fällen deutlich sichtbar ist.

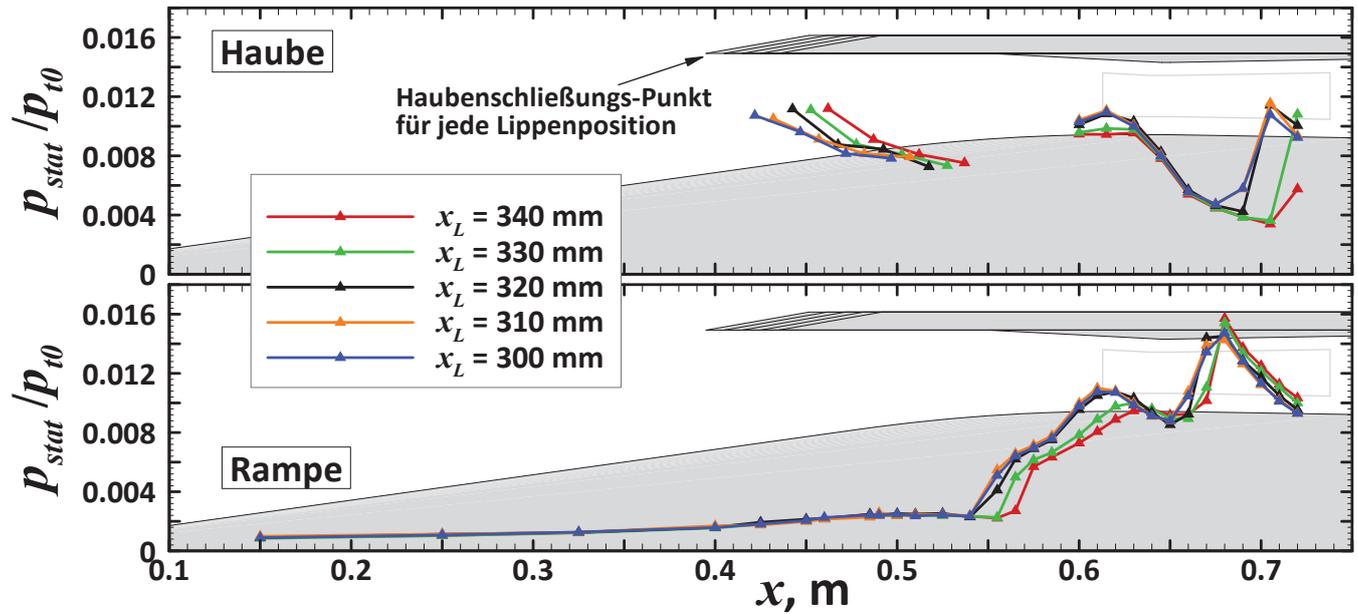


Abb. 6.14: Wanddruckverläufe für verschiedene Lippenpositionen

Im Diagramm der Wanddruckverläufe markiert der Punkt des ersten starken Druckanstiegs auf der Rampe, bei  $0,54 \text{ m} < x < 0,57 \text{ m}$ , die Stelle, an der der Haubenstoß bzw. reflektierte Rampenstoß auf die Rampe trifft, und dort die beobachtete Ablöseblase induziert. Dieser wird reflektiert und trifft am Ende des Einlaufs, im Bereich  $0,69 \text{ m} < x < 0,73 \text{ m}$ , wieder auf die Haubenoberfläche. Der Druckanstieg zwischen der letzten Druckmessstelle im beweglichen Teil der Haube sowie der ersten im festen wird verursacht durch den Stoß, den die Vorderkante des festen Teils der Haube erzeugt. Dieser Stoß trifft bei  $0,65 \text{ m} < x < 0,67 \text{ m}$  auf die untere Wand, und erzeugt einen entsprechend starken Druckanstieg. In den Bereichen zwischen den Stößen sieht man sowohl auf der Hauben- wie auch der Rampenseite einen Druckabfall der jeweils durch die Expansion an der Kante bzw. der Fläche, wo sowohl Haube wie Rampe in den horizontalen bzw. divergenten Isolatorbereich übergehen, bedingt ist.

Für diejenigen Fälle, in denen der Rampenstoß von der Haube eingefangen wird, also für  $x_L \leq 320 \text{ mm}$ , ist die Strömungsstruktur in der Symmetrieebene unabhängig von der Lippenposition. Die Wanddruckverläufe sind für diese Fälle nahezu identisch. Für die anderen Fälle, also  $x_L \geq 330 \text{ mm}$ , sieht man hingegen, wie sich die Stoßstrukturen entsprechend der Änderung der Lippenposition in  $x$ -Richtung verschieben. So wandert der Punkt, wo der Haubenstoß auf die Rampe trifft, für diese Konfigurationen stromauf, bleibt für die anderen Fälle jedoch gleich. Besonders deutlich sieht man die Verschiebung der Stoßstrukturen an der Oberseite am Ende des Einlaufs. Für  $x_L = 340 \text{ mm}$  trifft die Reflexion des Stoßes, der vom festen Teil der Haube erzeugt wird, erst knapp stromab des letzten Druckmesspunkts auf die Haube, so dass dieser den Druckanstieg nur teilweise erfasst.

Abbildung 6.15 zeigt die Druckverteilung um die beiden Querschnitte  $Q_1$  und  $Q_2$  mit radial verteilten Druckbohrungen bei  $x = 500 \text{ mm}$  und  $590 \text{ mm}$  gemäß der in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen Darstellung. Besonders in den unteren Ecken von Querschnitt  $Q_2$  zeigen sich starke Druckänderung bei Variation der Lippenposition, aber auch bei anderen Punkten in beiden Querschnitten zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit vom Innenkontraktionsverhältnis. Insgesamt ist es jedoch schwierig, die Ergebnisse genau zu interpretieren, da die Anzahl der Daten zu gering ist, um Aussagen über die Strömungsstruktur und die sich bei Variation der Lippenposition ergebenden Änderungen zu treffen, zumal die Strömungsstruktur in den Eckenbereichen sehr kompliziert ist, besonders die Stoßstruktur durch die V-förmige Haube in Kombination mit den sich ausbildenden Eckenwirbeln.

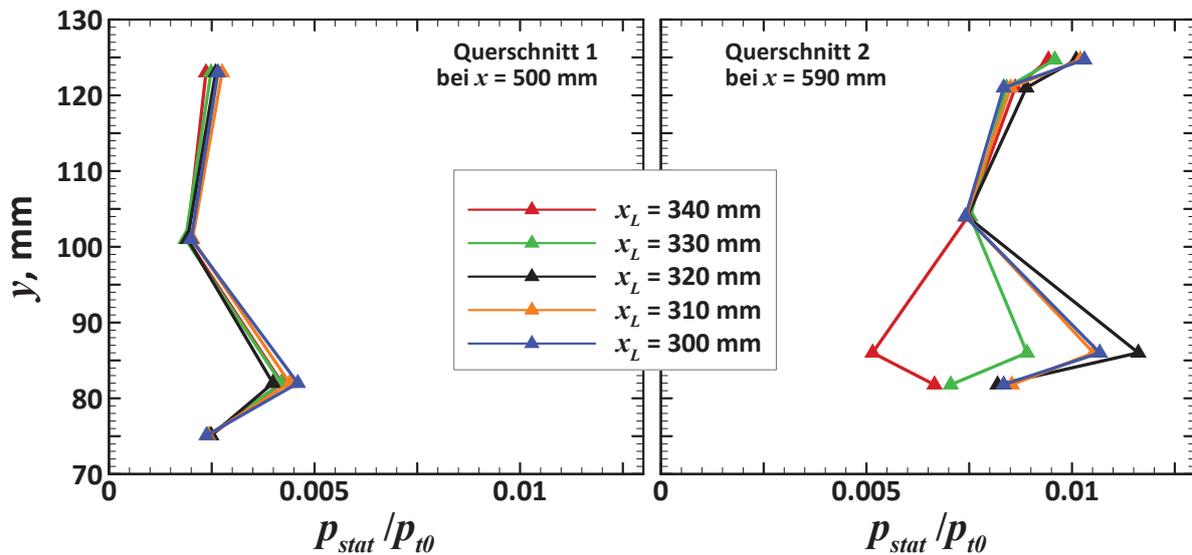


Abb. 6.15: Druckprofile der Querschnitte mit radial verteilten Druckbohrungen

Auffällig ist dabei, dass kein bestimmter Trend erkennbar ist, wie sich der Druck mit der Lippenposition verändert. Besonders in den unteren Ecken ist die Entwicklung anders als auf der Mittellinie. Für  $x_L = 340$  mm ist im 2. Querschnitt der Druck in der Ecke niedriger als auf der Mittelebene, bei allen anderen Lippenpositionen jedoch höher. Wird die Lippe weiter nach vorne gefahren, steigt der Druck zunächst stark an bis  $x_L = 320$  mm, sinkt danach aber wieder ab. Im Querschnitt  $Q_1$  ist das Verhalten umgekehrt. In der Mitte der Seitenwände gibt es in beiden Querschnitten keinen sichtbaren Einfluss durch die Änderung der Lippenposition.

Die vertikalen und horizontalen Profile des Pitot- und statischen Drucks im Diagramm 6.16, die mit dem Druckmessrechen am Ende des Isolators bestimmt werden, sowie die daraus abgeleiteten Machzahlen in Abbildung 6.17, zeigen unterschiedliche Einflüsse durch die Lippenposition, wobei auch hier keine nennenswerten Änderungen der Gesamtniveaus feststellbar sind. Wie auch bei den bereits diskutierten Wanddruckverläufen zeigen die Messungen mit dem Druckmessrechen keine instationären Effekte, auch nicht bei an sich instationären Effekten wie den Stoß-Grenzschicht-Interaktionen und dadurch induzierten Ablösegebieten. Die Messungen waren auch mit hoher Übereinstimmung wiederholbar.

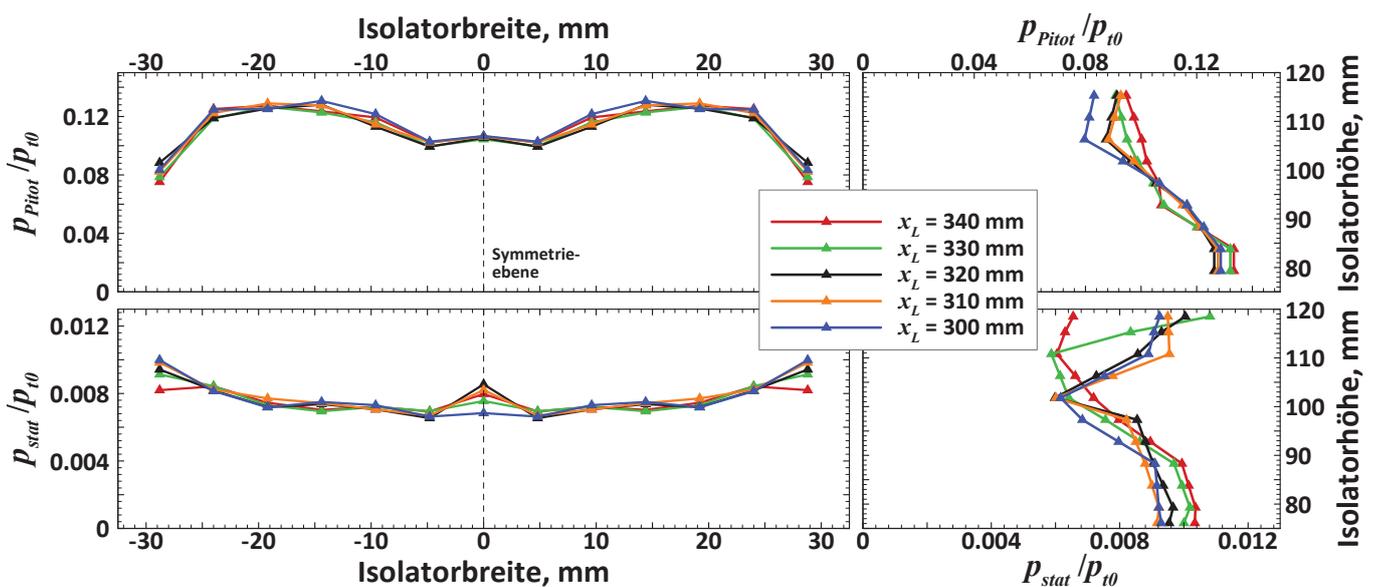


Abb. 6.16: Horizontale (links) und vertikale (rechts) Profile für Pitot- (oben) und statischen Druck (unten)

Bei den horizontalen Profilen, also der Verteilung über die Breite des Isolators, sind die durch die Änderung der Innenkontraktion bedingten Auswirkungen auf die Drücke sehr gering. Auffällig bei den Pitotdrücken ist der relativ starke Abfall zu den Seitenwänden hin. Für die verschiedenen Lippenpositionen gibt es jedoch nur mäßige Änderungen. Der statische Druck hingegen ist über die Breite deutlich konstanter, wobei stärkere Einflüsse durch die Lippenposition an den äußeren Rändern sowie genau in der Mitte an der Symmetrieebene vorhanden sind. Dies spiegelt sich durch das unterschiedliche Verhalten des Pitotdrucks jedoch nur bedingt in der Machzahlverteilung wider. Während diese an den Seiten nur eine sehr geringe Abhängigkeit von der Lippenposition zeigt, ergeben sich in der Mitte auch deutliche Änderungen der Machzahl. Ein eindeutiges Muster ist dabei jedoch nicht zu erkennen, so gibt es für  $x_L = 300$  mm keinen Abfall, während dieser für  $x_L = 320$  mm am stärksten ist und alle anderen Lippenpositionen im Bereich dazwischen liegen. Der Ablauf ist aber ähnlich wie bei der Änderung der Druckwerte in Querschnitt 1, besonders dass bei  $x_L = 300$  mm und  $320$  mm die Maximal- bzw. Minimalwerte erreicht werden. Dies ist im Querschnitt 2 jedoch anders. Eine genaue Bestimmung der Ursachen für diese Änderungen ist mit diesen Daten jedoch schwierig. Es ist aber davon auszugehen, dass das beobachtete Verhalten zum einen durch den Einfluss der verschobenen Stoßstrukturen auf die Wirbelstrukturen im Einlauf begründet ist. Zum anderen, besonders in der Mitte des Isolatorquerschnitts, dürfte hier auch die Form des Lippenstoßes, der aufgrund der V-förmigen Schneide nicht eben ist, eine Rolle spielen. Besonders der Anstieg des statischen Drucks in der Mitte bei einigen Lippenpositionen lässt sich so erklären. Insgesamt bleibt jedoch festzuhalten, dass die Strömung über die Breite des Isolators ziemlich homogen ist und die aufgrund der Seitenwandkompression bzw. der V-förmigen Haube gewölbten Stoßstrukturen in diesem Bereich eine relativ ebene Form angenommen haben.

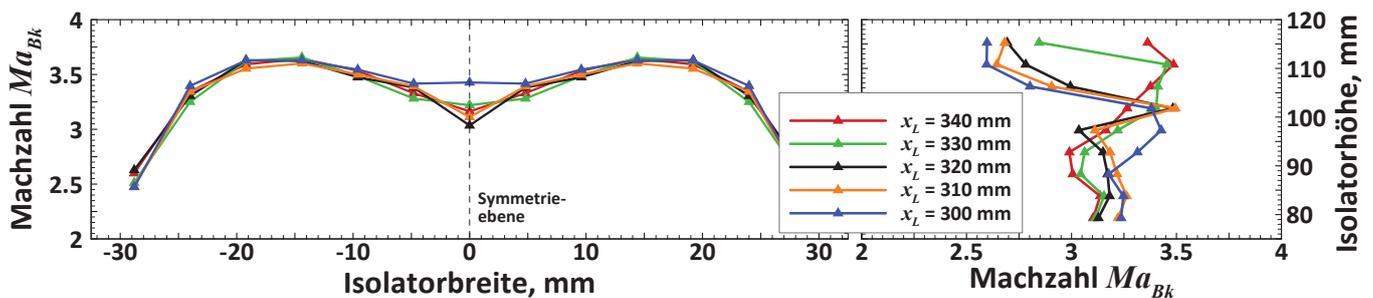


Abb. 6.17: Horizontale (links) und vertikale (rechts) Machzahlprofile für verschiedene Lippenpositionen

Die vertikalen Profile von Pitot- und statischem Druck in Abbildung 6.16 sowie der Machzahl in Abbildung 6.17 spiegeln die bereits in den Wanddruckprofilen sichtbare Verschiebung der Stoßstrukturen wider. Zu beachten ist dabei die zur anschaulicheren Darstellung geänderte Achsenorientierung und bei den vertikalen statischen Druckprofilen, dass der oberste und unterste Punkt die Werte der auf Höhe des Druckmessrechs gemessenen Wanddrücke darstellen. Man erkennt an den höheren Machzahlen nahe der oberen Wand, dass für  $x_L = 340$  mm und  $330$  mm die Stoßstruktur stromab verschoben ist. Der Lippenstoß wird von der unteren Wand reflektiert und trifft stromauf des Druckmessrechs wieder auf die Haube. Von dort wird er abermals reflektiert und passiert im Anschluss den Druckmessrechs. Abhängig von der Lippenposition ist dies an einer anderen Stelle der Fall. An den jeweiligen Stellen sind deutliche Sprünge in den Pitot- und statischen Druckverläufen vorhanden, die dann auch in den Machzahlverteilungen sichtbar sind. Dabei muss beachtet werden, dass sich, wie in Abschnitt 4.4.3 erklärt, in den vertikalen Machzahlprofilen geringfügige Verzerrungen durch die unterschiedlichen Positionen der statischen Drucksonden und der Pitotröhrchen ergeben können, da die Machzahl aus dem Verhältnis dieser beiden Größen berechnet wird. Daher ist die gleichzeitige Betrachtung der Druckwerte wichtig bezüglich der verlässlichen Bestimmung der Stoßlagen. Ob ein Punkt vor oder hinter einem Stoß liegt, lässt sich an einem deutlichen Anstieg des statischen Drucks und einem Abfall des Pitotdrucks sowie einem daraus hervorgehenden Absinken der Machzahl erkennen.

In Diagramm 6.14 war bereits zu sehen, dass der Lippenstoß auf der Mittellinie für die Fälle mit  $x_L \leq 320$  mm nach der Reflexion auf der Rampenseite im Bereich zwischen dem dritt- und vorletzten

Wanddruckpunkt wieder auf die Haubenoberfläche trifft. Anhand der Druck- und Machzahlprofile lässt sich nun erkennen, dass der Lippenstoß für diese Fälle im Bereich zwischen dem dritten und vierten Druckmesspunkt von oben (dabei sind die Wanddruckbohrungen nicht mitgezählt) auf den Druckmessrechen trifft, wie die deutliche Erhöhung des statischen Drucks und das Absinken von Pitotdruck und Machzahl in diesem Bereich zeigt. Für  $x_L = 330$  mm verschiebt sich diese Stoßstruktur soweit stromab, dass sie zwischen der letzten und vorletzten Druckbohrung auf die obere Wand trifft. Von dort wird der Stoß so reflektiert, dass er im Bereich zwischen dem obersten Pitotröhrchen und der darunter liegenden statischen Drucksonde den Druckmessrechen passiert. Dies lässt sich an dem im Vergleich zu  $x_L = 340$  mm niedrigeren Pitotdruck und dem sehr viel höheren statischen Druck an der oberen Wand und dem damit einhergehenden Abfall der Machzahl erkennen. Der für  $x_L = 330$  mm gemessene Wanddruck ist höher als bei allen anderen Lippenpositionen, da der Stoß in unmittelbarer Nähe der Druckbohrung auf die Oberfläche trifft.

Für  $x_L = 340$  mm ist es schließlich so, dass der Stoß noch etwas weiter stromab verschoben ist, so dass er zwischen dem obersten Pitotröhrchen und der Wanddruckbohrung hindurchgeht und erst hinter dieser Druckbohrung auf die Wand trifft. Somit wird die Druckerhöhung durch den reflektierten Stoß weder von dieser letzten Druckbohrung noch durch den Druckmessrechen erfasst, woraus die in den Abbildungen 6.16 und 6.17 gezeigten Profile resultieren.

Insgesamt zeigt Abbildung 6.16, dass die Änderungen in der Machzahlverteilung in erster Linie Änderungen des statischen Druckes geschuldet sind und der Pitotdruck deutlich weniger stark von der Lippenposition beeinflusst wird. Besonders über das horizontale Profil sind die Werte nur in geringem Maße von der Lippenposition abhängig. Auffällig ist der starke Abfall des Pitotdrucks und folglich der Machzahl nahe der Seitenwände. Dieser ist jedoch für alle Lippenpositionen ähnlich ausgeprägt, im Gegensatz zu den statischen Druckwerten, welche in diesen Punkten eine stärkere Abhängigkeit besitzen. Ebenso sind die Variationen der Machzahl im mittleren Punkt des horizontalen Profils auf Variationen des statischen Druckes zurückzuführen. Diese zeigen somit auch das gleiche Muster in Bezug auf die Änderung der Haubenposition wie Machzahlverteilung und die Druckwerte im Querschnitt  $Q_2$ . Die vertikalen Profile hingegen zeigen analog zu den Druckverläufen entlang der Mittellinie die Verschiebungen der Stoßstruktur aufgrund der geänderten Lippenposition.

### 6.4.3 Strömungsfeld bei aufgeprägtem Gegendruck

Zur Analyse des Strömungsfeldes bei aufgeprägtem Gegendruck werden die beiden Referenzfälle mit maximaler Innenkontraktion ( $x_L = 300$  mm) als vorteilhaftestem Betriebsfall und der Auslegungsfall mit  $x_L = 330$  mm herangezogen. Wie bereits erwähnt, ergibt sich der Gegendruck durch das kontinuierliche Zufahren und damit der Reduzierung des engsten Querschnitts der Drossel. Das Strömungsfeld wird nun anhand der Wanddruckverteilungen und der Profile von Machzahl und Druck des Druckmessrechens, sowie der Schattenaufnahmen einzelner Messpunkte untersucht, an denen ein bestimmtes Druckverhältnis  $\Pi_{st}$  anliegt (im Folgenden auch als Gegendruckverhältnis bezeichnet).

Generell ergibt sich der folgende Ablauf, wenn die Drossel während des Versuchs zugefahren wird: Zunächst macht sich der Gegendruck im Isolator noch nicht bemerkbar. Die Anpassung der Strömung an den von der Drossel verursachten Druckanstieg geschieht alleine in der Beruhigungskammer im Zulauf der Drossel, so dass im Einlauf weiterhin der ungedrosselte Betriebsfall vorliegt. Wird die Drossel weiter zugefahren und der Druck steigt weiter, pflanzt sich der Beginn des Druckanstiegs immer weiter stromaufwärts fort, bis in den Isolator des Einlaufs. Hier bildet sich zur Anpassung an den Gegendruck ein Shock-train aus. Dieser wird bei weiterem Zufahren der Drossel immer stärker, der Druckanstieg größer und gleichzeitig verringert sich die Eintrittsmachzahl in die Brennkammer. Bei noch weiterer Gegendruckerhöhung sinkt die Strömungsgeschwindigkeit in den Unterschall, wobei dies in der Regel kein Prozess ist, der plötzlich die gesamte Strömung betrifft, sondern zunächst nur einen Teil. Erst bei noch stärkerer Gegendruckerhöhung entsteht ein senkrechter Stoß im Isolator, durch den die gesamte Isolatorströmung in den Unterschall verzögert wird. Streng genommen liegt dann kein Scramjet-Betrieb mehr vor. Wird der Gegendruck dann

noch weiter erhöht, wandert die Druckerhöhung über die Grenzschicht so weit stromauf, dass an einem Punkt der senkrechte Stoß stromaufwärts aus dem Einlauf springt und der Einlauf blockiert (Unstart). Dadurch ergibt sich die Grenze des anhand der Drosselkurven bereits dargestellten Betriebsbereichs.

### Konfiguration mit maximaler Innenkontraktion ( $x_L = 300$ mm)

Für die Konfiguration mit maximaler Innenkontraktion ( $x_L = 300$  mm) sind drei unterschiedliche Grundstrukturen der Strömung bei Reduzierung des Drosselgrades und damit der Steigerung des Brennkammergegendrucks zu beobachten. Dabei handelt es sich zum einen um den bereits in Abbildung 6.13(a) dargestellten ungedrosselten Fall, sowie die in den Schattenaufnahmen in Bild 6.18 gezeigten Betriebspunkte für die Gegendruckverhältnisse  $\Pi_{st} \approx 68$  und 129. Die genaue Strömungsstruktur in diesen drei Fällen lässt sich anhand der Wanddruckverteilungen entlang der Mittellinie in Abbildung 6.19, den Druck- und Machzahlprofilen des Druckmessrechs in den Abbildungen 6.20 und 6.21 sowie den zu jeder Grundstruktur gehörigen Schattenaufnahmen nachvollziehen.

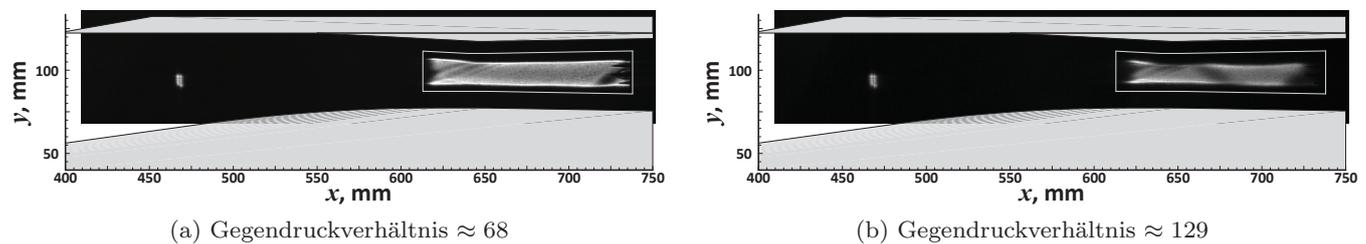


Abb. 6.18: Schattenaufnahmen für unterschiedliche Gegendruckverhältnisse für die Lippenposition  $x_L = 300$  mm

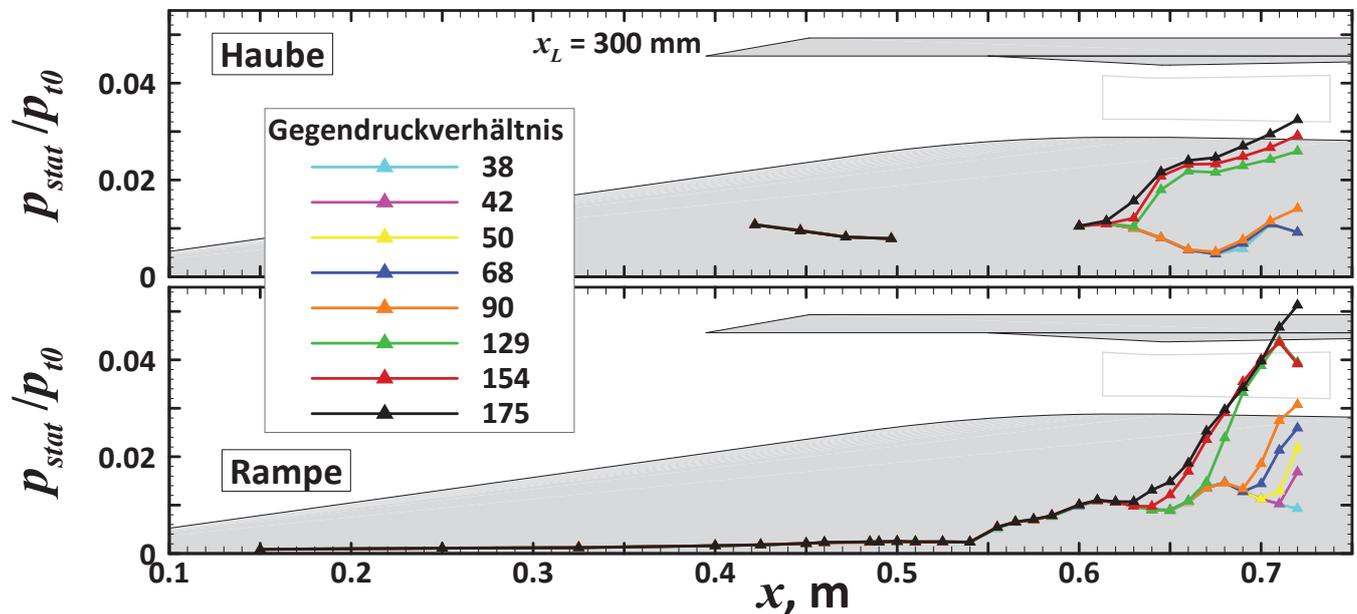


Abb. 6.19: Wanddruckverläufe für unterschiedliche Gegendrucke für die Konfiguration mit maximaler Innenverdichtung ( $x_L = 300$  mm)

Erst ab einem Drosselgrad von  $\Delta \approx 0,19$ , was einem Druckverhältnis von  $\Pi_{st} = 42$  entspricht, beginnt der Gegendruck, sich auf die Isolatorströmung auszuwirken. Dies geschieht jedoch zunächst nur auf der Unterseite des Einlaufs, wo sich ein schräger Stoß ausbildet und den dort sichtbaren Druckanstieg verursacht. Wie die Druckverteilungen zeigen, wird dieser im Anschluss stärker und wandert stromauf. Die Strömungsstruktur mit diesem schrägen Stoß stellt die zweite, in Abbildung 6.18(a) beobachtete

Grundstruktur dar. Auch in der Mitte und der gesamten unteren Hälfte des Isolators wird der Einfluss des Gegendrucks sofort sichtbar. Aber erst ab einem Gegendruckverhältnis von  $\Pi_{st} = 90$  ist auch entlang der Haubenseite die Erhöhung des Gegendrucks messbar, d.h. dass der Stoß mittlerweile so weit stromauf gewandert ist, dass er im Bereich des hintersten Druckmesspunktes auf die Haube trifft.

Bei weiterem Zufahren der Drossel ändert sich die Strömungstopologie sprunghaft. Das Druckverhältnis erhöht sich schlagartig von  $\Pi_{st} = 90$  auf 129. Wie die Schattenaufnahmen und die Wanddruckverteilung zeigen, beginnt die Stoßstruktur nun auf der Oberseite bei etwa  $x = 0,63$  m in der Mitte der zulaufenden Rampe des festen Teils der Haube, und trifft im Bereich von  $x = 0,68$  m auf die Rampenseite. Dort verursacht dieser Stoß anstatt des im ungedrosselten Falls an dieser Stelle folgenden Druckabfalls einen sehr starken weiteren Druckanstieg. Auch diese Stoßstruktur wandert bei weiterer Erhöhung des Gegendrucks noch weiter stromauf. Kurz vor dem Blockieren der Strömung steigt das statische Druckverhältnis erneut sprunghaft an, wie es die Verläufe des statischen Druckverhältnisses  $\Pi_{st}$  in Abschnitt 6.4.1 zeigen. Eine weitere Änderung der Strömungsstruktur gibt es jedoch nicht. Beim letzten Druckmesspunkt auf der Rampenseite, an welchem der Druck bisher abfiel, gibt es nun einen weiteren starken Druckanstieg. Auf der Haube gibt es jedoch keine weitere Änderung der Strömungsstruktur, lediglich eine weitere allgemeine Erhöhung des Druckniveaus im Bereich ab  $x = 0,61$  m.

Weiteren Aufschluss darüber, wie die Änderungen in der Strömungsstruktur genau aussehen, geben die Pitot- und statischen Druckprofile des Druckmessrechens sowie die daraus abgeleiteten Machzahlverteilungen in den Abbildungen 6.20 und 6.21. Anhand der statischen Druckprofile über die Isolatorbreite sind die Änderungen, vor allem die sprunghaften Änderungen der Strömungstopologie, nur schwer nachzuvollziehen. Die Entwicklung der horizontalen Verteilung erweckt vielmehr den Eindruck, dass es lediglich einen stetigen und relativ gleichmäßigen Anstieg des Drucks gibt, wobei dieser ziemlich proportional zur Erhöhung des Gesamt-Druckverhältnisses ist. Dabei bleibt der statische Druck über die Breite des Isolators während des gesamten Versuchs relativ konstant. Nur in der Mitte bildet sich eine bei steigendem Gegendruck immer weiter zunehmende Spitze im Druckverlauf aus.

Über die Höhe des Isolators entwickelt sich der statische Druck in verschiedenen Bereichen stark unterschiedlich. Folglich lassen sich anhand der vertikalen Profile von Pitot- und statischem Druck die Vorgänge bei Erhöhung des Gegendrucks gut nachvollziehen. Durch den sich bildenden schrägen Stoß im unteren Bereich des Isolators steigt dort zunächst nur der statische Druck an, passend zu den Beobachtungen

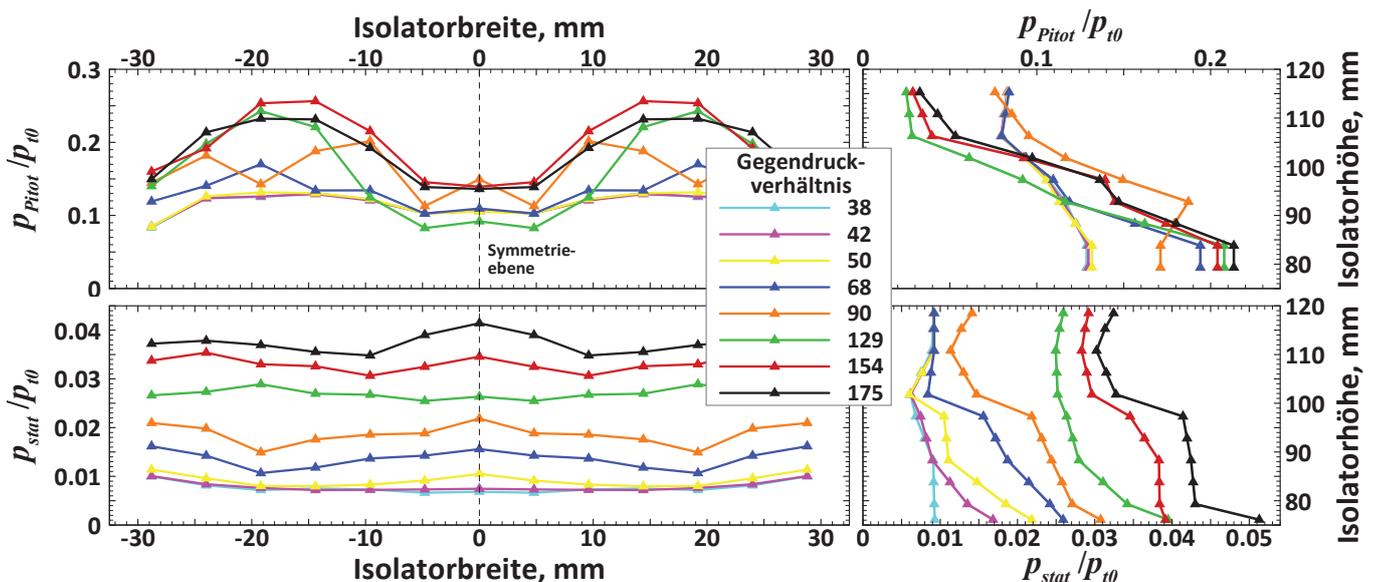


Abb. 6.20: Pitot- und statische Druckprofile des Druckmessrechens für unterschiedliche Gegendrücke für maximale Innenkontraktion  $x_L = 300$  mm

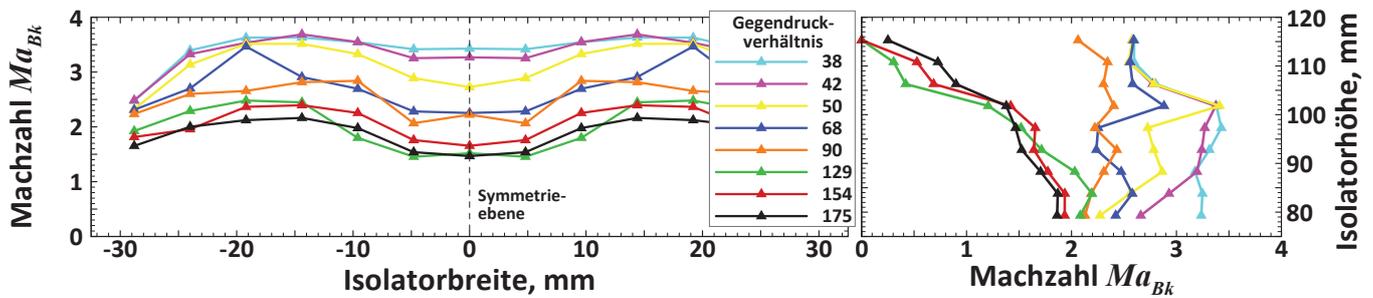


Abb. 6.21: Machzahlprofile für unterschiedliche Gegendrucke für die Konfiguration mit maximaler Innenverdichtung ( $x_L = 300$  mm)

beim Wanddruckverlauf. Bei weiterem Zufahren der Drossel, wenn dieser Schrägstoß stärker wird und stromauf wandert, breitet sich das Gebiet, das einen Druckanstieg verzeichnet, immer weiter nach oben aus und wird immer stärker. Dabei ist die Druckzunahme umso höher, je näher man der unteren Wand kommt.

Beim Pitotdruck sind die Änderungen anfangs noch minimal, weshalb sich die Machzahl entsprechend der Steigerung des statischen Drucks ändert, d.h. diese sinkt im mittleren und unteren Isolatorbereich ab. Beim Übergang von  $\Pi_{st} = 50$  zu  $\Pi_{st} = 68$  gibt es anscheinend eine leichte Änderung der Strömungsstruktur im mittleren und unteren Isolatorbereich. Der statische Druck steigt weiter an und man sieht anhand des vertikalen Profils, dass der durch den Gegendruck induzierte Schrägstoß so weit stromauf wandert, dass er auf den horizontalen Ast des Druckmessrechs trifft. Dort erzeugt er einen recht sprunghaften Anstieg des statischen Drucks über die gesamte Breite, wobei dieser in der Mitte stärker ausfällt als an den Seiten. Gleichzeitig gibt es einen deutlichen, sprunghaften Anstieg des Pitotdrucks nahe der unteren Wand, der bewirkt, dass, im Gegensatz zur vorherigen Entwicklung, die Machzahl in diesem Bereich nicht weiter abfällt sondern in etwa konstant bleibt. In der Mitte hingegen sinkt sie weiter ab. Es ist möglich, dass diese Effekte durch die Interaktion des Shock-trains mit den Wirbelstrukturen in der Strömung sowie die gewölbten Stoßstrukturen der Lippe und des festen Teils der Haube verursacht werden.

Steigert man das Gegendruckverhältnis auf  $\Pi_{st} = 90$ , bewegt sich der Shock-train so weit stromauf, dass sich dessen Druckerhöhung auf den gesamten Isolatorquerschnitt auswirkt. Vorher waren die Pitot- und statischen Drücke unbeeinflusst vom Gegendruck, was auch schon durch die Wanddruckverläufe in Bild 6.19 nahegelegt wurde. In der Folge ergibt jede weitere Reduzierung des Drosselgrads auch eine Druckerhöhung im ganzen Querschnitt des Isolators. Gegenüber dem Gegendruckverhältnis von  $\Pi_{st} = 68$  steigt der Pitotdruck jedoch nur in der Mitte sowie dem Bereich direkt darunter weiter an. Zur Wand fällt er jedoch wieder, nachdem er beim Übergang von  $\Pi_{st} = 50$  auf 68 ja sehr stark gestiegen war. Dadurch sinkt die Machzahl nun auch in diesem Bereich wieder ab. Über die Breite des Einlaufs steigen Pitot- und statischer Druck jeweils deutlich. Dabei wird die Strömung jedoch inhomogener, besonders der Pitotdruck zeigt Schwankungen. Der statische Druck hat an der Symmetrieebene seinen höchsten Wert, während die Minimalwerte nahe der Seitenwände, etwa 20 mm von der Symmetrieebene entfernt, auftreten. Diese verstärkte Inhomogenität wird ebenfalls auf die Wirbelstrukturen bzw. gewölbten Stoßstrukturen und deren Interaktion mit dem durch den Gegendruck induzierten Shock-train zurückgeführt.

Anschließend ergibt sich bei weiterer Reduktion des Drosselgrads, d.h. Steigerung von  $\Pi_{st}$  auf 129, die bereits bei den Wanddruckverläufen beobachtete sprunghafte Änderung der Strömungsstruktur: Der statische Druck steigt über die gesamte Höhe sprunghaft an, wobei der Anstieg im oberen Bereich viel stärker ist. Auch die weiteren, in den Wanddruckverläufen schon bereits erläuterten Änderungen werden hier wiedergegeben: Beim Übergang auf  $\Pi_{st} = 154$  und 175 steigt der statische Druck an der unteren Wand und im mittleren Bereich nochmals sehr stark an, während im oberen Isolator Drittel nur gemäßigte Steigerungen erkennbar sind. Der Pitotdruck hingegen steigt nahe der Rampenoberfläche für  $\Pi_{st} = 129$  sehr stark an und sinkt an der Haubenoberfläche ebenso stark ab. Danach ändert sich diese Größe nur noch in geringem Ausmaß.

Wie die genaue Auswertung der Messwerte des Druckmessrechens ergibt, und von den Machzahlprofilen in Graphik 6.21 ausgedrückt wird, bildet sich bei der ersten sprunghaften Änderung der Strömungstopologie ein Ablösegebiet hinter dem von der Haube ausgehenden Stoß an der Oberseite aus. An diesem Punkt, also dem Gegendruckverhältnis von  $\Pi_{st} = 129$ , bei welchem der Drosselgrad  $\Delta = 0,16$  beträgt, sinkt das Verhältnis von Pitot- und statischem Druck auf  $\frac{p_{Pitot}}{p_{st}} < 1$  für den obersten Punkt des Druckmessrechens. Somit übersteigt der statische Druck den Pitotdruck, was bedeutet, dass an diesem Punkt eine Rückströmung und damit ein Ablösegebiet vorliegen muss. Gemäß der im Kapitel 4.4.3 beschriebenen Methode ergibt sich daraus die Darstellung mit  $Ma = 0$  für diesen Punkt bei den vertikalen Machzahlprofile in Abbildung 6.21. Für die beiden darunter liegenden Punkte liegt die Machzahl im sehr niedrigen Unterschallbereich. Hier liegt zwar keine Rückströmung vor, aber das Verhältnis von Pitot- und statischem Druck liegt dennoch weit unter der Grenze von  $\frac{p_{Pitot}}{p_{st}} = 1,839$ , die den Übergang von Unter- zu Überschall bedeutet.

Es muss auch darauf hingewiesen werden, dass möglicherweise gar keine Ablösung vorliegt, sondern nur aufgrund der Auswertemethode ein Ablösegebiet diagnostiziert wird. Der für diesen Punkt zur Ableitung der Machzahl verwendete statische Druck wird, im Gegensatz zum Pitotdruck, dort nicht gemessen, sondern aus der darunter liegenden Drucksonde und dem darüber gemessenen Wanddruck interpoliert. In Anbetracht der Unsicherheiten ist es möglich, dass der statische Druck den Pitotdruck dort gar nicht übersteigt, da der Unterschied sehr gering ist. Es ist aber mit Sicherheit zu sagen, dass sich ein großes Unterschallgebiet ausbildet, welches das obere Drittel des Isolators umfasst, wobei die Messwerte keinen Aufschluss über die horizontale Ausdehnung dieses Gebiets geben. Dass die Ablösung auf der Haubenseite auftritt, ist überraschend, da eher davon auszugehen war, dass sich ein Unterschall- bzw. Ablösegebiet auf der Rampenseite ausbildet, da hier die größeren Druckgradienten bei den Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen anliegen, und sich vor allem auch der Gegendruck dort viel früher bemerkbar macht. Außerdem ist die Grenzschicht entlang der Rampenseite aufgrund der größeren Lauflänge dicker und damit weniger stabil gegenüber Ablösung. Es ist auch noch zu erwähnen, dass sich dieses Unterschallgebiet während dem weiteren Zufahren der Drossel nicht mehr zurückbildet sondern stationär ist. Zwar nimmt der Pitotdruck wieder zu, so dass er nach  $\Pi_{st} = 175$  den statischen Druck wieder übersteigt. Trotzdem befindet sich die abgeleitete Machzahl mit  $Ma \approx 0,3$  immer noch im niedrigen Unterschallbereich. Der Zeitraum von der Ausbildung dieses Ablöse- bzw. Unterschallgebiets bis zum Blockieren der Strömung beträgt etwa drei Sekunden.

Auch bei sehr niedrigen Drosselgraden bleibt der statische Druck über die Breite des Isolators hinweg relativ konstant. Es bildet sich jedoch eine leichte Spitze in der Druckverteilung genau in der Mitte, die sich während dem Zufahren der Drossel immer stärker ausprägt, mit Ausnahme von  $\Pi_{st} = 129$ , wo dieser bei der sprunghaften Änderung der Strömungsstruktur kurzzeitig verschwunden ist. Beim Pitotdruck zeigen sich deutlich stärkere Einflüsse des Gegendrucks in den horizontalen Profilen. Bereits ohne Gegendruck haben diese die Form eines Doppelbogens. Ausgehend von der Seitenwand steigt der Druck an und erreicht in der Mitte zwischen der Wand und der Symmetrieebene ein Maximum. Danach sinkt er wieder auf nahezu das gleiche Niveau ab, das auch nahe der Wand vorliegt. Während sich der Pitotdruck in der Mitte und nahe den Seitenwänden nur moderat erhöht und dabei auch stets das jeweils gleiche Niveau hält, nehmen die Werte der Maxima stärker zu. Bei den Punkten, bei denen es starke Änderungen der Strömungsstruktur gibt, also im Bereich  $68 \leq \Pi_{st} \leq 129$ , erhält man zuweilen sehr unetstetige Verläufe. Für die Machzahlverläufe folgt daraus, dass die Änderungen durch den Gegendruck deutlich höher ausfallen als auf den Seiten. Dort verringert sich die Machzahl von  $Ma \approx 3,5$  auf  $Ma \approx 1,5$ . Zu den Seitenwänden sinkt das Ausmaß des Abfalls der Machzahl jedoch deutlich ab, vor allem nahe der Seitenwand reduziert sich diese nur von etwa  $Ma \approx 2,5$  auf  $1,5$ . Auch hier hat es den Anschein, dass die Interaktion des durch den Gegendruck erzeugten Shock-trains mit den Wirbelstrukturen sowie die gewölbte Form der Stoßstrukturen die Inhomogenitäten in der Strömung verursachen. Für einen direkten Einfluss dreidimensionaler Effekte durch die Seitenwandstöße gibt es jedoch keine Anzeichen. Weiterhin ist es möglich, dass ein Teil dieser Effekte auch aus der Umlenkung der Strömung um das Ablöse- bzw. Unterschallgebiet an der Haube herum entstehen kann, besonders, wenn sich dieses Gebiet nicht über die

volle Breite des Isolators erstreckt.

In den Wanddruckprofilen in Abbildung 6.19 liegt der am weitesten stromauf gelegene Punkt, bis zu dem sich der Gegendruck bemerkbar macht, bei etwa  $x \approx 0,62$  m. Dementsprechend sollte sich der Gegendruck in den beiden Querschnitten mit radial verteilten Druckmessstellen bei  $x = 0,5$  m und  $0,59$  m nicht bemerkbar machen. Für den Fall mit maximaler Innenkontraktion trifft dies auch zu, wie die graphische Darstellung der Druckwerte in diesen Querschnitten in Abbildung 6.22(b) zeigt. Erstaunlicherweise gibt es aber einen Einfluss des Gegendrucks auf die Druckwerte im 2. Querschnitt beim Auslegungsfall, wie das entsprechende Diagramm 6.22(a) aufzeigt, obwohl aufgrund des insgesamt geringeren Gegendrucks in diesem Fall entlang der Mittellinie von Rampe und Haube erst ein Stückchen weiter stromab der Gegendruck spürbar wird (bei etwa  $x = 0,64$  m, wie die Diskussion im nächsten Abschnitt auch zeigt).

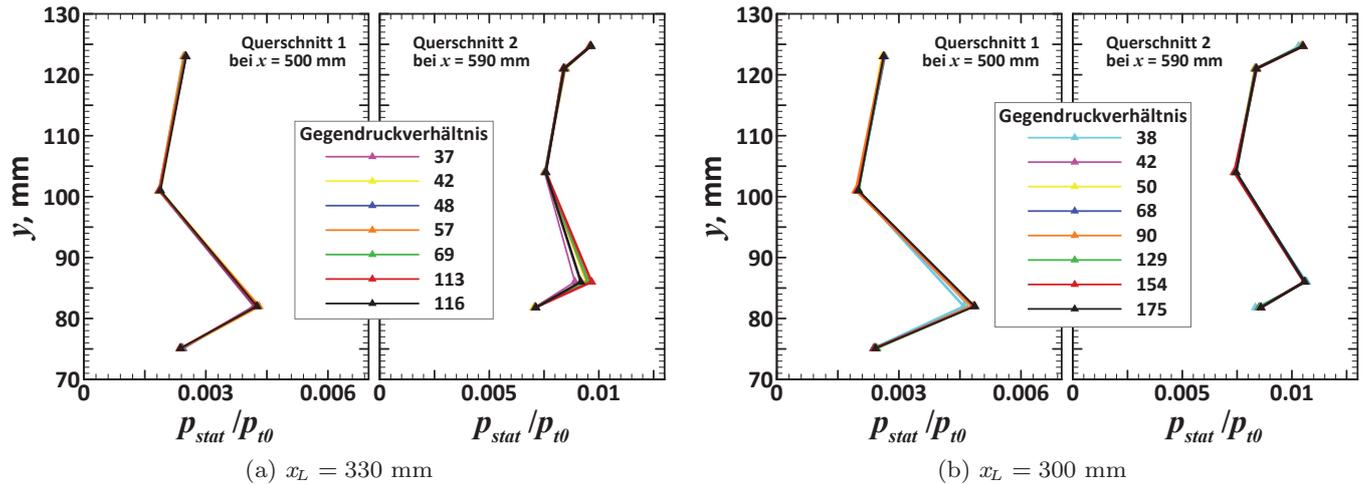
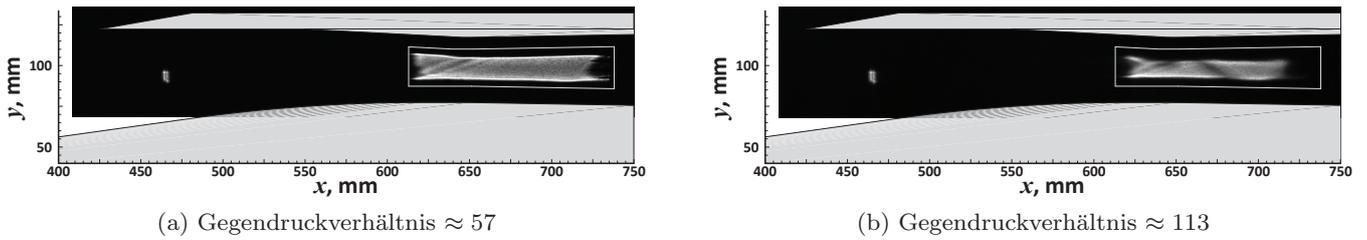
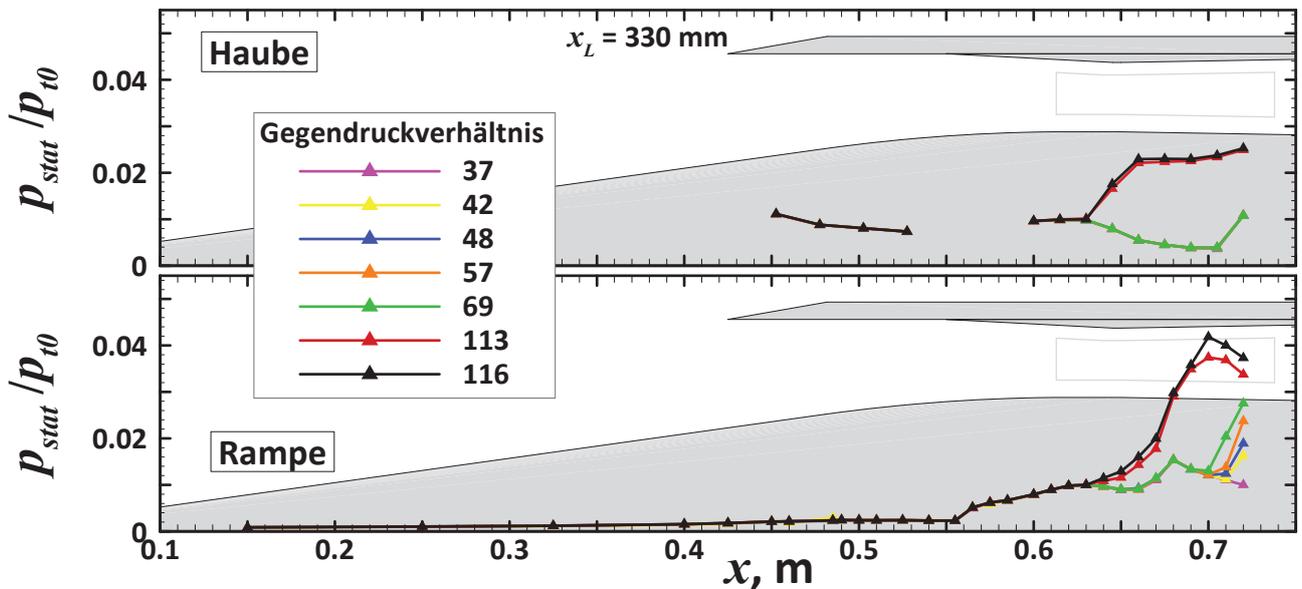


Abb. 6.22: Wanddruckprofile in den Querschnitten  $Q_1$  und  $Q_2$  für unterschiedliche Gegendrücke

### Auslegungsfall mit $x_L = 330$ mm

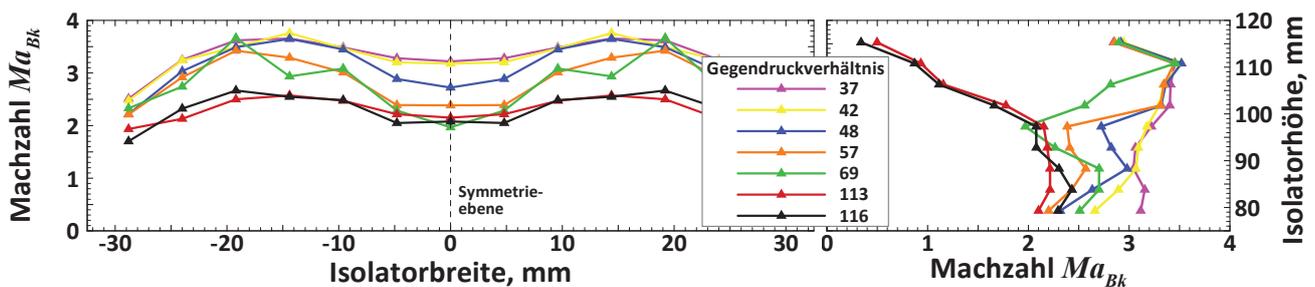
In der Diskussion des Betriebsbereichs wurde bereits dargelegt, dass sich beim Auslegungsfall, wie bei allen Konfigurationen des Strömungsfalls 1, ein etwas anderer Ablauf bei Erhöhung des Gegendrucks einstellt als beim Fall 2. Wie die folgende Analyse zeigt, betrifft dies jedoch alleine den zweiten sprunghaften Druckanstieg. Dieser ist beim Auslegungsfall, wie auch anderen Konfiguration des Strömungsfalls 1 mit  $x_L \geq 330$  mm, nicht vorhanden, da die Einlaufströmung vorher zusammenbricht. Somit laufen die Vorgänge bis zu diesem Punkt größtenteils analog zum im vorherigen Abschnitt beschriebenen Prozess ab. Die Bilder 6.23(a) und 6.23(b) zeigen Schattenaufnahmen für den Auslegungsfall für Gegendruckverhältnisse von  $\Pi_{st} \approx 57$  und  $\Pi_{st} \approx 113$ , und damit zwar für niedrigere Druckverhältnisse, aber die gleichen Grundstrukturen wie die Bilder 6.18(a) und 6.18(b) für  $x_L = 300$  mm. Das erste zeigt den Zustand, wo sich der Gegendruck lediglich auf der Unterseite bemerkbar macht, das zweite denjenigen nach dem sprunghaften Druckanstieg und kurz vor dem Blockieren der Strömung. Eindeutige Unterschiede zu der anderen Konfiguration sind darin jedoch nicht auszumachen.

Analog zum in Abschnitt 6.4.1 für  $x_L = 300$  mm beschriebenen Ablauf ergibt sich für den Auslegungsfall zunächst ein Druckanstieg im hinteren Bereich der Haube, wo sich ein Schrägstoß ausbildet. Hier ist es jedoch so, dass die sprunghafte Änderung der Strömungsstruktur, die den Sprung im statischen Druckverhältnis  $\Pi_{st}$  erzeugt, geschieht, bevor dieser Schrägstoß im hinteren Teil des Isolators auf die Haube trifft. Nach der sprunghaften Änderung der Strömungstopologie hat die weitere Erhöhung des Gegendrucks auf das Druckprofil entlang der Haube keinen Einfluss mehr, die Werte bleiben konstant bis zum Blockieren der Strömung. Das bedeutet, dass es entlang der Haube für diesen Fall überhaupt nur zwei unterschiedliche Druckverteilungen gibt. Auch auf der Rampenseite ergibt sich lediglich eine

Abb. 6.23: Schattenaufnahmen für unterschiedliche Gegendruckverhältnisse für die Lippenposition  $x_L = 330$  mmAbb. 6.24: Wanddruckverläufe für unterschiedliche Gegendrucke für den Auslegungsfall  $x_L = 330$  mm

sehr geringe weitere Erhöhung des Wanddrucks bevor die Strömung zusammenbricht. Dabei wandert der Punkt, ab dem sich der Druckanstieg durch den Gegendruck bemerkbar macht, kaum weiter stromauf, im Gegensatz zum Fall mit maximaler Innenverdichtung.

Das für  $x_L = 300$  mm beobachtete Ablösungs- und Unterschallgebiet ist allerdings auch bei dieser Konfiguration vorhanden, wobei die Messwerte keine Ablösung indizieren, sondern lediglich ein Gebiet, bei dem sich die Machzahlen weit im Unterschall befinden. Es wird jedoch trotzdem vermutet, dass die Strömung in diesem Bereich zumindest teilweise abgelöst ist. Es ist aber definitiv ein Unterschallgebiet mit sehr niedrigen Machzahlen vorhanden, gemäß den vertikalen Machzahlprofilen im Diagramm 6.25. Die Veränderung der horizontalen Machzahlprofile bei Erhöhung des Gegendrucks ist dabei recht ähnlich derjenigen der Konfiguration mit maximaler Innenkontraktion.

Abb. 6.25: Machzahlverläufe für unterschiedliche Gegendrucke für den Auslegungsfall  $x_L = 330$  mm

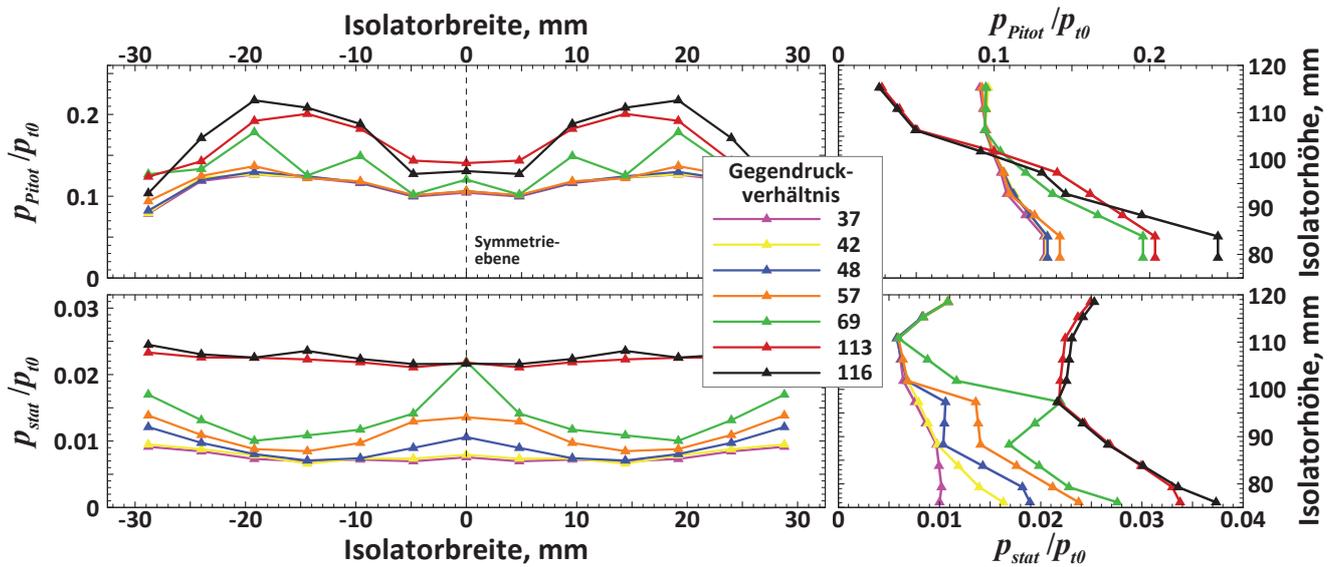


Abb. 6.26: Pitot- und statische Druckprofile des Druckmessrechens für unterschiedliche Gegendrücke für den Auslegungsfall  $x_L = 330$  mm

Auch bei den Druckprofilen zeigt sich ein sehr ähnliches Verhalten. In der unteren Hälfte erhöht sich bis zum Gegendruckverhältnis von  $\Pi_{st} = 57$ , zunächst nur der statische Druck, während der Pitotdruck noch konstant bleibt, wie auch beim horizontalen Profil. Bei diesem ergibt sich jedoch auch beim statischen Druck nur eine geringe Steigerung. Schon vor dem Umspringen der Strömungsstruktur, zwischen  $\Pi_{st} = 57$  und 69, gibt es einen starken Anstieg des vorher noch konstanten Pitotdrucks im unteren Bereich des Isolators, ebenso steigt der statische Druck in der Mitte stark an. Für den Pitotdruck ergibt sich ein stark schwankendes horizontales Profil. Dies liegt vermutlich daran, dass der durch den Gegendruck induzierte schräge Stoß bei diesem Gegendruckverhältnis auf den horizontalen Teil des Druckmessrechens trifft und mit diesem interagiert, weshalb die Werte unter Umständen nicht sehr verlässlich sind. Ansonsten sind die Variationen von Pitot- und statischem Druck über die Breite der Brennkammer wie auch bei  $x_L = 300$  mm auf die Form der Stoßstrukturen und die Wirbel in der Strömung zurückzuführen.

Die obere Hälfte des Isolators wird bis zu diesem Punkt überhaupt nicht beeinflusst. Erst beim Übergang von  $\Pi_{st} = 69$  auf 113 bildet sich hier das Unterschall- bzw. Ablösegebiet aus, einhergehend mit einem starken Abfall des Pitotdrucks bzw. Anstieg des statischen Drucks. Wie bei  $x_L = 300$  mm ist auch hier das statische Druckprofil über die Isolatorbreite praktisch konstant, während sich beim Pitotdruck in der Mitte wieder ein stark niedrigerer Wert als in den Bereichen etwa in der Mitte zwischen der Symmetrieebene und der Seitenwände einstellt. Auch hier liegt vermutlich eine starke Wirbelbildung vor.

#### 6.4.4 Konfiguration mit fester Haubenposition

In Hinblick auf ein Flugexperiment wurden auch Windkanalversuche mit zwei selbststartenden Konfiguration mit fester Haubenposition durchgeführt, da eine variable Geometrie im Flugversuch eventuell nicht realisierbar ist. Das bedeutet, dass die Haube bereits vor Kanalstart in ihre Sollposition gebracht wird, und während des ganzen Versuches in dieser Position bleibt, wodurch bedingt ist, dass die Konfiguration selbststartend sein muss. Basierend auf den in Abschnitt 6.3 beschriebenen Untersuchungen zum Startverhalten wurden die Konfiguration mit den Lippenpositionen  $x_L = 365$  mm und 362 mm ausgewählt. Die zweite liegt sehr nahe am kritischen Innenkontraktionsverhältnis, welches bei  $x_L = 360$  mm vorliegt, während bei der ersten Konfiguration noch etwas Spielraum vorherrscht. Die statischen Druck- und Totaldruckverhältnisse für diese Konfigurationen, sowie zum Vergleich die Werte für den besten Betriebsfall mit maximaler Innenkontraktion ( $x_L = 300$  mm) und den Auslegungsfall ( $x_L = 330$  mm) sind in Abbildung 6.27 dargestellt. Die Werte für die Leistungsparameter für den ungedrosselten Fall sind auch bereits in Tabelle 6.2 enthalten.

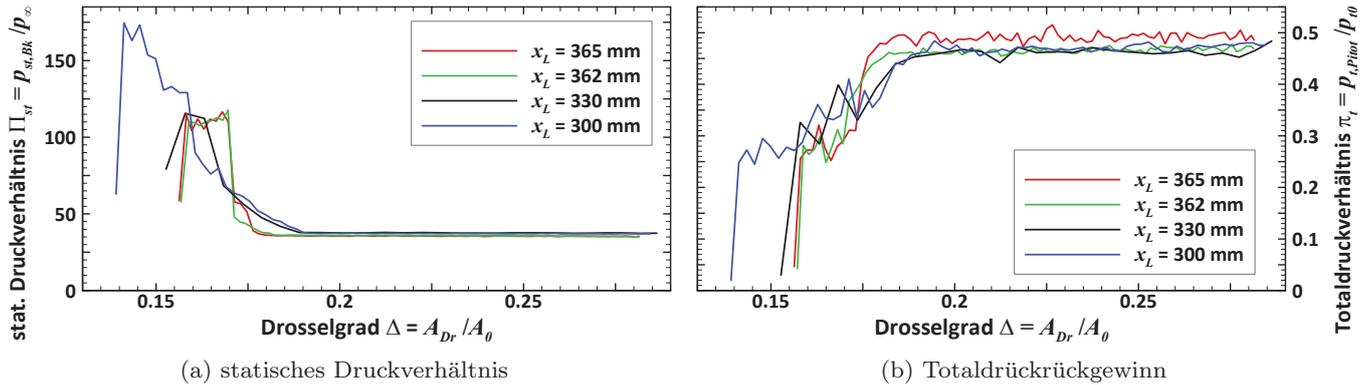


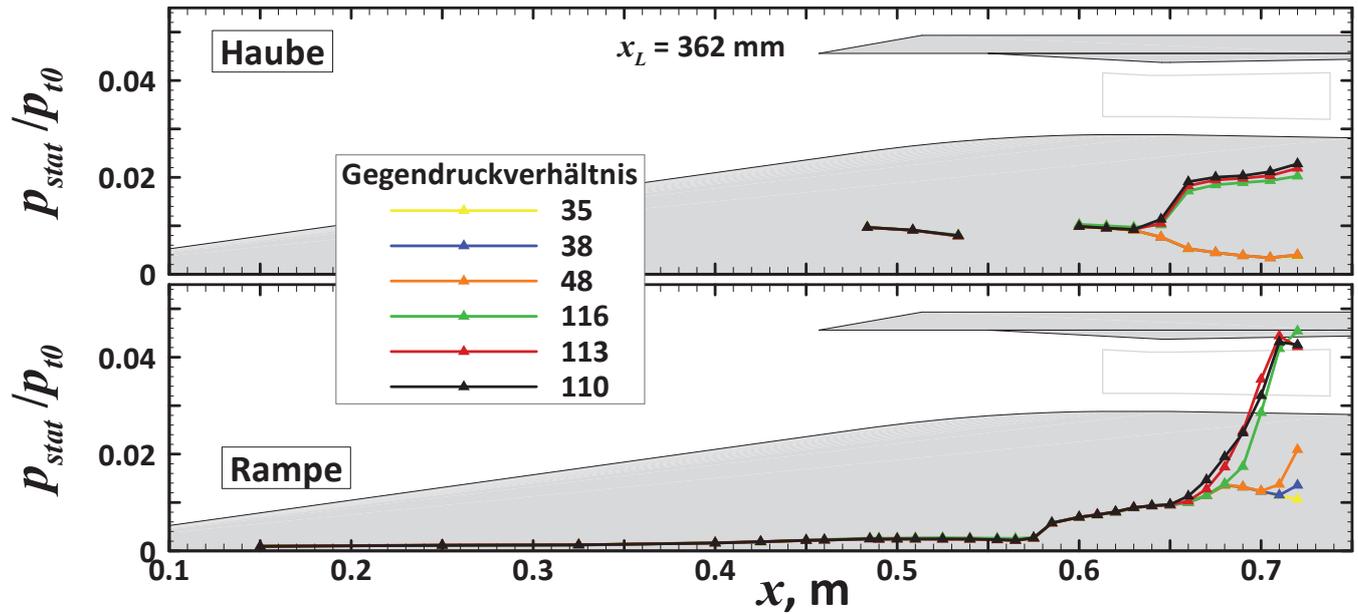
Abb. 6.27: Vergleich von statischem Druckverhältnis und Totaldruckrückgewinn für Konfigurationen mit fester Lippenposition

Wie die Werte in der Tabelle sowie die Graphiken zeigen, wird das statische Druckverhältnis  $\Pi_{st}$  im ungedrosselten Fall nur in geringem Maße beeinflusst. Der Wert von  $\Pi_{st}$  sinkt für  $x_L = 365$  mm um 7,3% im Vergleich zur Konfiguration mit maximaler Innenkontraktion ( $x_L = 300$  mm) als Referenzfall. Das Totaldruckverhältnis liegt für  $x_L = 365$  mm etwas höher, für  $x_L = 362$  mm gleichauf mit dem Vergleichsfall. Der Betriebsbereich ist jedoch deutlich eingeschränkt. Das maximale Druckverhältnis liegt im Bereich von  $\Pi_{st} \approx 115$  und der Punkt, an dem der Einlauf blockiert, bei einem Drosselgrad von  $\Delta \approx 0,155$ . Damit liegen die Grenzen im gleichen Bereich wie diejenigen des Auslegungsfalles  $x_L = 330$  mm sowie der übrigen Fälle, in denen der Rampenstoß an der Lippe vorbeigeht und etwas Spillage zugelassen wird. Erwartungsgemäß ist der Spillage-Massenfluss in diesen Fällen jedoch deutlich größer. Nach Tabelle 6.2 liegt das Massenfangverhältnis etwa 13 Prozentpunkte niedriger als beim Referenzfall.

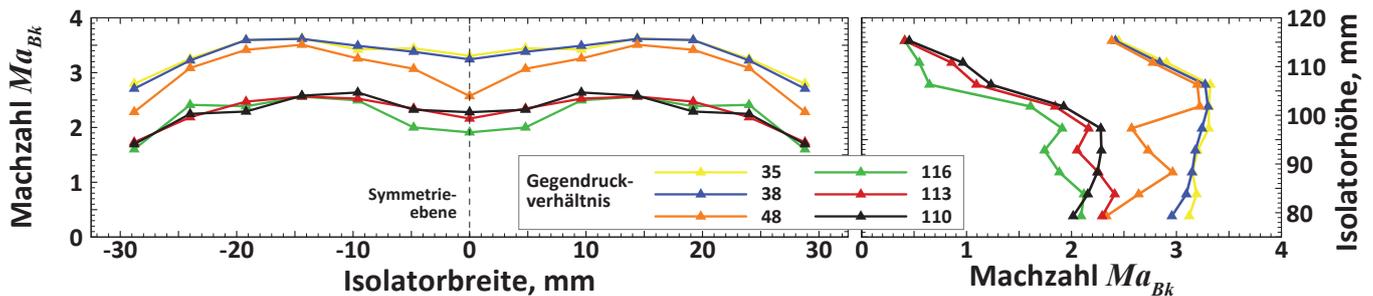
Obwohl das maximale Druckniveau sowie der Punkt des Einlauf-Unstart gleich sind wie bei den übrigen Konfigurationen des Strömungsfalles 1, ist der Verlauf des Druckanstiegs deutlich anders. Der Einfluss des Gegendrucks wird erst bei einem niedrigeren Drosselgrad spürbar. Bei  $x_L = 362$  mm beginnt der Druckanstieg bei etwa  $\Delta = 0,18$  und ist zunächst sehr moderat, so dass die Kurve in etwa parallel zu denjenigen der beiden Vergleichsfälle verläuft, bei denen der Druckanstieg jedoch bereits ab  $\Delta = 0,19$  sichtbar ist. Für  $x_L = 365$  mm beginnt der Druckanstieg am spätesten, erst bei  $\Delta = 0,175$ , verläuft dann jedoch sehr steil auf ein Niveau von  $\Pi_{st} \approx 58$ , wo er kurz konstant bleibt. Bei  $\Delta = 0,17$  springt das Druckverhältnis dann für beide Konfigurationen auf einen Wert im Bereich von  $\Pi_{st} \approx 115$ . Dieser Anstieg entspricht der sprunghaften Änderung der Strömungsstruktur, die auch bereits bei den anderen beiden Fällen beobachtet wurde. Er erfolgt hier jedoch früher und drastischer, da, besonders bei  $x_L = 362$  mm, der Sprung im Druckniveau deutlich höher ausfällt ( $\Delta\Pi_{st} \approx 68$  gegenüber  $\Delta\Pi_{st} \approx 44$  für  $x_L = 330$  mm bzw.  $\Delta\Pi_{st} \approx 39$  für  $x_L = 300$  mm). Im Gegensatz zu den anderen Konfigurationen ergibt sich nach diesem Punkt bei weiterer Reduzierung des Drosselgrades kein weiterer Anstieg des Gegendrucks mehr. Dieser fällt sogar leicht ab, bevor bei beiden Konfigurationen die Strömung bei  $\Delta = 0,158$  blockiert. Dieser Punkt stimmt wiederum sehr gut mit den übrigen Konfigurationen des Strömungsfalles 1 überein.

Zur näheren Betrachtung der Strömungsstruktur sind die Änderungen der Druckverteilung entlang der Mittellinie bei Erhöhung des Gegendrucks für die Konfiguration mit  $x_L = 362$  mm in Bild 6.28 illustriert. Die Abbildungen 6.29 und 6.30 zeigen die dazugehörigen Darstellungen der Machzahl- und Druckprofile des Druckmessrechens.

In allen drei Darstellungen zeigt sich übereinstimmend, dass sich nur lokal sehr begrenzte und auch nicht sehr starke Änderungen im Strömungsfeld vor dem Umspringen der Topologie ergeben. Diese finden im mittleren und unteren Bereich des Isolatorquerschnitts statt. Bei einem Gegendruckverhältnis  $\Pi_{st} = 48$  ist im gesamten unteren Bereich eine deutliche Steigerung des statischen Drucks erkennbar, ebenso ein

Abb. 6.28: Wanddruckverläufe für unterschiedliche Gegendrucke bei fester Haubenposition und  $x_L = 362$  mm

leichter Anstieg über das gesamte horizontale Profil. Wie auch bei den bereits diskutierten Fällen mit  $x_L = 300$  mm und  $330$  mm, ist der Druckanstieg nahe den Seitenwänden stärker und in der Mitte bildet sich eine Druckspitze aus. Die Änderungen in den horizontalen Profilen dürften auch hier auf die Form der Stoßstrukturen sowie Wirbelbildung zurückzuführen sein. Im Gegensatz zu diesen beiden Konfigurationen gibt es beim Pitotdruck jedoch nur eine leichte Änderung nahe der unteren Wand. Die starken Anstiege dort vor der sprunghaften Änderung der Strömungsstruktur sind allerdings nicht vorhanden. Insgesamt auffällig sind der während des gesamten Versuchs niedrige Pitotdruck, die daraus resultierende niedrige Machzahl von  $Ma \approx 2,4$  an der oberen Wand, sowie der deutliche Abfall gegenüber der Mitte des Isolators. Die Werte sind deutlich niedriger als diejenigen der Referenzkonfigurationen (vgl. Abbildungen 6.25 und 6.21). Hier wäre zu erwarten, dass sich durch die weitere Stromab-Verschiebung der Stoßstruktur, bedingt durch die weiter hinten sitzende Lippe, eine höhere oder zumindest auf gleichem Niveau befindliche Machzahl ergibt.

Abb. 6.29: Machzahlverläufe für unterschiedliche Gegendrucke für  $x_L = 362$  mm

Bei der starken Steigerung auf einen Gegendruck von  $\Pi_{st} = 116$  bildet sich auch hier ein Unterschallgebiet an der Haube aus. Während sich die statische Druckverteilung, sowohl die Wanddrücke in der Symmetrieebene als auch die Profile des Druckmessrechs, im Anschluss kaum verändern und lediglich eine leichte Abnahme zeigen, ergeben sich beim Pitotdruck noch größere Änderungen, vor allem über die Höhe des Isolators. Die Werte im unteren Bereich nehmen stark ab und in der Mitte zu. Dies schlägt sich auch entsprechend in den Machzahlprofilen nieder.

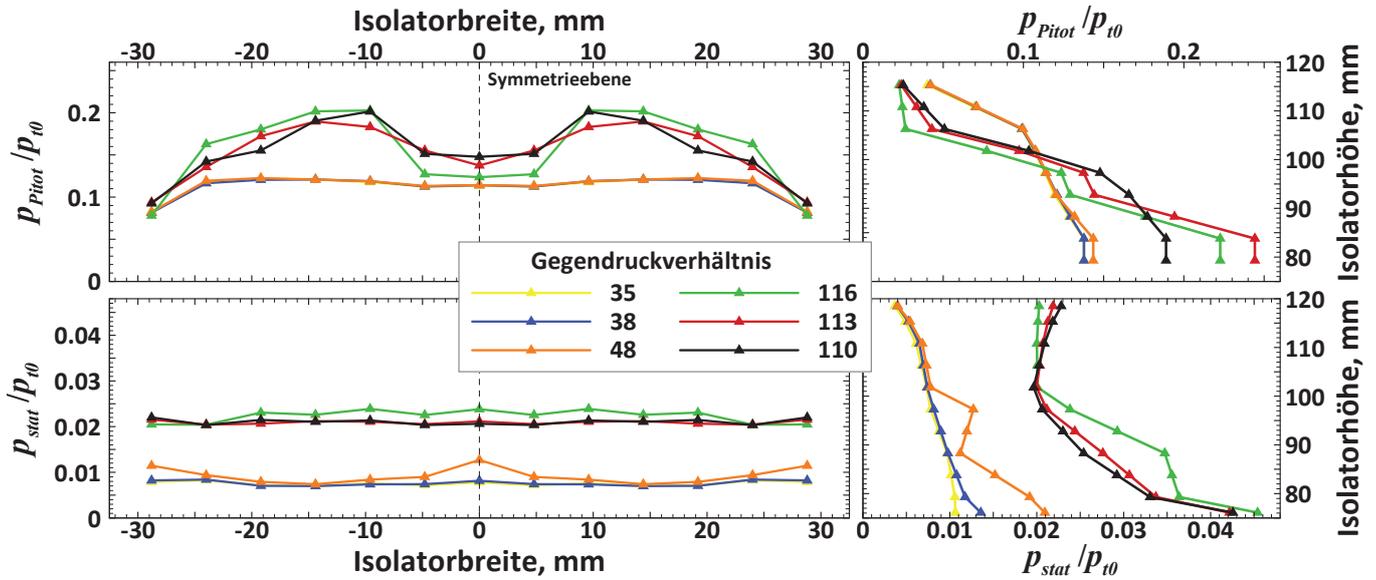


Abb. 6.30: Pitot- und statische Druckprofile für unterschiedliche Gegendrücke für  $x_L = 362$  mm

Insgesamt bleibt festzuhalten, dass sich das Leistungsvermögen des Einlaufs bei Verwendung einer selbst-artendenden Konfiguration nicht entscheidend verschlechtert, wenn alleine die Kompressions- und Totaldruckverhältnisse  $\Pi_{st}$  bzw.  $\pi_t$  betrachtet werden. Der Betriebsbereich ist gegenüber dem stabilsten Betriebsfall mit  $x_L = 300$  mm jedoch durchaus eingeschränkt. Besonders gegenüber Druckschwankungen infolge von Verbrennungsinstabilitäten wäre diese Konfiguration sehr viel instabiler und das Risiko eines Unstart des Einlaufs während eines Flugversuches, wie es bereits bei verschiedenen Flugexperimenten in der Vergangenheit der Fall war [179, 181], wäre deutlich höher. Zudem ist der für diese Konfigurationen deutlich höhere Massenstromverlust durch Spillage zu beachten. Wie in Abschnitt 6.4.1 bereits erwähnt wurde, sinkt das Massenfangverhältnis  $MCR$  aufgrund dessen für  $x_L = 362$  mm und  $x_L = 365$  mm um 12 bzw. 13 Prozentpunkte im Vergleich zur Konfiguration mit  $x_L = 300$  mm und immer noch um 8 bzw. 9 Prozentpunkte gegenüber dem Auslegungsfall mit  $x_L = 330$  mm. Es wäre zu untersuchen, wie stark sich diese Verringerung des Massenstroms auf die Stabilität und Effizienz der Verbrennung auswirkt und in welchem Maße sich der Schub, der erzeugt werden könnte, dadurch verringert und sich schlussendlich der Gesamtwirkungsgrad des Systems ändert. Man kann davon ausgehen, dass eine derart starke Erhöhung des Spillage auch deutliche Einschnitte beim Leistungsvermögen des Gesamtsystems bewirken würde.

## 6.5 Untersuchung unterschiedlicher Flugbahnwinkel

Zur vollständigen Charakterisierung des Betriebsverhaltens des Einlaufs muss auch der Einfluss der Fluglage untersucht werden. Von Interesse ist dabei in erster Linie, wie das Leistungsvermögen des Einlaufs und der Betriebsbereich beeinflusst werden und, falls die Messwerte eine sinnvolle Interpretation zulassen, wie sich das Strömungsfeld in den jeweiligen Fällen ändert. Dazu wurden Anstellwinkel von  $\alpha = 6^\circ$ ,  $3^\circ$ ,  $-3^\circ$  und  $-6^\circ$ , sowie Schiebewinkel von  $\beta = 3^\circ$  und  $6^\circ$  verwendet. Diese Winkel sind für einen Scramjet-Einlauf verhältnismäßig groß und würden bei einem stationären Flug eines Hyperschallflugzeuges nicht vorkommen. Bei einem parabolischen Flugexperiment können jedoch durchaus große Anstell- oder Schiebewinkel auftreten, besonders bei einer drallstabilisierten Trägerrakete, wie es bei dem hypothetischen Flugversuch vorgesehen ist. Hier kann es z.B. passieren, dass das Despin- oder Reorientierungsmanöver vor dem Eintritt in die Atmosphäre nicht korrekt ausgeführt wird, wie es z.B. beim ersten SHEFEX-Flug der Fall war, was starke Taumelbewegungen zur Folge hatte [86, 132]. Für einen Scramjet-Flugversuch sollte daher sichergestellt sein, dass auch bei großen Winkeln noch eine Durchführung des Experiments möglich ist.

Die Versuche dazu wurden jeweils mit der Konfiguration mit maximaler Innenkontraktion ( $x_L = 300$  mm) sowie dem Auslegungsfall ( $x_L = 330$  mm) durchgeführt. Analog zur Untersuchung des Einflusses der

Innenkontraktion im vorherigen Kapitel werden zunächst das Betriebsverhalten im ungedrosselten Fall und der Betriebsbereich bei Erhöhung des Gegendrucks diskutiert und anschließend das Strömungsfeld analysiert.

### 6.5.1 Anstellwinkelverhalten

Der Windkanal H2K verfügt über eine hydraulische Verstellvorrichtung für den Anstellwinkel, mit der der Winkel während des Versuchs kontinuierlich verändert werden kann. Diese wurde verwendet, um das Anstellwinkelverhalten bei den Experimenten auf zwei unterschiedliche Arten zu untersuchen: Zum einen wurden bei konstantem Anstellwinkel Drosselkurven gefahren, wobei der Winkel bei Kanalstart stets  $\alpha = 0^\circ$  beträgt. Direkt nach Kanalstart wird der Einlauf in die gewünschte Winkellage gebracht, gleichzeitig wird die Haube aus der Startposition in die entsprechende Sollposition gefahren. Sobald die korrekte Winkellage und Lippenposition erreicht sind, wird mit dem Zufahren der Drossel begonnen.

Außerdem wurden sogenannte „alpha-sweeps“ durchgeführt. Dabei ist die Drosselposition schon vor dem Versuch auf einen bestimmten Drosselgrad eingestellt und bleibt konstant auf diesem Wert. Nach Kanalstart wird zunächst die Haube in die gewünschte Lage gefahren und anschließend der Winkel langsam und kontinuierlich verfahren, von  $\alpha = 0^\circ$  auf  $6^\circ$ , dann in entgegengesetzter Richtung bis auf  $-6^\circ$  und wieder zurück auf  $0^\circ$ . Damit kann untersucht werden, ob das Strömungsfeld bei Änderung des Anstellwinkels auch von Hystereseeffekten beeinflusst wird.

Wie sich die Strömungsstruktur für jeden einzelnen Fall entfalten wird, ist schwieriger zu prognostizieren als im Fall mit  $\alpha = 0^\circ$ . Gegenüber den Ausführungen in Abschnitt 6.2 ergeben sich einige Änderungen. Wenn die Strömung unter einem Anstellwinkel in den Einlauf eintritt, stellt dies quasi eine Verringerung bzw. Erhöhung des Rampenwinkels dar, je nachdem, ob ein positiver oder negativer Anstellwinkel gemäß der Konvention in Abbildung 4.5 anliegt. Dementsprechend verändern sich auch die Stärke des Rampenstoßes und dessen Stoßwinkel. Auch die Seitenwandstöße selber werden leicht durch den Anstellwinkel beeinflusst, da die Strömung unter einer anderen Richtung auf die Seitenwände auftrifft. Diese Effekte wirken sich auf die Ausbildung der Eckenströmung durch die Interaktion von Rampen- und Seitenwandstößen aus. Dies hat zur Folge, dass sich auch die zur Wand reflektierten Stöße in ihrer Stärke und Lage verändern und dadurch auch die Wirbelbildung beeinflusst wird. Zudem haben diese Effekte auch Auswirkungen auf die Brückenstöße zwischen den Rampen- und den Seitenwandstößen, wodurch sich die Form der gesamten Stoßstruktur im externen Bereich ändert.

Aufgrund dieser Änderungen der externen Strömung wird die Unterscheidung der Strömungsstruktur nach den zwei Fällen mit  $x_L \geq 330$  mm und  $x_L < 300$  mm hinfällig, zumal diese veränderte Form der Stoßstruktur durch die V-förmige Schneide der Haube nicht mehr so gut angenähert werden kann. Dies wiederum kann bedeuten, dass der Stoß in manchen Bereichen unter die Haube geht und dort mit der Grenzschicht interagiert, in anderen jedoch nicht, wo sich die Grenzschicht dann „normal“ ausbildet. Dadurch kann die Strömungsstruktur nochmals deutlich komplexer werden. Auch im internen Bereich des Einlaufs sind deutliche Einflüsse durch den Anstellwinkel zu erwarten. Die veränderten Stoßlagen und -stärken machen sich dort ebenfalls durch Veränderungen bei den Stoß-Grenzschicht-Interaktionen und dem Ablöseverhalten bemerkbar. Auch das Transitionsverhalten und allgemein die Dicke der Grenzschichten ist vom Anstellwinkel abhängig. Darüber hinaus ist es durchaus möglich, dass sich dreidimensionale Effekte durch die veränderten Interaktionen der externen Stöße stärker bemerkbar machen, wenn ein Anstellwinkel vorhanden ist, auch wenn der symmetrische Charakter der Strömung dadurch nicht beeinflusst wird. All diese Auswirkungen haben auch starken Einfluss auf die Wärmelasten im Einlauf. Dies wird in Abschnitt 6.7 betrachtet.

Bei positivem Anstellwinkel und dem dadurch flacheren Rampenwinkel ist zu erwarten, dass der Rampenstoß für beide Lippenpositionen von der Haube eingefangen wird. Der Stoß ist jedoch schwächer, vor allem für  $\alpha = 6^\circ$ , so dass die durch die Stoß-Grenzschicht-Interaktion verursachte Ablösung auf der Oberfläche der Lippe nur sehr geringe Ausmaße haben dürfte. Es entsteht jedoch eine Struktur aus zwei

Stößen, da sich zusätzlich zu dem unter die Haube gehenden Rampenstoß auch ein Lippenstoß bildet, weil in dem Bereich, in dem freie Anströmung direkt auf die Lippenoberfläche trifft, die Strömung nicht parallel zur Oberfläche ist, sondern unter dem Anstellwinkel auf diese trifft. Dieser Stoß ist stärker als die Lippenstoßstruktur bei  $\alpha = 0^\circ$ , da in dem Bereich über dem Rampenstoß die freie Anströmung auf die Lippe trifft. Zudem ist die Vorstoß-Machzahl in dem Bereich hinter dem Rampenstoß höher als bei  $\alpha = 0^\circ$ . Deshalb ist davon auszugehen, dass dieser Stoß bei seinen Interaktionen mit den Grenzschichten auf der Rampen- und Haubenoberfläche größere Ablösegebiete induzieren wird als im Fall ohne Anstellwinkel. Durch die schwächere Interaktion von Rampen- und Seitenwandstößen ist außerdem mit einer Abschwächung der Wirbelbildung zu rechnen. Insgesamt ist bei positivem Anstellwinkel zu erwarten, dass durch den schwächeren Rampenstoß und die insgesamt geringere Umlenkung das statische Druckverhältnis niedriger liegt, ebenso wie der Massenfluss, da durch den Anstellwinkel der Fangquerschnitt, also die in Strömungsrichtung projizierte Stirnfläche des Einlaufs, verringert wird.

Die größtenteils umgekehrten Effekte sind bei negativem Anstellwinkel zu erwarten. Der effektive Rampenwinkel nimmt zu und folglich ist der Rampenstoß stärker und steiler, weshalb es möglich ist, dass dieser auch bei  $x_L = 300$  mm nicht unter die Haube geht oder nur in den äußeren Bereich der Lippe, da die Stoßstruktur zur Symmetrieebene hin stumpfer zulaufen dürfte. Besonders für  $\alpha = 6^\circ$  wäre es aber vermutlich von Vorteil, wenn die externe Stoßstruktur nicht unter die Haube geht, da die Ablösung, die ansonsten an der Lippe induziert würde, durch die höhere Stoßstärke auch deutlich größeres Ausmaß haben dürfte und unter Umständen sogar zur Blockade der Einlaufströmung führen könnte. Gleichzeitig liegt die Machzahl auf der externen Rampe hinter dem Rampenstoß deutlich niedriger als bei  $\alpha = 0^\circ$ . Daher nimmt auch der Winkel des Lippenstoßes ab, und die gesamten Stoßstrukturen im internen Strömungskanal werden steiler und schieben sich zusammen. Die Stöße sind dort jedoch schwächer und es ist weniger Ablösung zu erwarten, besonders dann, wenn der Rampenstoß nicht unter die Haube geht. Dennoch ist wegen der höheren Stoßstärken und auch der größeren Gesamtumlenkung bei negativem Anstellwinkel mit einem deutlich höheren statischen Druckverhältnis zu rechnen. Da der Fangquerschnitt ebenfalls ansteigt, vor allem, weil der offene Bereich über der externen Rampe dann auch als Einströmfläche dient, steigt auch der Massenfluss an. Hinsichtlich der Wirbelbildung kann man davon ausgehen, dass diese bei negativem Anstellwinkel zunimmt, da bei der Interaktion der Seitenwandstöße mit dem stärkeren Rampenstoß höhere Druckgradienten auftreten werden.

### Leistungsvermögen im ungedrosselten Betriebsfall

Die im einleitenden Abschnitt beschriebenen Erwartungen an die Auswirkungen durch den Anstellwinkel trafen im Versuchsbetrieb auch weitestgehend zu. Dies belegen die beiden Graphiken in Abbildung 6.31, welche die Performance-Parameter für unterschiedliche Anstellwinkel für die beiden verwendeten Konfigurationen im ungedrosselten Fall zeigen, ebenso wie Tabelle 6.3.

$x_L$ , mm	$\alpha$ , °	$MCR$	$\pi_t$	$\Pi_{st}$	$\eta_{ke}$
330	6	0,47	0,34	23,6	0,96
	3	0,67	0,46	30,5	0,98
	0	0,93	0,46	37,7	0,98
	-3	1,00	0,34	46,6	0,96
	-6	1,04	0,28	71,1	0,96
300	6	0,51	0,33	24,9	0,96
	3	0,71	0,40	33,7	0,97
	0	0,97	0,47	38,3	0,98
	-3	0,93	0,31	57,1	0,96
	-6	1,09	0,28	79,7	0,96

Tab. 6.3: Übersicht über die Leistungsparameter für die Variation des Anstellwinkels im Bereich  $6^\circ \geq \alpha \geq -6^\circ$

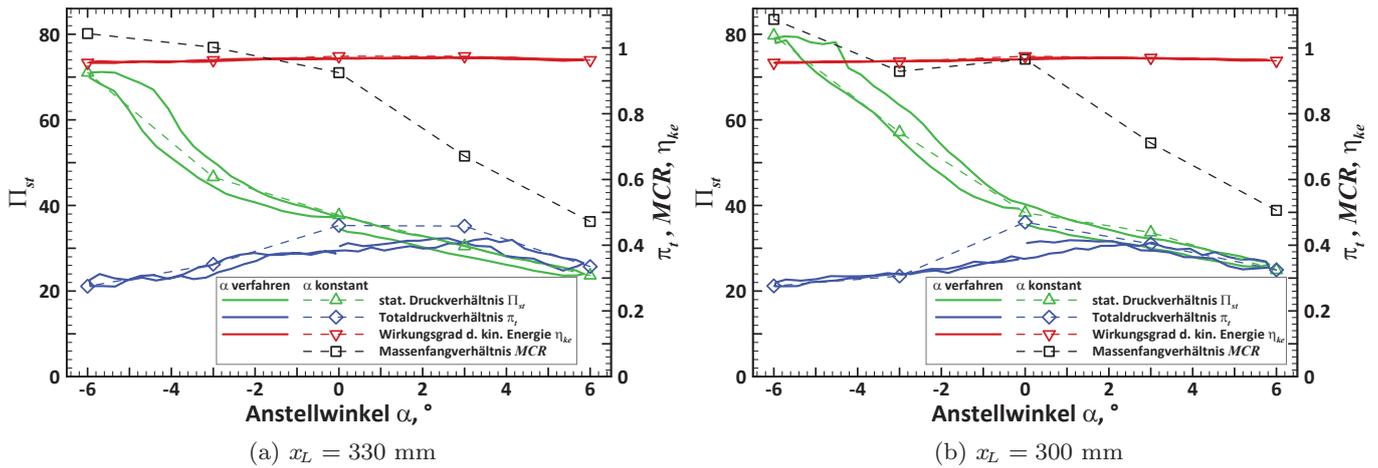


Abb. 6.31: Vergleich der Leistungsparameter für den ungedrosselten Betriebsfall für die Variation des Anstellwinkels für die Konfigurationen mit  $x_L = 330$  und  $300$  mm

Die Werte für „ $\alpha$  konstant“ wurden aus den Drosselkurven mit konstantem Anstellwinkel über den Bereich gemittelt, in dem sich der Gegendruck noch nicht bemerkbar macht, welcher für jede Konfiguration in Abbildung 6.32 zu erkennen ist. Diese Werte sind auch in Tabelle 6.3 aufgelistet. Die Werte für das Massenfangverhältnis stellen analog zum Vorgehen in Abschnitt 6.4.1 Messungen bei starker Drosselung dar. Da als Referenzmassenstrom  $\dot{m}_0$  stets der Massenstrom ohne Anliegen von Anstell- oder Schiebewinkel verwendet wird, sich bei negativem Anstellwinkel der Fangquerschnitt jedoch vergrößert, sind Massenfangverhältnisse von  $MCR > 1$  möglich. Bei „ $\alpha$  verfahren“ werden die oben beschriebenen „alpha-sweeps“ dargestellt.

Der Anstellwinkel hat signifikante Auswirkungen auf den Betrieb des Einlaufs im ungedrosselten Fall, wobei die Tendenzen den Erwartungen entsprechen. Beim Auslegungsfall  $x_L = 330$  mm nimmt das Druckverhältnis  $\Pi_{st}$  bei positivem Anstellwinkel deutlich ab, um etwa 19% für  $\alpha = 3^\circ$  und 37% für  $\alpha = 6^\circ$ . Übertragen auf den Flugfall ist vor allem letzterer Fall als äußerst kritisch zu betrachten, da es hier sehr zweifelhaft ist, ob die Kompression zum Erhalt der Überschallverbrennung noch ausreichend sein wird. Auch die starke Reduktion des Massenstroms, der sich für  $\alpha = 6^\circ$  praktisch halbiert, ist sehr kritisch. Im Fall maximaler Innenkontraktion sind die Auswirkungen etwas geringer, jedoch trotzdem sehr stark, besonders für  $\alpha = 6^\circ$ . Die Reduktionen des Druckverhältnisses  $\Pi_{st}$  betragen 12% für  $\alpha = 3^\circ$  und 35% für  $\alpha = 6^\circ$ . Auch beim Massenstrom sind die Verluste nur leicht geringer als für  $x_L = 330$  mm. Das Totaldruckverhältnis bleibt für  $x_L = 330$  mm und  $\alpha = 3^\circ$  etwa konstant, ansonsten ergeben sich deutlich höhere Totaldruckverluste. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Rampenstöße zwar schwächer und die Totaldruckverluste zunächst geringer sind. Aufgrund der daraus resultierenden höheren Machzahlen vor dem Lippenstoß bzw. den übrigen Stoßstrukturen im Isolator ergeben sich dort allerdings höhere Verluste, die insgesamt zu niedrigeren Totaldruckverhältnissen führen. Für  $\alpha = 3^\circ$  und  $x_L = 300$  mm liegt dieses um etwa 12%, für  $\alpha = 6^\circ$  für beide Konfigurationen um etwa 26% niedriger.

Negative Anstellwinkel bewirken erwartungsgemäß eine starke Erhöhung des Druck- und der Massenfangverhältnisse. Die Steigerung von  $\Pi_{st}$  beträgt 49% für  $x_L = 300$  mm und  $\alpha = -3^\circ$ , bei  $\alpha = -6^\circ$  wird das Druckverhältnis mit einer Steigerung von 109% mehr als verdoppelt. Beim Auslegungsfall mit  $x_L = 330$  mm sind die Steigerungen mit 89% für  $\alpha = -6^\circ$ ; 24% für  $\alpha = -3^\circ$  zwar etwas moderater, aber immer noch enorm. Auf das Massenfangverhältnis hat der negative Anstellwinkel deutlich geringere Auswirkungen als der positive. Die maximale Steigerung hierbei liegt bei 12%. Das Totaldruckverhältnis ist bei negativem Anstellwinkel jedoch sehr viel stärker von diesem abhängig und wird um bis zu 40% gemindert.

Bei allen getesteten Anstellwinkeln ergeben sich deutlich größere Differenzen zwischen den beiden untersuchten Lippenpositionen als beim stationären, geraden Flugfall, wobei sich diese bei den verschiedenen Größen auch unterschiedlich stark ausgeprägt darstellen. Diese Unterschiede werden besonders gut in der Darstellung der Drosselkurven von  $\Pi_{st}$  und  $\pi_t$  in den Abbildungen 6.32(a) und (b) sowie von  $MCR$  in Graphik 6.33 illustriert. Während sich beim Totaldruckrückgewinn deutliche Abweichung für  $\alpha \pm 3^\circ$  ergeben, ist das Niveau für  $\alpha \pm 6^\circ$  gleich. Anders ist es beim statischen Druckverhältnis, wo beide negative Anstellwinkel deutliche Diskrepanzen offenbaren, es bei positivem  $\alpha$  jedoch nur leichte Abweichungen gibt. Beim Massenfangverhältnis ergibt sich für alle Winkel ein deutlicher Einfluss der Lippenposition, welcher jedoch jeweils in der gleichen Größenordnung liegt wie der zwischen den beiden Referenzkonfigurationen.

Auch die Hysterese-Effekte machen sich bei den verschiedenen Größen unterschiedlich stark bemerkbar. Die aus Hysterese resultierenden Abweichungen entsprechen der Differenz zwischen den beiden Ästen der durchgezogenen Linien in den Diagrammen der Leistungsparameter 6.31(a) und 6.31(b). Beim Verstellen des Einlaufs aus der Nullstellung auf zunächst  $\alpha = 6^\circ$  sinkt das statische Druckverhältnis kontinuierlich ab, und liegt niedriger als beim anschließenden Zurückfahren, bzw. weiterer Verstellung bis zu  $\alpha = -6^\circ$ , wo sich ein stetiger Anstieg ergibt. Auf diesem Weg liegt das Druckniveau dann deutlich höher als beim Zurückfahren von  $\alpha = -6^\circ$  in die Nulllage. Die Diskrepanz liegt bei beiden Lippenpositionen in der gleichen Größenordnung. Anders herum verläuft es beim Totaldruckrückgewinn: Hier sind die Abweichungen zum einen deutlich geringer und schwanken zum anderen auch hin und her. Es wechselt mehrmals, welcher Ast den größeren Wert ergibt. Klare Aussagen lassen sich dazu für beide Konfigurationen folglich nicht treffen. Beim Wirkungsgrad der kinetischen Energie  $\eta_{ke}$  sind die Abweichungen für beide Konfigurationen vernachlässigbar klein. Für das Massenfangverhältnis war die Untersuchung von Hysterese-Effekten nicht möglich, da keine alpha-sweeps mit der für eine verlässliche Massenstrombestimmung nötigen Drosselung durchgeführt werden konnten.

Zusätzlich zum Vergleich der beiden Äste ist auch derjenige mit den gemittelten Werten aus den Drosselkurven wichtig. Dabei zeigen sich allgemein relativ gute Übereinstimmungen. Starke Abweichungen gibt es dabei vor allem von dem Fall ohne Anstellwinkel. Hier liegt bei beiden Konfigurationen der Totaldruckrückgewinn bei der Drosselkurve deutlich höher als beim alpha-sweep. Dies ist überraschend, da Hysterese an diesem Punkt eigentlich nicht zu erwarten ist. Die Messwerte lassen jedoch keine Aussagen zur Ursache für diese Abweichungen zu. Da diese Abweichung allerdings bei beiden Lippenpositionen vorhanden ist und es bei den Windkanalversuchen insgesamt eine sehr gute Wiederholbarkeit gibt, wird ein Messfehler als Ursache jedoch ausgeschlossen. Ein möglicher Faktor ist dabei auch die Verfahrensgeschwindigkeit. Deren Einfluss wurde jedoch nicht untersucht.

## Betriebsbereich

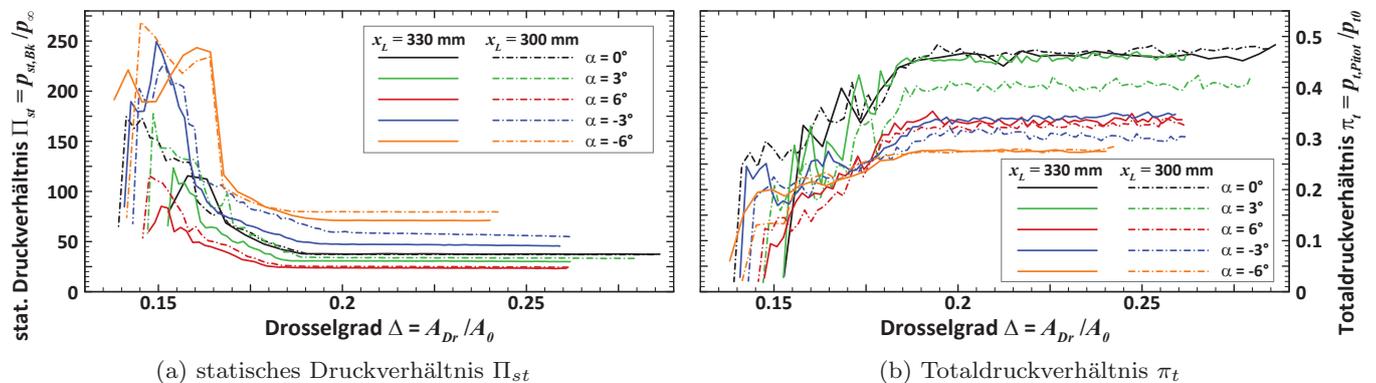


Abb. 6.32: Statische Druckverhältnis (oben) und Totaldruckrückgewinn für verschiedene Anstellwinkel für die Lippenpositionen  $x_L = 330$  und  $300$  mm

Neben dem statischen Druckniveau im ungedrosselten Fall werden auch die maximalen Druckverhältnisse, bei denen der Einlauf noch arbeiten kann, vom Anstellwinkel stark beeinflusst, außer im Fall von  $\alpha = 3^\circ$ . Hier liegen die maximalen Druckverhältnisse mit  $\Pi_{st} \approx 177$  für  $x_L = 300$  mm und  $\Pi_{st} \approx 122$  für  $x_L = 330$  mm in etwa auf dem gleichen Level wie für  $\alpha = 0^\circ$ . In beiden Fällen werden die maximalen Druckwerte jedoch bereits bei deutlich geringerer Drosselung von  $\Delta = 0,15$  bzw.  $\Delta = 0,155$  erreicht. Der Beginn des Druckanstiegs liegt jedoch weiterhin beim gleichen Drosselgrad von  $\Delta = 0,19$  und verläuft zunächst stetig und ähnlich stark. Auch hier sind sprunghafte Anstiege erkennbar, allerdings folgt darauf stets eine weitere kräftige Steigerung. Ein Verweilen auf einem bestimmten Druckniveau ist nicht erkennbar. So wird das maximale Druckverhältnis jeweils nur für sehr kurze Zeit erreicht. Inwiefern an diesem Punkt noch stationärer Betrieb vorliegt, lässt sich aus den vorliegenden Messwerten nicht zweifelsfrei ermitteln. Anzeichen für Einlaufbrummen sind jedoch nicht gegeben. Insbesondere das Massenfangverhältnis, dargestellt in Abbildung 6.33, zeigt für keine Konfiguration und keinen Winkel vorzeitige Instabilitäten oder Oszillationen in der Strömung an.

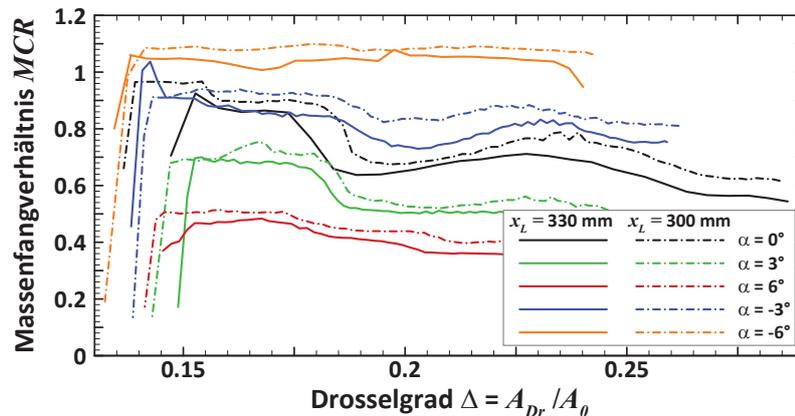


Abb. 6.33: Verlauf des Massenfangverhältnisses  $MCR$  über dem Drosselgrad für unterschiedliche Anstellwinkel

Für  $\alpha = 6^\circ$  ergibt sich für beide Konfigurationen ein starker Abfall des maximalen Druckniveaus auf  $\Pi_{st} \approx 85$  für  $x_L = 330$  mm und  $\Pi_{st} \approx 115$  für  $x_L = 300$  mm. Hier beginnt der Druckanstieg erst später und steigt schwächer an als bei den übrigen Fällen. Die Verläufe sind zudem stetiger, die erkennbaren Sprünge weniger stark ausgeprägt.

Völlig anders sieht es bei positivem Anstellwinkel aus. Hier verschiebt sich der Punkt, bei dem der Druckanstieg beginnt, zu einem höheren Drosselgrad von  $\Delta \approx 0,195$ , außer bei  $\alpha = -6^\circ$  und  $x_L = 300$  mm, wo dieser Punkt bei  $\Delta = 0,185$  und somit niedriger als bei Fällen ohne oder mit positivem Anstellwinkel liegt. Bei allen Versuchen mit negativem Anstellwinkel zeigt sich zunächst ebenfalls ein gemächlicher und ähnlich verlaufender Anstieg, auf die an bestimmten Drosselgraden,  $\Delta = 0,168$  für  $\alpha = -6^\circ$  und  $\Delta = 0,16$  für  $\alpha = -3^\circ$ , enorme Sprünge im Druckniveau folgen. Im Anschluss daran sinkt der Druck jedoch wieder ab, und außer bei  $\alpha = -6^\circ$  und  $x_L = 300$  mm, wo der Druck nach einem Abfall auf ein noch höheres Niveau ansteigt, verharrt der Druck mit einigen Schwankungen auf einem etwas niedrigeren Niveau als dem Maximalwert. Das Blockieren der Strömung erfolgte bei allen Versuchen mit negativem Anstellwinkel im Bereich von  $\Delta = 0,145$  bis  $0,142$ , und damit bei ähnlichen Werten wie im Referenzfall mit maximaler Innenkontraktion.

Auch wenn die statischen Druckverhältnisse wie auch die Totaldruckverhältnisse teilweise ziemlich starke Schwankungen zeigen, so gab es in keinem der Fälle eindeutige Hinweise auf Einlaufbrummen. Wie Abbildung 6.33 zeigt, sinkt der Massenstrom für keine der Konfigurationen vor dem Totaldruck- oder statischen Druckverhältnis plötzlich ab. Lediglich im Fall von  $\alpha = 3^\circ$  und  $6^\circ$  für die Konfiguration mit  $x_L = 300$  mm sind moderate Rückgänge erkennbar. Diese sind jedoch nicht sehr prägnant, und die Ursache lässt sich aus den Messwerten nicht bestimmen.

### Strömungsfeld ohne Gegendruck

Die Schattenaufnahmen für die verschiedenen Anstellwinkel und Lippenpositionen in den Abbildungen 6.34(a) bis 6.34(j) zeigen zusammen mit den Wanddruckverteilungen in den Bildern 6.35 und 6.36, wie sich die Strömungstopologie in der Symmetrieebene im ungedrosselten Fall ändert, getrennt für die beiden unterschiedlichen Konfiguration. Die Bilder 6.37 und 6.38 zeigen die dazugehörigen Druck- und Machzahlprofile des Druckmessrechens.

Der Einfluss des Anstellwinkels ist bereits im externen Bereich deutlich erkennbar, wo der Druck gemäß dem Winkel ansteigt oder abfällt. Der Punkt des Druckanstiegs im Halsbereich durch den Lippenstoß oder, je nach Konfiguration, den reflektierten Rampenstoß wandert für alle Konfigurationen stromauf. Im Falle positiven Anstellwinkels und  $x_L = 300$  mm trifft der Rampenstoß erst weiter stromab bei etwa  $x = 0,445$  m am 2. Druckmesspunkt auf die Haube, wie die kleine Spitze des Druckniveaus an dieser Stelle zeigt. Vermutlich wird auch im Fall  $x_L = 330$  mm der Rampenstoß aufgrund des niedrigeren Stoßwinkels von der Haube geschluckt, wobei dies von den Messwerten nicht wiedergegeben wird (der Stoß trifft vermutlich bereits vor dem ersten Druckmesspunkt auf die Haube, was dadurch gestützt wird, dass die Druckwerte dieser Messstelle auf etwa dem gleichen Niveau liegen, wie diejenigen der 2. Druckbohrung im Fall  $x_L = 300$  mm). Aufgrund des Anstellwinkels ergibt sich jedoch auch dann, wenn der Rampenstoß unter die Haube geht, ein Lippenstoß, da die Haube in diesem Fall nicht parallel zur Anströmung ausgerichtet ist. Aus diesem resultiert dann auch der frühere Beginn des Druckanstiegs in diesen Fällen.

Allgemein zeigen die Wanddruckverläufe für positive Anstellwinkel stetige Verläufe mit lediglich graduellen Änderungen, aber fast keine starken Sprünge der Druckwerte, wie sie bei den Konfigurationen mit negativem oder ohne Anstellwinkel zu beobachten sind. Der Grund hierfür liegt in den bei positivem  $\alpha$  schwächeren Stößen und dadurch auch schwächeren Stoß-Grenzschicht-Interaktionen. Da auch dann, wenn der Rampenstoß von der Haube geschluckt wird, ein Lippenstoß entsteht, treffen im Halsbereich zwei Stöße auf die Rampe, die jedoch beide relativ schwach sind und somit den recht stetigen und über einen breiten Bereich verschmierten Druckanstieg über dieses Interaktionsgebiet erzeugen. Dies ist besonders für  $\alpha = 6^\circ$  sehr stark ausgeprägt. In der Folge gibt es zudem eine weitere Stoßstruktur im Isolator. Auch die übrigen Druckanstiege durch die Stoßstrukturen im Isolator fallen relativ gering aus, vor allem auch diejenigen, die durch den vom Beginn des festen Teils der Haube induzierten Stoß sowohl auf der Hauben- wie auch auf der Rampenseite verursacht werden. Dies liegt jedoch auch am von vornherein niedrigeren Druckniveau, wodurch bedingt ist, dass der Druckanstieg zwar relativ gleich, im absoluten Vergleich mit anderen Konfigurationen mit höherem Druckniveau jedoch sehr schwach ausfällt.

Im hinteren Bereich des Isolators, wo der vom festen Teil der Haube induzierte Stoß auf die Rampe trifft, ergibt sich bei positivem  $\alpha$  eine Verschiebung des Interaktionsgebiets auf der Rampe stromab. Durch die schwächeren Stöße, besonders den Rampenstoß, sind die Machzahlen im Einlauf in weiten Bereichen der internen Einlaufströmung größer (wie auch die Machzahlverteilung in Diagramm 6.38 belegt). Folglich sind auch die Vorstoßmachzahlen höher, die Stoßwinkel geringer und die Punkte, an denen die Stöße mit den Wänden agieren, verschieben sich stromab. An der oberen Wand markiert der Druckanstieg den Bereich, an dem der von der Rampe reflektierte Lippenstoß wieder auf die Haube trifft. Dieses Interaktionsgebiet verschiebt sich im Gegensatz zu dem auf der Rampe stromauf. Die Lage wird zwar auch von der Lippenposition beeinflusst, jedoch wirkt sich diese bei allen Anstellwinkeln gleich aus, da die Verschiebung genau der Differenz der beiden Lippenpositionen entspricht. Der Unterschied zu  $\alpha = 0^\circ$  resultiert jedoch daraus, dass der Stoßwinkel des Lippenstoßes, der sich, wie beschrieben, durch das Auftreffen der freien Anströmung auf die angestellte Haube ergibt, direkt vom Anstellwinkel abhängig ist. Daher verschieben sich diese Punkte bei positivem Anstellwinkel stromauf. Die Verschiebungen dieser Stoßstrukturen sind auch in den Schattenaufnahmen mit positivem  $\alpha$  in den Bildern 6.34(a) bis 6.34(d) im Vergleich zu den Fällen ohne Anstellwinkel (Bilder 6.34(e) und 6.34(f)) nachvollziehbar.

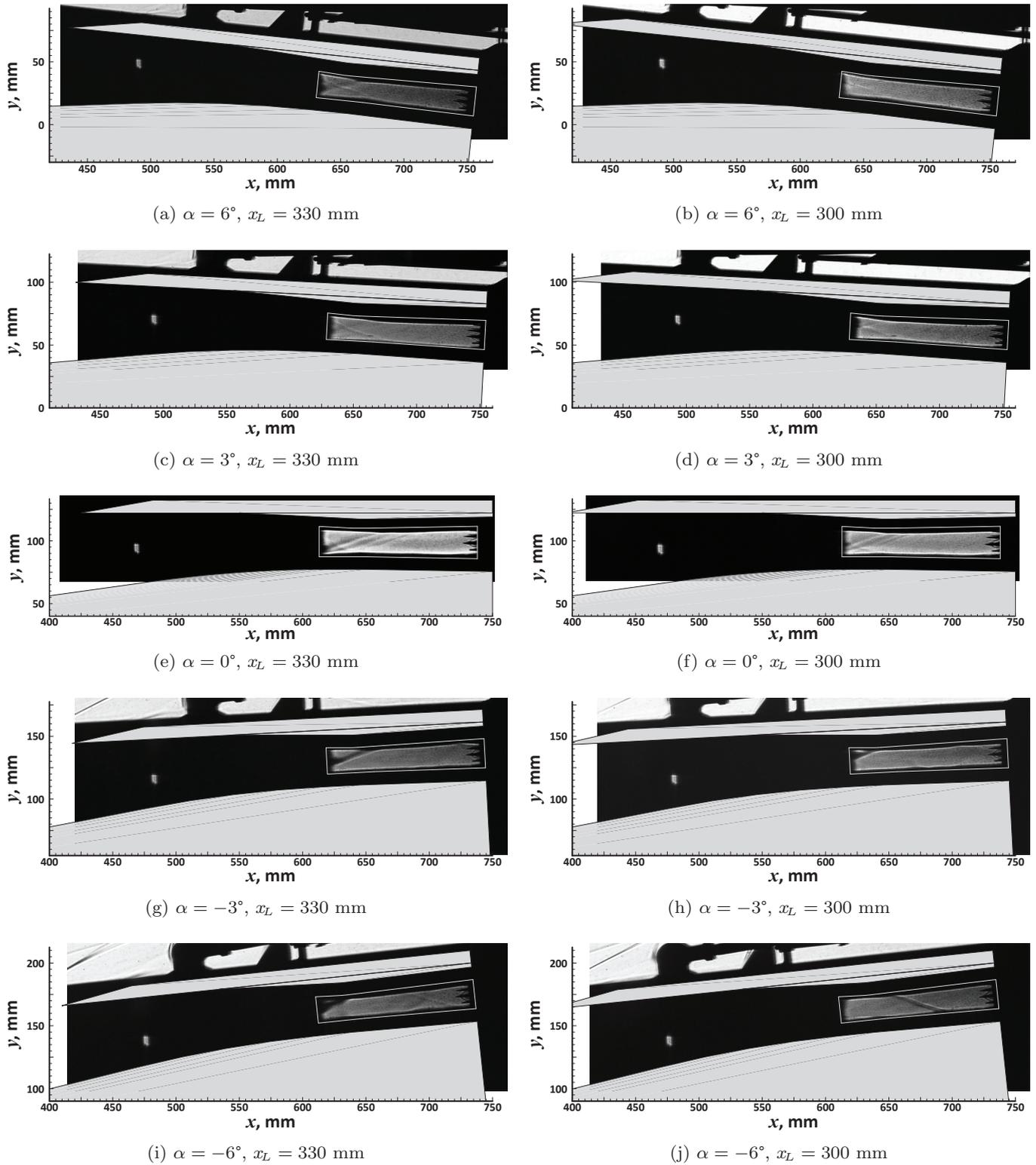


Abb. 6.34: Schattenaufnahmen für unterschiedliche Anstellwinkel für die Lippenpositionen  $x_L = 300 \text{ mm}$  und  $330 \text{ mm}$  ohne Gegendruck

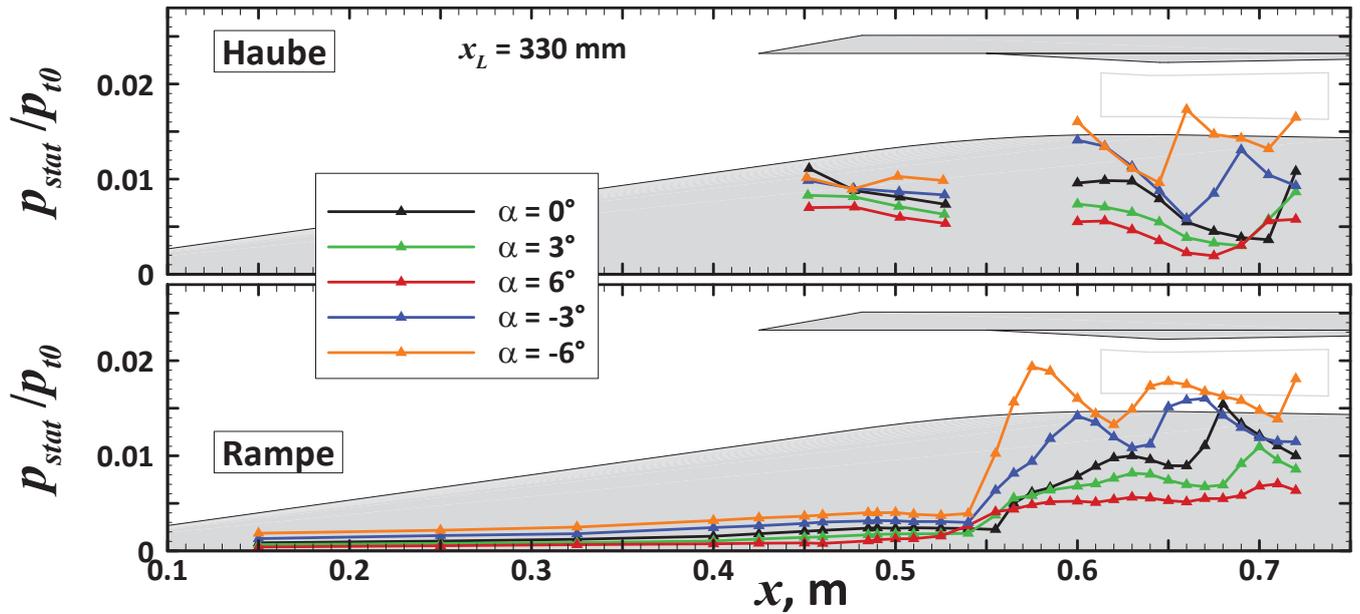


Abb. 6.35: Wanddruckverläufe für unterschiedliche Anstellwinkel für die Auslegungskonfiguration ( $x_L = 330$  mm)

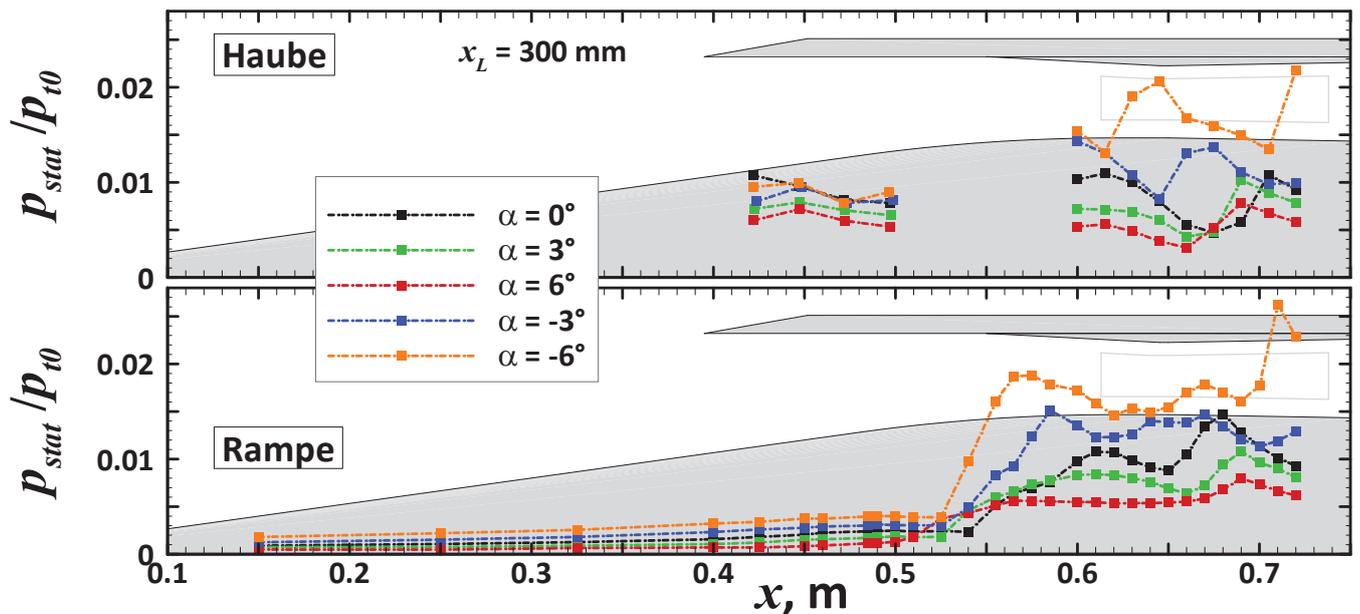


Abb. 6.36: Wanddruckverläufe für unterschiedliche Anstellwinkel für die Konfiguration mit maximaler Innenverdichtung ( $x_L = 300$  mm)

Auch für alle negativen Anstellwinkel wandert dieser Punkt stromauf. Hier ist es so, dass aufgrund des um den Anstellwinkel erhöhten Rampenwinkels auch der Rampenstoß entsprechend steiler und stärker wird. Es wird davon ausgegangen, dass der Rampenstoß für alle negativen Anstellwinkel an der Haube vorbeigeht, auch für  $x_L = 300$  mm. Dies kann aus dem niedrigeren Druckwert am ersten Druckmesspunkt der Lippe im Vergleich zu  $\alpha = 0^\circ$  geschlossen werden. Durch die stärkeren Rampenstöße ist bei negativem Anstellwinkel allgemein das Niveau der Machzahlen im Einlauf niedriger. Dadurch ergeben sich höhere Stoßwinkel, die wiederum die Stromauf-Verschiebung der Stoßstrukturen verursachen, wie es auch der Vergleich der Machzahlprofile in Abbildung 6.38 widerspiegelt.

Das geht soweit, dass für  $\alpha = -6^\circ$  bei beiden Konfigurationen die Stoßstrukturen, die sich durch den inneren Strömungskanal fortpflanzen, also der Lippenstoß sowie der vom Beginn des festen Teils der Haube induzierte Stoß, je ein weiteres Mal mit der oberen bzw. unteren Wand interagieren, bevor sie den Isolator verlassen. Die starken Peaks der Druckverläufe an den hintersten Druckmesspunkten zeigen dies. Auch bei  $\alpha = -3^\circ$  und  $x_L = 300$  mm ist dies der Fall, jedoch nur für den Lippenstoß, welcher ein weiteres Mal auf die Rampenoberfläche trifft. In den dazugehörigen Schattenaufnahmen in den Bildern 6.34(h), 6.34(i) und 6.34(j) kann man diese weiteren Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen erkennen. Aber auch für den Fall  $\alpha = -3^\circ$  und  $x_L = 330$  mm zeigt die Schattenaufnahme in Abbildung 6.34(g), wie die Stoßstrukturen sich durch den steileren Rampenwinkel zusammenschieben und stromauf bewegen, und dass diese erheblich stärker werden.

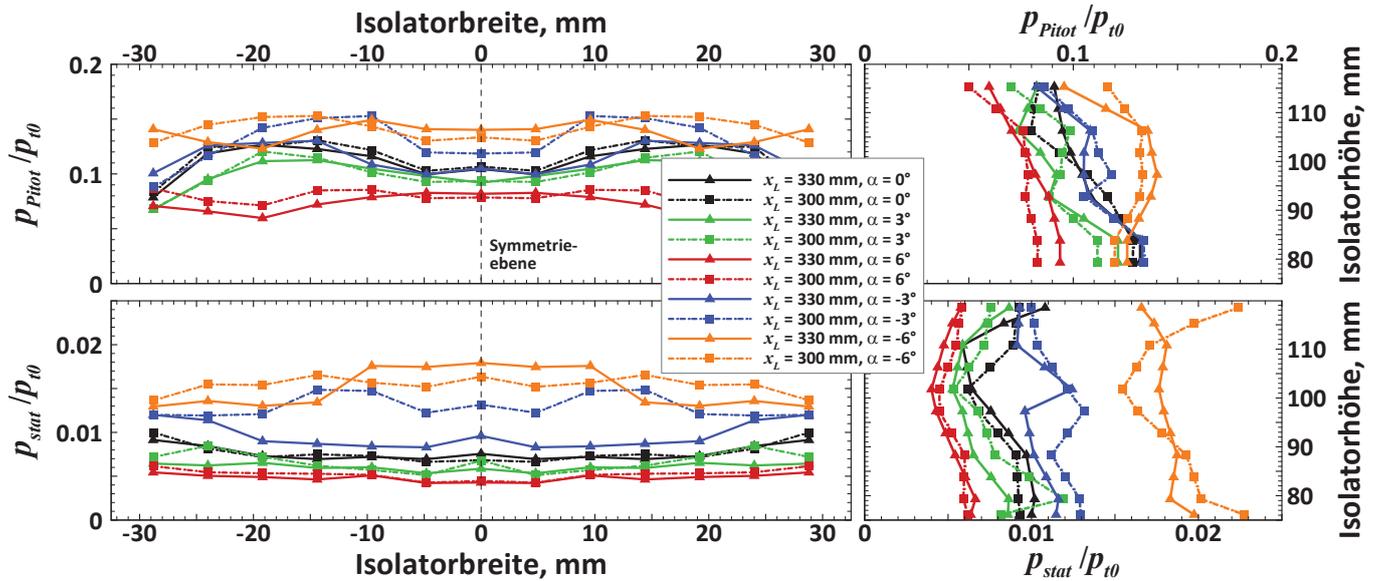


Abb. 6.37: Pitot- und statische Druckprofile des Druckmessrechs für unterschiedliche Anstellwinkel

Durch den Einfluss des Anstellwinkels ergibt sich das Bild, dass über den Isolatorquerschnitt sowohl das Niveau der statischen Drücke, als auch der Pitotdrücke für positive Werte von  $\alpha$  sinkt und für negative Winkel steigt. Dies ist in Graphik 6.37 zu sehen. Gleiches ist folglich für das Niveau der Machzahlen im Diagramm 6.38 zu beobachten. Dabei sind die Entwicklungen in verschiedenen Bereichen des Isolators jedoch stark unterschiedlich.

Zu den Seitenwänden hin wurde für den Fall mit  $\alpha = 0^\circ$  ein starker Abfall des Pitotdrucks, und daraus resultierend der Machzahl in diesen Bereichen, beobachtet, der auch für kleine Anstellwinkel, d.h.  $\alpha = \pm 3^\circ$  noch vorhanden ist, wie die Abbildungen 6.37 und 6.38 zeigen. In den Fällen mit  $\alpha = +6^\circ$  und  $-6^\circ$  verschwindet dieser jedoch. Vielmehr ist sogar ein leichter Anstieg des Pitotdrucks und der Machzahl direkt an der Seitenwand gegenüber den nächstliegenden Messstellen erkennbar. Für  $\alpha = -6^\circ$  und  $x_L = 330$  mm ist dieser Anstieg sogar recht deutlich. Dies dürfte in erster Linie im Einfluss des Anstellwinkels auf die Form der Stoßstrukturen begründet liegen, so dass diese ebener sind und damit eine gleichmäßigere Druckverteilung über die Isolatorbreite erzeugen. Bei diesem Fall entwickeln sich im horizontalen Profil des statischen Drucks zwei Niveaus mit praktisch konstanten Werten. Eines umfasst das mittlere Drittel des Isolators und hat einen sehr hohen Druck, in den äußeren Dritteln liegt der statische Druck um etwa 25% niedriger. Bei  $x_L = 300$  mm sind die Schwankungen in den horizontalen Druckprofilen deutlich geringer, wodurch sich eine ziemlich homogene Machzahlverteilung über die Isolatorbreite ausbildet.

Über die Höhe des Isolators liegt der statische Druck für  $\alpha = -6^\circ$  bedeutend höher als für alle anderen Winkel. Wie die Wanddruckverläufe in Abbildung 6.35 bzw. 6.36 zeigen, werden die Stoßstrukturen im Isolator derart zusammengesoben, dass sich auf der Hauben- und Rampenoberfläche jeweils ein weiteres

Interaktionsgebiet der beiden internen Stoßstrukturen ergibt. Dadurch wird die letzte Druckerhöhung durch diese Stöße auch jeweils vom gesamten Druckmessrechen erfasst, während dies bei den anderen Fällen nur für einen Teil des Rechens der Fall ist. Durch diese Stöße sinkt natürlich auch die Machzahl, was sich dadurch auswirkt, dass der Pitotdruck aufgrund der niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten hinter den Stößen nicht in gleichem Maße ansteigt, woraus dann wiederum die niedrigeren Machzahlen bei der Auswertung resultieren.

Für  $x_L = 300$  mm sinkt der Pitotdruck nahe den oberen und unteren Wänden ab, während gleichzeitig der statische Druck kräftig steigt. In der Mitte und dem Bereich knapp darüber ist es jedoch umgekehrt, der Pitotdruck hat dort sein Maximum und der statische Druck ein Minimum. Dadurch ergibt sich das vertikale Machzahlprofil mit relativ hoher Machzahl in der Mitte und dem Bereich darüber (auch wenn diese Werte immer noch niedriger sind als die Machzahlen für alle anderen Winkel) und sehr tiefen Werten direkt an den oberen und unteren Wänden. Für  $x_L = 330$  mm sind die Verläufe ähnlich, aber deutlich gemäßigter.

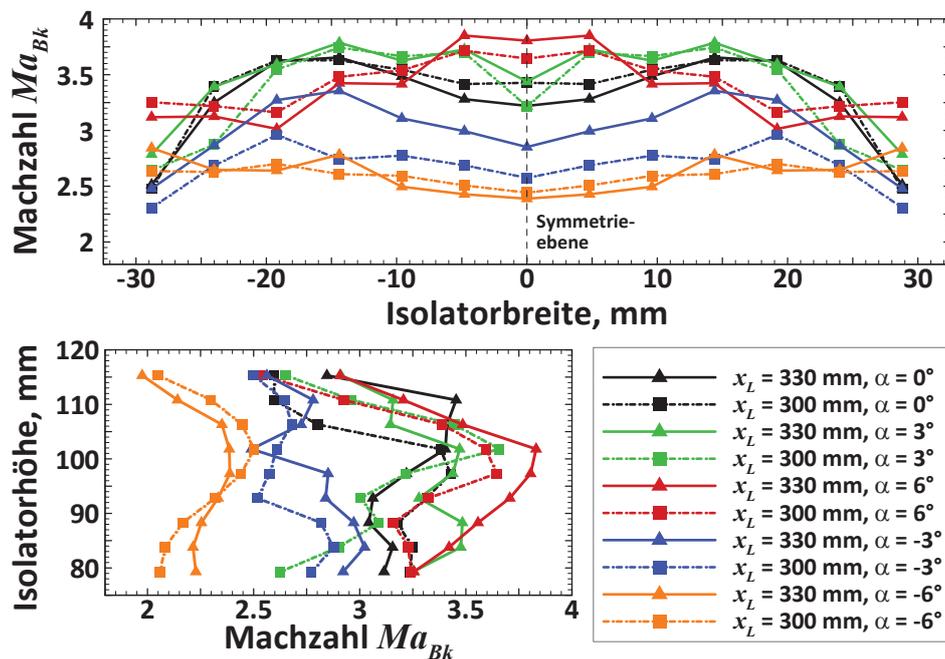


Abb. 6.38: Horizontale (oben) und vertikale (unten) Machzahlprofile für unterschiedliche Anstellwinkel

Bei  $\alpha = -3^\circ$  ergeben sich besonders im horizontalen Profil starke Differenzen zwischen den beiden Lippenpositionen  $x_L = 330$  mm und 300 mm. Sowohl der Pitot- wie auch der statische Druck liegen für die zweite Konfiguration deutlich höher, jedoch derart, dass sich für diesen Fall deutlich geringere Machzahlen ergeben. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die Stoßstruktur des Lippenstoßes durch die unterschiedliche Lippenposition derart verschoben wird, dass der Stoß die Mitte des Isolators, wo sich der horizontale Balken des Druckmessrechens befindet, für  $x_L = 300$  mm stromauf, aber für  $x_L = 330$  mm erst hinter diesem passiert, und somit nur bei  $x_L = 300$  mm erfasst wird. Dies wird auch durch die vertikale Druck- bzw. Machzahlverteilung gestützt. Der statische Druck im unteren Bereich liegt für  $x_L = 300$  mm aufgrund des Stoßes deutlich höher und die Machzahl niedriger.

Bei positivem Anstellwinkel, besonders bei  $\alpha = 6^\circ$ , sehen die Druckprofile allgemein sehr viel gleichmäßiger aus, was darauf zurückzuführen ist, dass die Induktion von Wirbeln schwächer ausfällt und sich bei der Lippen-Stoßstruktur mit zwei Stößen anscheinend eine ebenere Stoßfront einstellt. Zu beachten ist jedoch, dass die stetig erscheinenden Verläufe auch durch die verwendeten Skalen bedingt sind, aber durchaus Schwankungen vorhanden sind, deren relative Ausmaße ähnliche Größenordnungen wie bei den anderen Winkeln erreichen. Dies wird bei der horizontalen Machzahlverteilung für  $x_L = 330$  mm und  $\alpha = 6^\circ$  deutlich: Hier ergeben sich deutliche Sprünge bei den Machzahlen, obwohl die dazugehörigen Druckprofile

nur graduelle und leichte Änderungen zeigen. Besonders in der Mitte entsteht aus gering erscheinenden Druckänderungen ein deutlicher Sprung in der Machzahl. Dabei ist es so, dass sich jeweils die Veränderungen von Pitot- und statischem Druck so summieren, dass ein deutlich größerer Einfluss auf die Machzahl verursacht wird als die Druckverläufe vermuten lassen würden. Auch im vertikalen Machzahlprofil ergibt sich in der Mitte eine ausgeprägt Spitze mit hoher Machzahl, während die Druckverläufe stetig und frei von starken Schwankungen sind. Da aber die Machzahl aus dem Verhältnis  $\frac{p_{Pitot}}{p_{st}}$  bestimmt wird, ergeben sich größere Änderungen bei der Machzahl, wenn gleichzeitig der Pitotdruck steigt und der statische Druck sinkt, wie es hier in der Mitte des Isolators im Vergleich zu den oberen und unteren Bereichen der Fall ist, oder umgekehrt. Für  $x_L = 300$  mm ist dies beim horizontalen Profil ähnlich, jedoch weniger stark ausgeprägt. Über die Höhe des Isolators ergeben sich hier stärkere Schwankungen, die vermutlich von der Verschiebung von Stoßstrukturen ausgelöst werden.

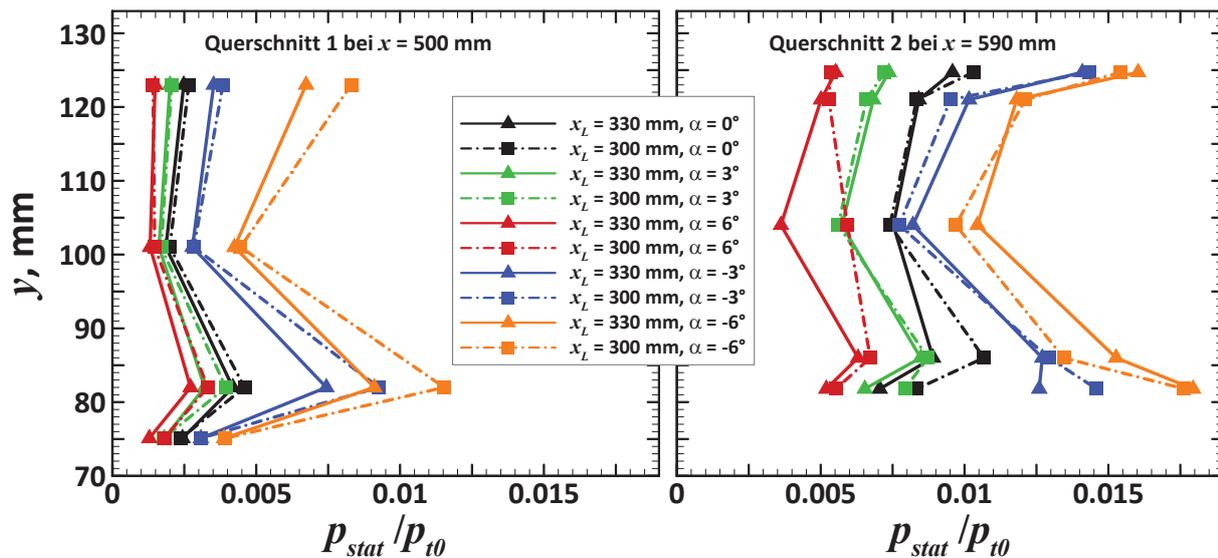


Abb. 6.39: Wanddrücke in den radial verteilten Querschnitten bei  $x = 500$  mm und  $590$  mm für unterschiedliche Anstellwinkel

Graphik 6.39 stellt die radialen Druckverläufe in den beiden Querschnitten  $Q_1$  bei  $x = 500$  mm und  $Q_2$  bei  $x = 590$  mm dar. Auch hier zeigen sich die bereits beobachteten Entwicklungen, dass der Druck für positiven Anstellwinkel abfällt und für negative Winkel steigt. Das Niveau im ersten Querschnitt liegt durchgehend niedriger als im zweiten. Sowohl in den oberen wie auch unteren Ecken liegen die Drücke höher als in der Mitte der Seitenwand. Dies gilt für beide Querschnitte und alle getesteten Konfigurationen, mit der Ausnahme des Falls  $\alpha = 6^\circ$  und  $x_L = 300$  mm, bei dem der Druck in der oberen Ecke in beiden Querschnitten jeweils niedriger liegt. Stark vom Anstellwinkel abhängig ist jedoch, wie extrem der Druckanstieg ausfällt. Allgemein steigt der Druck in der unteren Ecke stärker an als in der oberen. Für  $\alpha = -6^\circ$  sind die Unterschiede am stärksten ausgeprägt. Während der Druck auf der Symmetrieebene im ersten Querschnitt stets niedriger liegt als in der unteren Ecke, ist es im zweiten Querschnitt bei  $x = 590$  mm so, dass der Druck auf der Mittellinie bei den Konfigurationen mit  $\alpha = -3^\circ$  und  $x_L = 300$  mm sowie beiden Fällen mit  $\alpha = -6^\circ$  höher ist. Bei den Werten in den Ecken schlägt sich der Winkel im zweiten Querschnitt nur in einem geringeren Ausmaß nieder als im weiter stromauf gelegenen Querschnitt  $Q_1$ .

### Strömungsfeld bei Gegendruck

Durch den Anstellwinkel ergeben sich nicht nur starke Veränderungen in den Stoßstrukturen, wie im vorherigen Abschnitt ausgeführt wurde, auch auf die Grenzschichten wirkt der Anstellwinkel entscheidend ein. Die Veränderung der Stoßstärke sowie die Orte der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen machen sich hier bemerkbar. Ebenso beeinflussen die veränderten Strömungsgeschwindigkeiten die Dicke der Grenzschicht, und das Transitionsverhalten und damit der Zustand der Grenzschichten ändern sich. Da

sich der Gegendruck in erster Linie über die Grenzschicht stromauf bewegt und dadurch einen Shock-train zur Druckanpassung ausbildet, wird sich durch die Veränderungen in der Grenzschicht auch das Verhalten bei Erhöhung des Gegendrucks stark modifizieren.

Dazu wird jeweils die Entwicklung des Strömungsfeldes beim Zufahren der Drossel und damit der Steigerung des Gegendrucks für die Konfiguration mit  $x_L = 300$  mm und  $\alpha = +6^\circ$  und  $-6^\circ$  analysiert. Diese beiden Fälle stellen die Extremfälle dar, da die durch den Anstellwinkel verursachten Änderungen hier am stärksten ausgeprägt sind. Die Konfiguration mit maximaler Innenkontraktion erlaubt aufgrund des stabileren Betriebsverhaltens zudem die Beobachtung über einen weiteren Drosselgrad- und Gegendruckbereich.

Positiver Anstellwinkel:  $\alpha = 6^\circ$

Abbildung 6.40 zeigt die Veränderung der Wanddruckverläufe entlang der Mittellinie bei unterschiedlichen Gegendruckverhältnissen. Die Graphiken 6.41 und 6.42 zeigen die dazugehörigen Machzahl- und Druckprofile am Isolatoraustritt.

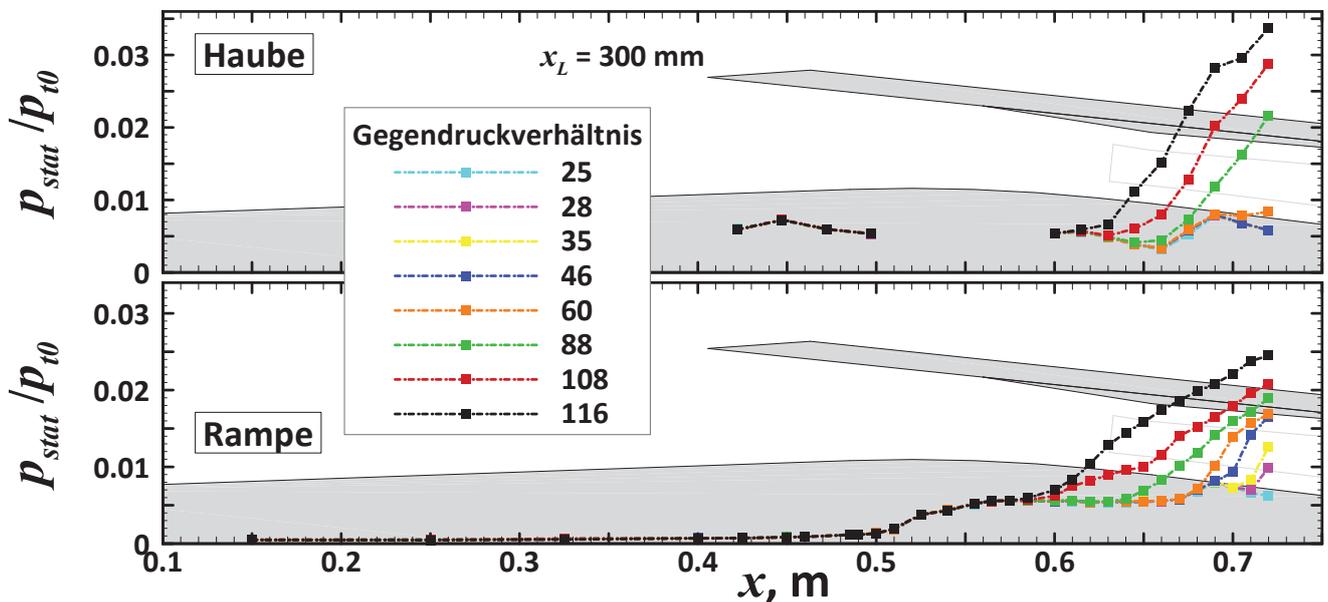


Abb. 6.40: Entwicklung des Wanddrucks bei Erhöhung des Gegendrucks für  $\alpha = 6^\circ$   $x_L = 300$  mm

Wie beim Fall ohne Anstellwinkel (vgl. Abschnitt 6.4.3 bzw. Diagramm 6.19) ergibt sich durch den Gegendruck zunächst ein Druckanstieg an der unteren Wand, der gemächlich stärker wird und sich stromauf bewegt. Auch hier macht sich dieser Druckanstieg unmittelbar auch in der Mitte sowie dem unteren Bereich des Isolators bemerkbar, wie die vertikalen Druck- und Machzahlprofile zeigen, wobei der Pitotdruck noch konstant bleibt. Dabei sind der Anstieg des statischen Drucks und folglich der Machzahlabfall für die Gegendruckverhältnisse von  $\Pi_{st} = 35$  und  $46$  sehr stark ausgeprägt. Der obere Bereich des Isolators und die Strömung direkt an der oberen Wand werden dann noch nicht beeinflusst. Hier sieht man erst ab  $\Pi_{st} = 60$  die Wirkung des Gegendrucks, durch welche der statische Druck gesteigert wird. Der Pitotdruck reagiert auch hier erst mit Verzögerung. Die Machzahl fällt aufgrund der Druckerhöhung jedoch ab.

Ab einem Gegendruckverhältnis von  $\Pi_{st} = 88$  übersteigt der Druck an der Haubenoberfläche den auf der Rampenseite. Bei  $\alpha = 0^\circ$  ist stets der Druck an der unteren Wand der höhere. Im Bereich dieses Gegendrucks sowie der weiteren Steigerung zu  $\Pi_{st} = 108$  steigen sowohl der Pitot- wie auch der statische Druck im oberen Bereich stark an, besonders in der Mitte der oberen Hälfte des Isolators. Hier sinken die Machzahlen dadurch stark ab, bis an die Grenze zum Unterschall. Jedoch steigen diese wieder leicht an, wenn der Druck auf das maximale Gegendruckniveau gesteigert wird.

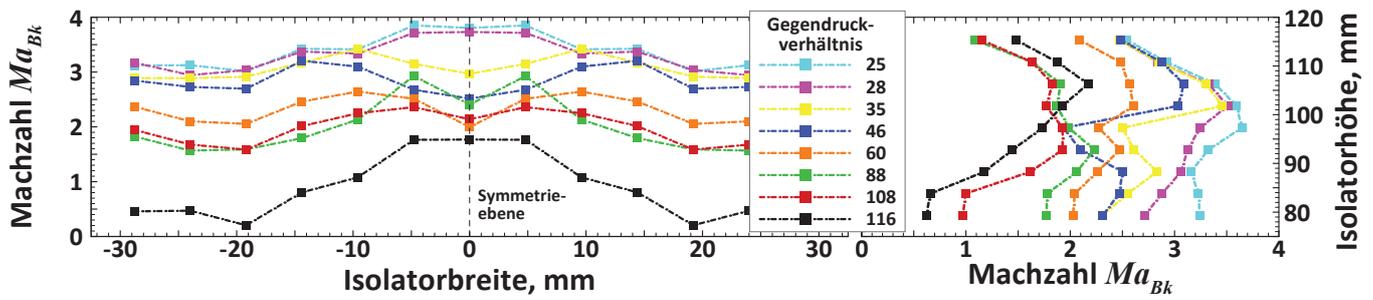


Abb. 6.41: Machzahlprofile für  $\alpha = 6^\circ$  und  $x_L = 300$  mm bei unterschiedlichen Gegendruckverhältnissen

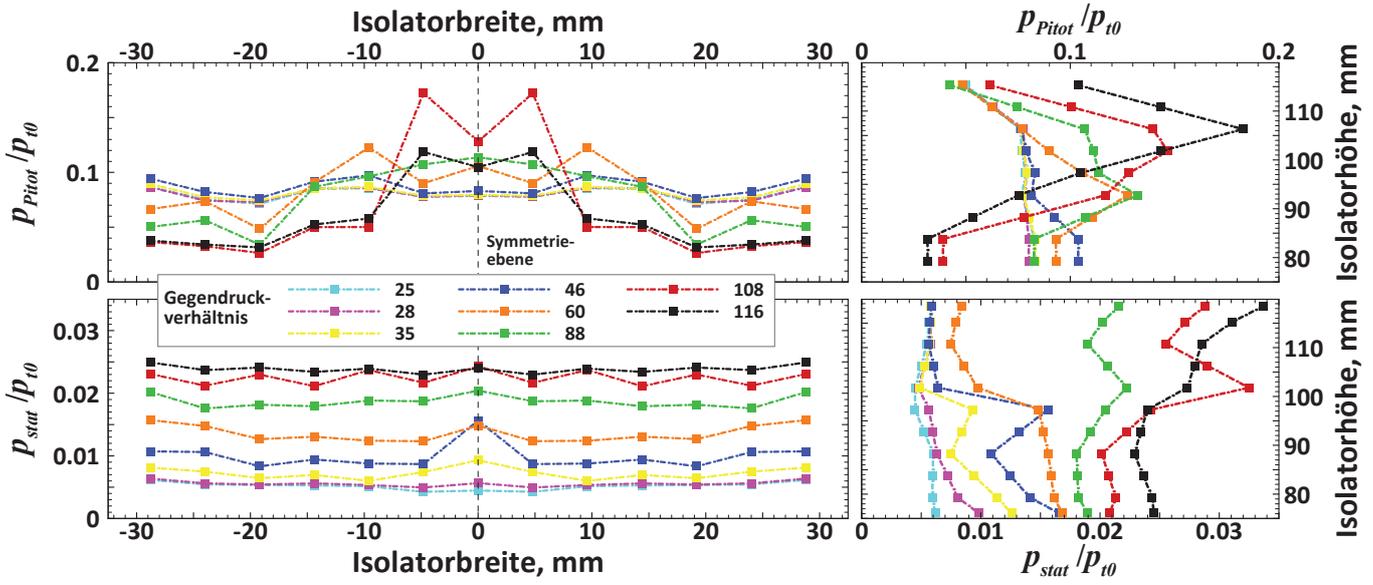


Abb. 6.42: Pitot- und statische Druckprofile des Druckmessrechens für  $\alpha = 6^\circ$  und  $x_L = 300$  mm bei unterschiedlichen Gegendruckverhältnissen

In der unteren Hälfte sind die Druckänderungen zunächst moderater und gleichmäßiger von einem Gegendruckverhältnis zum nächsten. Der statische Druck steigt kontinuierlich, und der Pitotdruck steigt zunächst an, sinkt dann ab  $\Pi_{st} = 46$  aber ebenso gemächlich ab. Beim Übergang zu  $\Pi_{st} = 108$  bildet sich in diesem Fall jedoch auf der Rampe ein Unterschall- bzw. Ablösegebiet aus, wie der plötzliche Abfall des Pitotdrucks bei gleichzeitigem Anstieg des statischen Drucks anzeigt.

In den Wanddruckverläufen sind jedoch keine Hinweise auf abrupte Änderungen der Strömungsstruktur sichtbar, wie dies für  $\alpha = 0^\circ$  der Fall war. Die Druckverläufe an beiden Wänden sind sehr stetig und kontinuierlich und lassen nur erkennen, dass der Druck ebenso stetig zunimmt und dadurch bedingt die Stellen, an denen der Druckanstieg beginnt, weiter stromauf wandern.

*Negativer Anstellwinkel:  $\alpha = -6^\circ$*

Auch im Falle negativen Anstellwinkels ist es so, dass der Gegendruck zunächst die Grenzschicht auf der Oberfläche der unteren Wand bzw. den untersten Bereich des Isolators beeinflusst, wie die Wanddruckverläufe in Abbildung 6.43 sowie die Machzahl- und Druckprofile in den Diagrammen 6.44 und 6.45 aufzeigen. Auch hier macht sich der Gegendruck relativ schnell in der gesamten unteren Hälfte des Isolators bemerkbar. Der Pitotdruck bleibt zwar nahezu konstant, aufgrund des Anstiegs des statischen Drucks ergibt sich aber eine Reduktion der Machzahl.

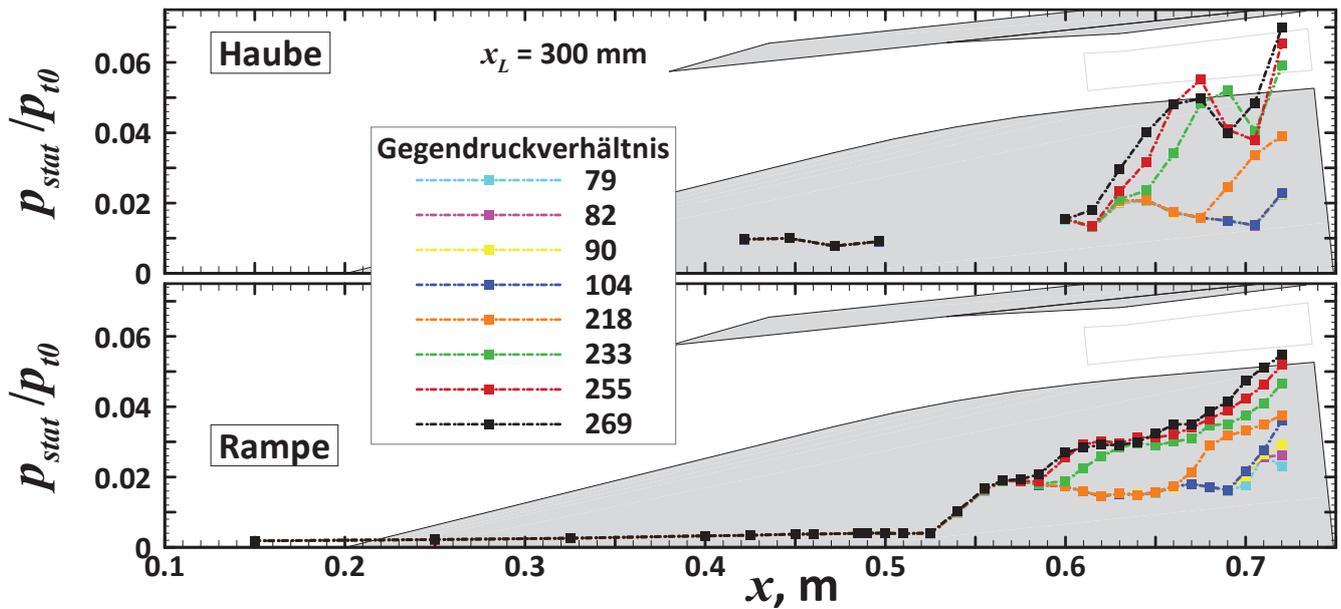


Abb. 6.43: Wanddruckverläufe für unterschiedliche Gegendrücke für  $\alpha = -6^\circ$  und  $x_L = 300$  mm

Im Gegensatz zu  $\alpha = 6^\circ$  sieht man hier wieder starke, sprunghafte Änderungen der Strömungsstruktur, einhergehend mit hohen Druckanstiegen, wie es auch bereits aus den Drosselkurven in Abbildung 6.32 ersichtlich war. Das Druckverhältnis springt von  $\Pi_{st} = 104$  auf 218 und damit auf einen mehr als doppelt so hohen Wert. Bis zu diesem Punkt war in der oberen Hälfte des Isolators noch keine Wirkung des Gegendrucks zu sehen. Nun beginnt ein starker Druckanstieg bei etwa  $x = 0,67$  m. Auch auf der Rampenseite steigt der Druck ab diesem Punkt an. Einher geht diese Änderung der Strömungstopologie mit einem starken Anstieg des Pitotdrucks in der Mitte des Isolators, auch über das komplette horizontale Profil, welches bis zu diesem Punkt nicht beeinträchtigt wurde. Sowohl an den oberen wie auch den unteren Wänden sinkt der Pitotdruck jedoch extrem ab. Der statische Druck steigt ebenfalls über die gesamte Breite stark an. Oberhalb und unterhalb sind die Steigerungen jedoch deutlich geringer, besonders nahe der unteren Wand. Die Auswertung der Werte ergibt, dass die Strömung sowohl oben als auch unten in den Unterschall fällt, wie die vertikale Machzahlverteilung zeigt.

Im Anschluss ergibt sich eine weitere sprunghafte Änderung der Strömungsstruktur, wobei sich das Druckverhältnis nur noch leicht erhöht. Hier springt der Punkt, ab dem der Gegendruck den Anstieg der Wanddrücke bewirkt, nochmals weit stromauf. Die Strömung ist über einen großen Bereich der unteren Hälfte abgelöst und bildet ein Separationsgebiet. Der stetige Druckanstieg entlang der Mittellinie auf der Rampenseite deutet darauf hin, dass sich die Strömung an der Wand bereits direkt ab dem Punkt, an dem sich der Gegendruck bemerkbar macht, im Unterschall befindet, da es keine Spitzen oder Schwankungen im Druckverlauf gibt. Dies zeigt, dass keine Stöße direkt mit der Oberfläche interagieren, wie es in einer Überschallströmung zu erwarten wäre, und somit ein Unterschallgebiet vorliegen muss.

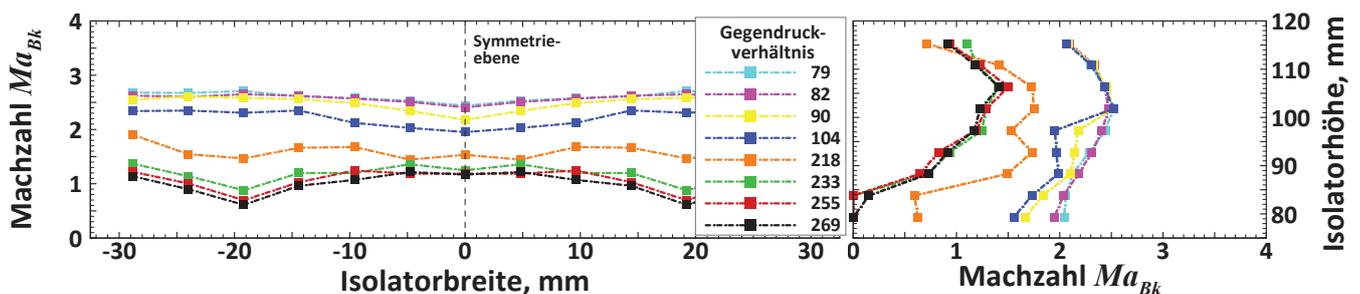


Abb. 6.44: Machzahlprofile für  $\alpha = -6^\circ$  bei unterschiedlichen Gegendruckverhältnissen

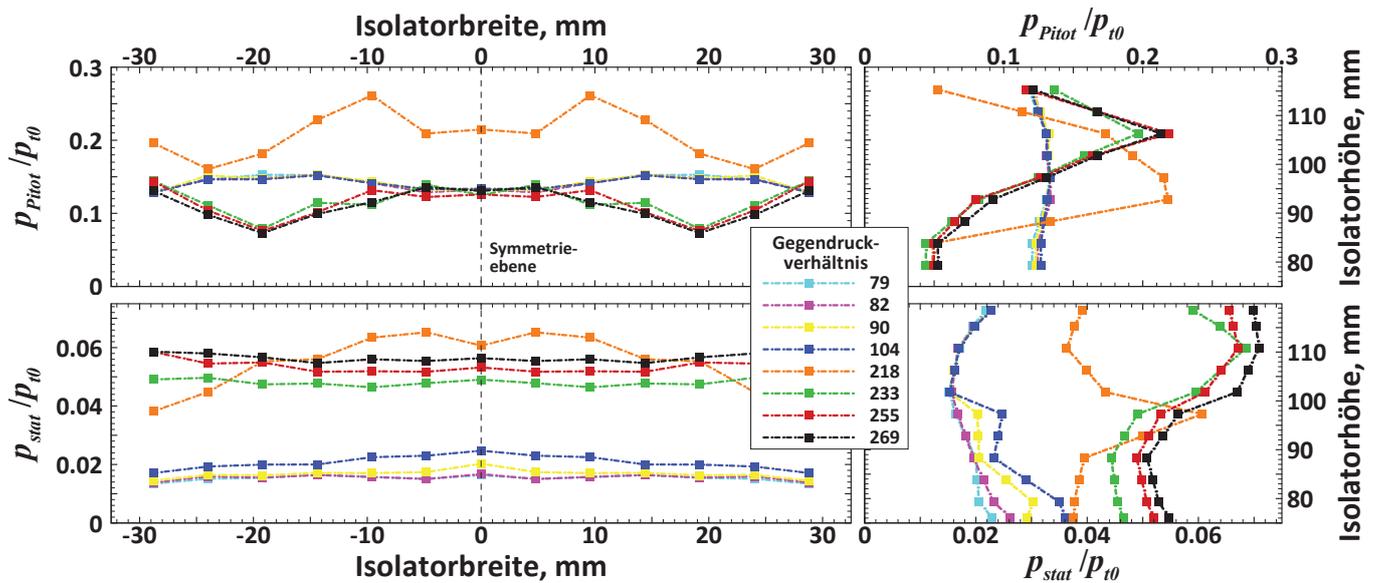


Abb. 6.45: Pitot- und statische Druckprofile des Druckmessrechs für  $\alpha = -6^\circ$  bei unterschiedlichen Gegendruckverhältnissen

Nahe der oberen Wand stabilisiert sich die Strömung wieder etwas und befindet sich direkt an der Wand im Transschallbereich. Ein großes Unterschall- oder Ablösegebiet wie an der unteren Wand ist jedoch nicht vorhanden, da die nächsten Messpunkte bereits wieder eine deutliche Überschallströmung anzeigen. Im stromauf des Druckmessrechs gelegenen Bereich an der Haube liegt wohl auch eine Überschallströmung vor, da der Verlauf mit starken Steigerungen und Abfällen auf die Existenz von Stößen oder Expansionsfächern hinweist. Wie im Falle von positivem Anstellwinkel wird auch hier der maximale Druckwert an der Haube erreicht, im Gegensatz zu den Fällen ohne Anstellwinkel.

### 6.5.2 Schiebewinkelverhalten

Der Schiebewinkel kann im H2K lediglich mechanisch über eine manuell zu verdrehende Plattform am Boden des Windkanals vor dem Versuch eingestellt werden. Ein Verfahren des Schiebewinkels während des Versuchs wie bei den alpha-sweeps ist damit nicht möglich. Folglich muss der Einlauf bereits mit anliegendem Schiebewinkel starten. Frühere Untersuchungen zeigten bereits, dass der Schiebewinkel das Startverhalten beeinträchtigen kann [98], bzw. dadurch bedingt Hysterese-Effekte [102] entstehen können.

Wie bereits eingangs des Kapitels erwähnt, wurden auch beim Schiebewinkel Werte von  $\beta = 3^\circ$  und  $6^\circ$  verwendet. Dabei spielt es im Gegensatz zum Anstellwinkel aufgrund der spiegelsymmetrischen Konfiguration selbstverständlich keine Rolle, ob ein positiver oder negativer Schiebewinkel vorliegt. Ähnlich wie der Anstellwinkel den effektiven Rampenwinkel modifiziert, ändern sich die Winkel der Seitenwandkompression  $\delta_{SW}$  durch den Schiebewinkel. Je nachdem ob die Luv- oder Lee-Seite betrachtet wird, muss der Schiebewinkel zum Seitenwandwinkel addiert oder von diesem abgezogen werden. Für  $\beta = 3^\circ$  betragen die effektiven Seitenwandwinkel daher  $\delta_{SW,luv} = 10^\circ$  und  $\delta_{SW,lee} = 4^\circ$ . Bei  $\beta = 6^\circ$  sind es  $\delta_{SW,luv} = 13^\circ$  und  $\delta_{SW,lee} = 1^\circ$ . Dies ist ein sehr interessanter Fall, da auf der einen Seite eine äußerst starke Kompression stattfindet, aber auf der anderen Seite fast keine mehr.

Im Grunde werden durch den Schiebewinkel die gleichen Effekte beeinflusst wie auch durch den Anstellwinkel, d.h. dass sich Umlenkwinkel ändern und dadurch die entsprechenden Stoßstärken und -lagen und die von diesen Stößen induzierten Interaktionen. Der Unterschied liegt darin, dass diese beim Anstellwinkel durch den veränderten Rampenstoß geschehen und somit auf beiden Seiten des Einlaufs in gleichem Maße. Beim Schiebewinkel ist es durch die auf der Luv-Seite stärker und auf der Lee-Seite schwächer werdenden Seitenwandkompression so, dass sich die meisten Effekte in gegenläufiger Richtung

entwickeln. So entsteht auf der Luv-Seite bei der Interaktion von Rampen- und Seitenwandstoß ein stärkerer Brückenstoß zwischen diesen Stößen. Dadurch wird die gesamte Stoßstruktur auf dieser Seite steiler. Auch die durch die Interaktion zu den Wänden hin reflektierten Stöße werden stärker. Auf der Lee-Seite ist das Gegenteil der Fall. Diese bewirkt, dass die Stoßfront aus Rampen-, Seitenwand- und Brückenstößen auf der Luv-Seite weiter stromauf die Höhe der Einlaufflippe erreicht als auf der anderen. Daher kann es passieren, dass diese Stoßstruktur auch auf einer Seite unter die Haube geht und mit der Grenzschicht auf der Haubenoberfläche interagiert und auf der anderen nicht. Zudem sind die Stöße auf beiden Seiten unterschiedlich stark, wodurch auch eine eventuelle Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung und potenzielle Ablösung verschiedenartig ausfallen würde. Auf der Luv-Seite ist zudem eine stärkere Wirbelbildung und dadurch bedingt eine höhere Wärmelast in diesem Bereich zu erwarten. Auch für unterschiedliche Schiebewinkel wurden die Wärmelasten mittels IR-Thermografie untersucht und in Abschnitt 6.7 dargestellt. Ein deutlicher Unterschied zum Anstellwinkel besteht jedoch darin, dass es wahrscheinlich ist, dass der Seitenwandstoß auf der Luv-Seite (genau gesagt, die durch die Interaktion von Rampen- bzw. Seitenwand- und Brückenstoß zu den Wänden reflektierten Stöße) durch den größeren Kompressionswinkel so stark wird, dass sich dieser nicht im Halsbereich des Einlaufs auslöscht. Vielmehr bildet sich eine Stoßstruktur aus, die von den Seitenwänden durch die gesamte Länge des Isolators reflektiert wird und dabei jeweils zusätzliche Gebiete mit Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen entstehen.

Aufgrund des asymmetrischen Charakters der Strömung sind die Ergebnisse der Versuche mit Schiebewinkel allgemein deutlich komplizierter zu interpretieren. Etliche der in diesen Fällen auftretenden dreidimensionalen Effekte können mit der vorhandenen Messtechnik nur bedingt erfasst werden. Es steht hier jedoch auch im Vordergrund, zu bestimmen, wie stark das Leistungsvermögen des Einlaufs, vor allem die Grenzen des Betriebsbereichs, durch den Schiebewinkel beeinflusst wird. Die Analyse des dann vorliegenden Strömungsfeldes ist nur von nachrangigem Interesse und wird nur durchgeführt, soweit die Messdaten dies in sinnvollem Maße erlauben.

### Ungedrosselter Betrieb

Tabelle 6.4 und Abbildung 6.46 stellen die Leistungsparameter für unterschiedliche Schiebewinkel für die beiden Referenzfälle  $x_L = 300$  mm und  $330$  mm dar. Der Schiebewinkel beeinflusst den Einlaufbetrieb nur in verhältnismäßig geringem Ausmaß, vor allem im Vergleich zum Anstellwinkel. Bei beiden Lippenpositionen sinkt das Totaldruckverhältnis  $\pi_t$  um 11% bis 17% ab. Das statische Druckverhältnis  $\Pi_{st}$  sinkt für  $x_L = 330$  mm und  $\beta = 3^\circ$  um etwa 4% auf  $\Pi_{st} = 36,1$  ab. Für  $\beta = 6^\circ$  steigt das Druckverhältnis leicht an und liegt mit  $\Pi_{st} = 38,6$  etwa 2,4% über dem Niveau des Referenzfalles. Auf das Massenfangverhältnis hat der Schiebewinkel einen etwas stärkeren Einfluss. Diese sinkt für beide Winkel, um etwa 11 Prozentpunkte

$x_L$ , mm	$\beta$ , °	MCR	$\pi_t$	$\Pi_{st}$	$\eta_{ke}$
330	0	0,93	0,47	37,7	0,98
	3	0,82	0,39	36,1	0,97
	6	0,77	0,42	38,6	0,97
300	0	0,97	0,47	38,3	0,98
	3	0,86	0,40	39,7	0,97
	6	0,85	0,39	46,7	0,97

Tab. 6.4: Betriebsparameter für die Variation des Schiebewinkels  $\beta$

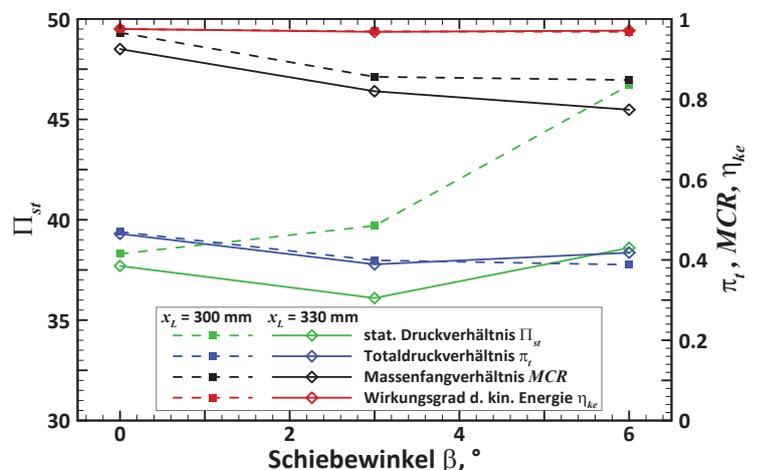


Abb. 6.46: Graphische Darstellung der Betriebsparameter

für  $\beta = 3^\circ$  und 16 Prozentpunkte für  $\alpha = 6^\circ$ . Der Wirkungsgrad der kinetischen Energie  $\eta_{ke}$  bleibt für alle Winkel praktisch konstant und es gibt keinen Unterschied zwischen den beiden untersuchten Lippenpositionen.

Für  $x_L = 300$  mm ist das statische Druckverhältnis jedoch deutlich stärker von  $\beta$  abhängig als für  $x_L = 330$  mm. Für  $\beta = 3^\circ$  steigt dieses noch moderat um etwa 3,6% an. Erhöht man auf  $\beta = 6^\circ$  ist der Anstieg mit etwa 22% allerdings sehr deutlich. Das Massenfangverhältnis sinkt bei dieser Lippenposition jedoch nur geringfügig um 11 bzw. 12 Prozentpunkte ab. Bei diesen beiden Größen ergeben sich deutliche Diskrepanzen zwischen den beiden Lippenpositionen. Der Totaldruckrückgewinn sowie der Wirkungsgrad der kinetischen Energie sind dem hingegen kaum von der Innenkontraktion abhängig.

### Betriebsbereich

Durch den Schiebewinkel ergeben sich signifikante Änderungen des Betriebsbereiches, wie die Drosselkurven für das statische Druckverhältnis  $\Pi_{st}$  und den Totaldruckrückgewinn  $\pi_t$  in den Abbildungen 6.47(a) und (b), und das Massenfangverhältnis  $MCR$  in Graphik 6.48 aufzeigen.

Das maximale Druckniveau für  $\beta = 3^\circ$  und  $x_L = 330$  mm sinkt deutlich ab, gegenüber dem Referenzfall mit  $\beta = 0^\circ$  und  $x_L = 330$  mm um nahezu 35% auf  $\Pi_{st} \approx 75$ . Die Strömung bricht hier bereits bei einem Drosselgrad von  $\Delta = 0,165$  zusammen. Für  $x_L = 300$  mm liegt der Maximaldruck mit  $\Pi_{st} \approx 150$  zwar sehr viel höher als beim Auslegungsfall, aber immer noch niedriger als für  $\beta = 0^\circ$  bei  $x_L = 300$  mm. Der Drosselgrad, bei dem die Strömung zusammenbricht, liegt mit  $\Delta = 0,16$  nur unwesentlich niedriger als bei  $x_L = 330$  mm. Der Beginn des Druckanstiegs liegt bei beiden Konfigurationen beim gleichen Drosselgrad von  $\Delta = 0,19$ , bei welchem sich auch bei  $\beta = 0^\circ$  der Gegendruck bei den beiden Referenzfällen bemerkbar macht. Im Fall von  $\beta = 3^\circ$  und  $x_L = 330$  mm verläuft dieser auch moderat und sehr ähnlich wie bei  $\beta = 0^\circ$ . Bei  $x_L = 300$  mm verläuft der Anstieg jedoch sehr sprunghaft und schnell auf das hohe Druckniveau von  $\Pi_{st} = 150$ , wo es dann bei nur geringer weiterer Steigerung verharret, bevor die Einlaufströmung blockiert.

Für  $\beta = 6^\circ$  erscheint es auf den ersten Blick, dass ein deutlich höherer Druck erreicht wird, der auch in etwa dem des Referenzfalles mit maximaler Innenkontraktion und  $\beta = 0^\circ$  entspricht. Die direkte Relation der statischen und Totaldruck- sowie Massenfangverhältnisse in Abbildung 6.49 enthüllt jedoch bei beiden Fällen, dass in diesem Bereich keine stabile Strömung mehr vorliegt, sondern der Einlauf Anzeichen von Brummen aufweist. Gemäß der Drosselkurven von  $\Pi_{st}$  und  $\pi_t$  beginnt sich der Gegendruck bereits bei einem relativ hohen Drosselgrad von etwa  $\Delta = 0,2$  für  $x_L = 330$  mm bzw.  $\Delta = 0,21$  für  $x_L = 300$  mm auszuwirken. Besonders bei letzterem Fall ergibt sich ein kontinuierlicher und relativ stetiger Druckanstieg, einhergehend mit einer ebenso graduellen Abnahme des Totaldruckrückgewinns. Bei  $x_L = 330$  mm sieht

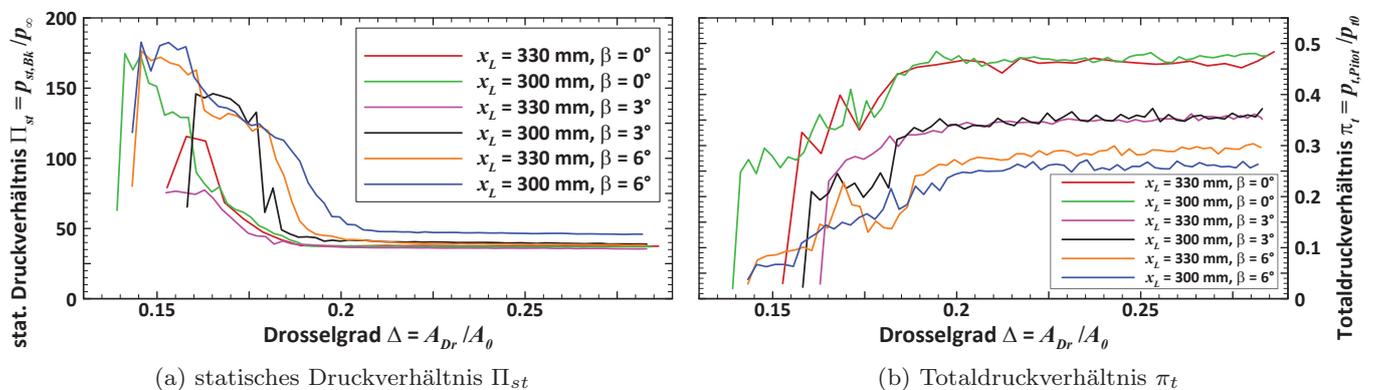


Abb. 6.47: Statische Druckverhältnisse (links) und Totaldruckrückgewinn (rechts) für verschiedene Schiebewinkel und die Lippenpositionen  $x_L = 330$  und 300 mm

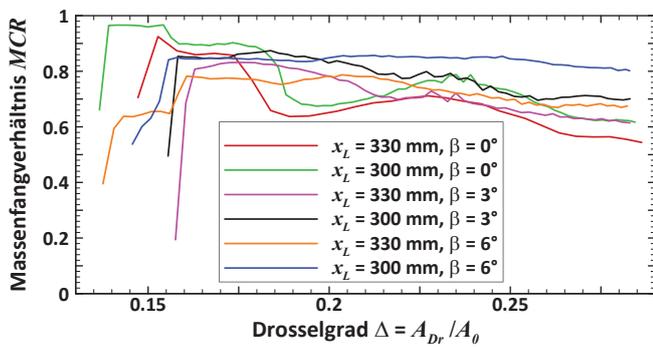


Abb. 6.48: MCR für verschiedene Schiebewinkel für  $x_L = 330$  und  $300$  mm

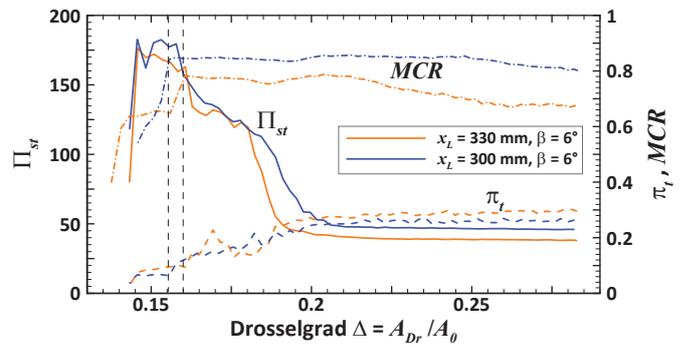


Abb. 6.49: Überlagerung von  $\Pi_{st}$ ,  $\pi_t$  und MCR für  $\beta = 6^\circ$

man zwar ein paar kleinere Schwankungen, insgesamt ist der Verlauf jedoch trotzdem noch verhältnismäßig stetig und ohne große Sprünge, wie sie bei zahlreichen anderen Konfigurationen beobachtet wurden.

An dem Punkt, an dem der Druck das hohe konstante Niveau kurz vor dem Absinken des Drucks erreicht und sich vermeintlich dort stabilisiert, ergibt sich für beide Lippenpositionen ein starker Abfall des Massenstroms, was bedeutet, dass keine stationäre Strömung mehr vorliegt, sondern eine oszillierende, instabile und instationäre Strömung, die mit hoher Frequenz blockiert und sich wieder aufbaut. Das Druckniveau erscheint zwar noch in Ordnung, was darauf zurückzuführen ist, dass keine hochfrequenten Druckaufnehmer vorhanden sind, aber die Brennkammer wird nicht mehr mit einem kontinuierlichen Massenstrom versorgt, und eine stabile Verbrennung wäre nicht mehr möglich. Diese Punkte des Abfalls des Massenstroms stellen jeweils die Grenze des Betriebsbereich für die beiden Fälle mit  $\beta = 6^\circ$  dar. Diese liegt bei  $\Delta = 0,155$  für  $x_L = 300$  mm und  $\Delta = 0,16$  für  $x_L = 330$  mm. Die bei diesen Drosselgraden herrschenden Druckverhältnisse betragen  $\Pi_{st} \approx 180$  respektive  $160$ .

### Strömungsfeld ohne Gegendruck

In Bild 6.50 sind die Wanddruckverteilungen für Schiebewinkel von  $\beta = 0^\circ$ ,  $3^\circ$  und  $6^\circ$  für die beiden verwendeten Konfiguration mit  $x_L = 330$  mm und  $300$  mm dargestellt. Allgemein ist zu beobachten, dass sich im Halsbereich auf der Unterseite für alle Konfigurationen mit Schiebewinkel ein deutlich steilerer und höherer Druckanstieg ergibt. Für  $\beta = 6^\circ$  ist dies besonders stark ausgeprägt. Der anschließende Druckabfall ist jedoch ebenfalls stärker ausgeprägt, so dass der Druck wieder auf das Niveau der Fälle ohne Schiebewinkel sinkt. Im hinteren Bereich des Isolators sind die Druckschwankungen geringer. Besonders der Druckanstieg durch die Interaktion mit dem Stoß, der vom festen Teil der Haube induziert wird, fällt geringer aus, vor allem im Fall  $\beta = 6^\circ$ . Bei diesem Winkel existiert jedoch ein weiterer geringer Druckanstieg am Austritt des Isolators, während der Druck bei allen anderen Konfigurationen in diesem Bereich abfällt.

Entlang der Haubenseite liegt der Druck im Bereich der vier Druckmessstellen im beweglichen Teil der Haube für jeden Schiebewinkel niedriger als bei der entsprechenden Konfiguration mit  $\beta = 0^\circ$ . An der zweiten Messstelle wird zudem eine Spitze im Druckverlauf registriert. Für  $x_L = 330$  mm und  $\beta = 3^\circ$  verläuft der Druck im anschließenden Bereich zunächst gleich mit dem Verlauf im Fall  $\beta = 0^\circ$ , steigt jedoch bereits ab  $x = 0,67$  m, wie auch der Fall  $x_L = 300$  mm und  $\beta = 0^\circ$ , an. Die Steigerung des Drucks ist jedoch weniger stark als die im Fall ohne Winkel.

Die beiden Fälle  $x_L = 300$  mm und  $\beta = 3^\circ$ , sowie  $x_L = 330$  mm und  $\beta = 6^\circ$  verharren ab der Stelle, wo der feste Teil der Haube beginnt, etwa auf dem gleichen Niveau. Es sind lediglich schwache Schwankungen sichtbar. Im Falle von  $x_L = 300$  mm und  $\beta = 6^\circ$  erhält man im Bereich des Keils des festen Teils der Haube einen starken Druckanstieg, der bei den anderen Konfiguration nicht auftritt. Danach, in dem Bereich, in dem die Haube in den konstanten bzw. divergenten Teil des Isolators übergeht, fällt der Druck

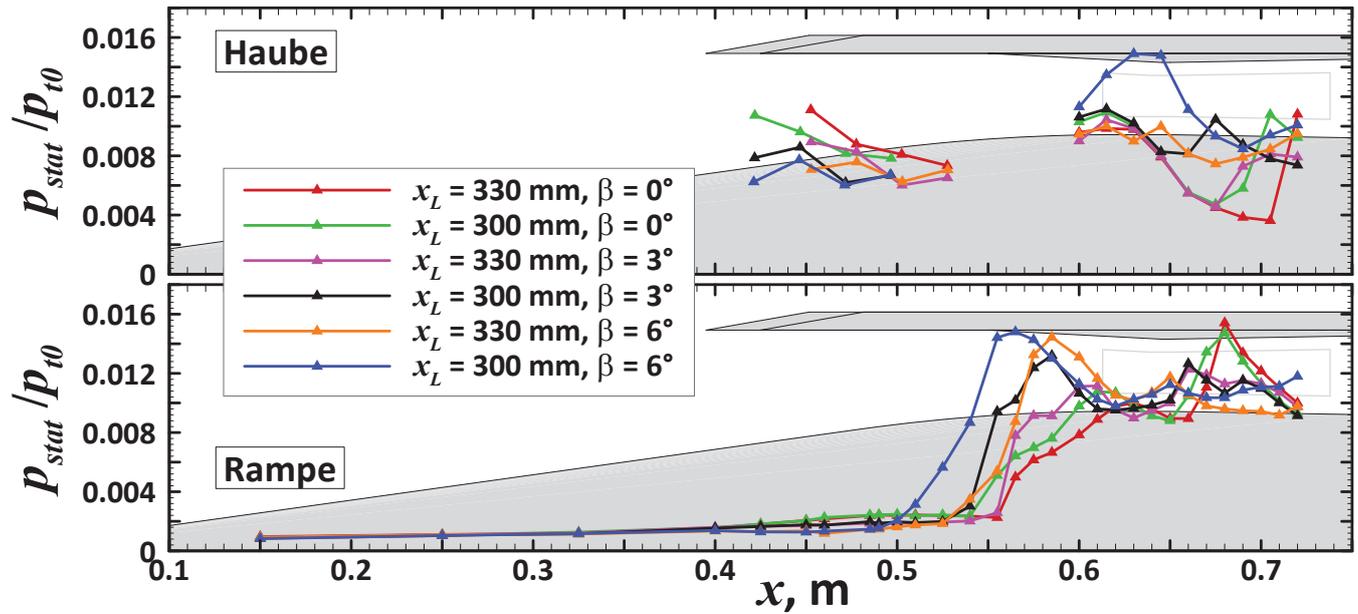


Abb. 6.50: Wanddruckverläufe für  $\beta = 3^\circ$  und  $6^\circ$  für  $x_L = 300$  mm und 330 mm

wieder deutlich ab. Die Werte zum Isolatorausgang hin bleiben jedoch höher als bei den anderen Fällen mit Schiebewinkel, aber niedriger als in den beiden Fälle ohne Schiebewinkel.

Diese Auswirkungen sind in erster Linie auf den Einfluss der Seitenwandstöße zurückzuführen. Die steileren Anstiege im Bereich  $x = 0,5 - 0,55$  m resultieren aus der Beeinflussung des Seitenwandstoßes auf die dort stattfindende Stoß-Grenzschicht-Interaktion des Lippenstoßes mit der Rampenoberfläche. Im Bereich von  $x = 0,65 - 0,69$  m sind zudem kleine Druckspitzen sichtbar. An diesen Stellen kreuzt vermutlich der Seitenwandstoß die Symmetrielinie. Es zeigt sich auch, dass dieser Stoß eine angestellte Lage hat, da der Punkt der Interaktion auf der Haubenseite gegenüber der Rampenseite leicht verschoben ist.

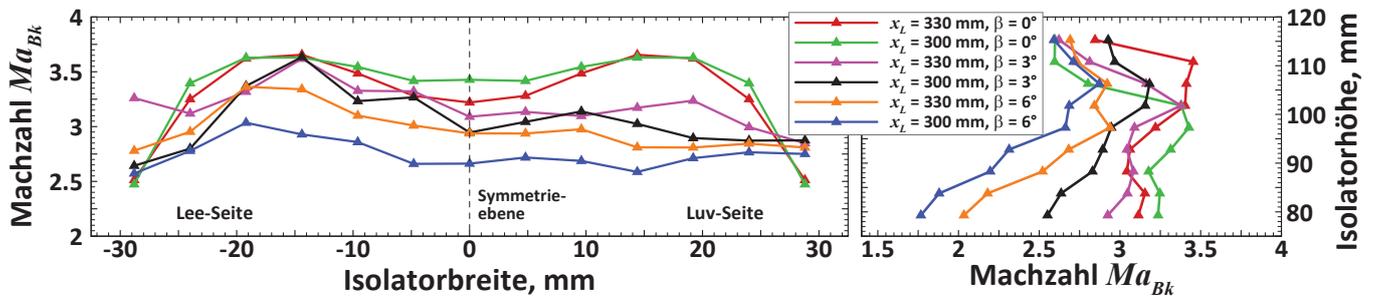


Abb. 6.51: Machzahlprofile für unterschiedliche Schiebewinkel und  $x_L = 300$  mm und 330 mm

Wie bereits in Kapitel 4.4.3 erläutert, müssen bei den Schiebewinkeluntersuchungen für die Auswertung der Messungen des horizontalen Balkens des Druckmessrechens aufgrund der unsymmetrischen Strömung bei jedem Messpunkt zu dem gemessenen Wert der dazugehörige Pitot- bzw. statische Druck aus den nächsten beiden Druckmesspunkten interpoliert werden, um das für die Berechnung der Machzahl nötige Verhältnis aus Pitot- und statischem Druck  $\frac{p_{Pitot}}{p_{st}}$  bilden zu können. Für den weitergehenden Vergleich des Schiebewinkeleinflusses sind die Machzahlprofile in Abbildung 6.51 und die Pitot- und statischen Druckprofile in Abbildung 6.52 dargestellt.

Auffällig ist besonders der starke Rückgang des Pitotdrucks in der unteren Hälfte des Isolators mit dem Schiebewinkel, der dann auch einen entsprechenden Effekt bei der Machzahl hervorruft. Dabei ergibt sich für jeden Winkel, auch  $\beta = 0^\circ$ , ein höherer Pitotdruck für den Auslegungsfall  $x_L = 330$  mm.

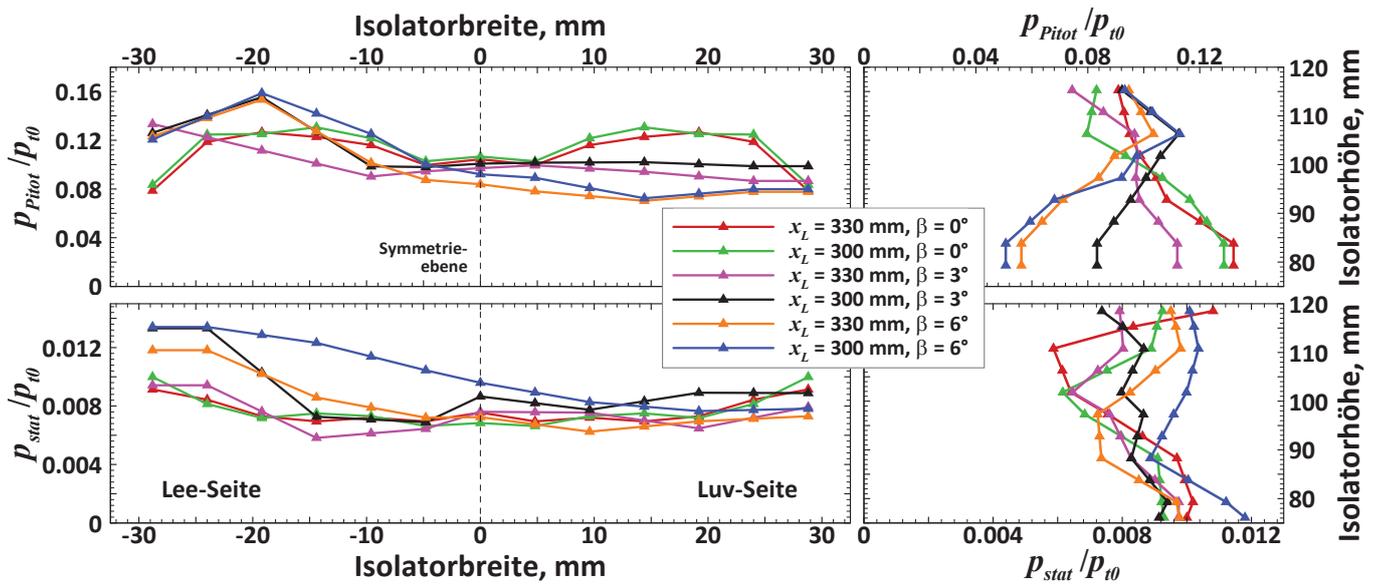


Abb. 6.52: Pitot- und statische Druckprofile des Druckmessrechens für unterschiedliche Schiebewinkel

Der höhere statische Druck für den Auslegungsfall bei  $\beta = 0^\circ$  bedingt für diesen Fall eine niedrigere Machzahl als für  $x_L = 300$  mm, ansonsten liegt die Machzahl für  $x_L = 330$  mm jeweils höher. Die statische Druckverteilung im unteren Bereich wird nur mäßig durch den Schiebewinkel beeinflusst, außer bei  $\beta = 6^\circ$  und  $x_L = 300$  mm, wo sich eine starke Druckerhöhung einstellt.

Im oberen Bereich ergeben sich unregelmäßige Veränderungen durch den Schiebewinkel. Je nach Konfiguration trifft der Lippenstoß, nachdem er von der Rampenoberfläche reflektiert wurde, auf Höhe des Druckmessrechens oder vorher wieder auf die Haubenoberfläche. Die Lage des Stoßes wird dabei durch die Lippenposition und auch den Schiebewinkel beeinflusst, und somit verschiebt sich der Punkt, an dem der Stoß den Druckmessrechen passiert. Auch die Stärke des Stoßes wird durch den Schiebewinkel beeinflusst.

Über die Breite des Isolators sind die Einflüsse deutlich geringer. Für  $\beta = 6^\circ$  sind die Pitot- und statischen Drücke auf der strömungszugewandten Seite höher. Bei den Pitotdrücken ist jeweils ein Maximum bzw. Minimum in der Mitte der Lee- respektive Luv-Seite zu erkennen. Der statische Druck fällt jedoch relativ stetig über die Breite, lediglich bei  $x_L = 330$  mm ergibt sich zum linken Rand hin wieder ein leichter Anstieg. Die Machzahlen haben bedingt durch den Anstieg der Pitotdrücke in der Mitte der Lee-Seite dort ein Maximum, verlaufen ansonsten aber relativ konstant. Ähnlich ist es bei  $\beta = 3^\circ$ , wobei die Profile hier sprunghafter sind. Auffällig ist hierbei der Anstieg des Pitotdrucks direkt an der linken Wand für  $x_L = 330$  mm, während sich für alle anderen Fälle dort ein Pitotdruckabfall einstellt. Insgesamt bleibt festzuhalten, dass der Schiebewinkel keine großen Einflüsse auf die Homogenität der Strömung über die Isolatorbreite hat, da die dreidimensionalen Effekte in der Strömung sich durch den Isolator merklich reduzieren, wie die Darstellung der Wanddrücke in den Querschnitten mit radial verteilten Druckbohrungen in Diagramm 6.53 belegt.

In dieser Graphik für die beiden Querschnitte  $Q_1$  und  $Q_2$  sind jeweils die Verläufe auf der der Strömung zu- bzw. abgewandte Seite (Lee- bzw. Luv-Seite) getrennt dargestellt, im Gegensatz zu Fällen, bei denen ein symmetrisches Strömungsfeld vorliegt und die Mittelwerte aus den beiden Seiten verwendet wurden. In diesen beiden Querschnitten, die sich mit  $x = 500$  mm für  $Q_1$  und  $x = 590$  mm für  $Q_2$  relativ weit stromauf des internen Strömungskanal befinden, zeigen sich erhebliche Unterschiede zwischen den beiden Seiten in beiden Querschnitten. Im ersten Querschnitt ergeben sich besonders in der unteren Ecke auf der Lee-Seite sehr hohe Drücke für  $\beta = 6^\circ$ . Die Diskrepanz zur anderen Wand ist an dieser Stelle am größten.

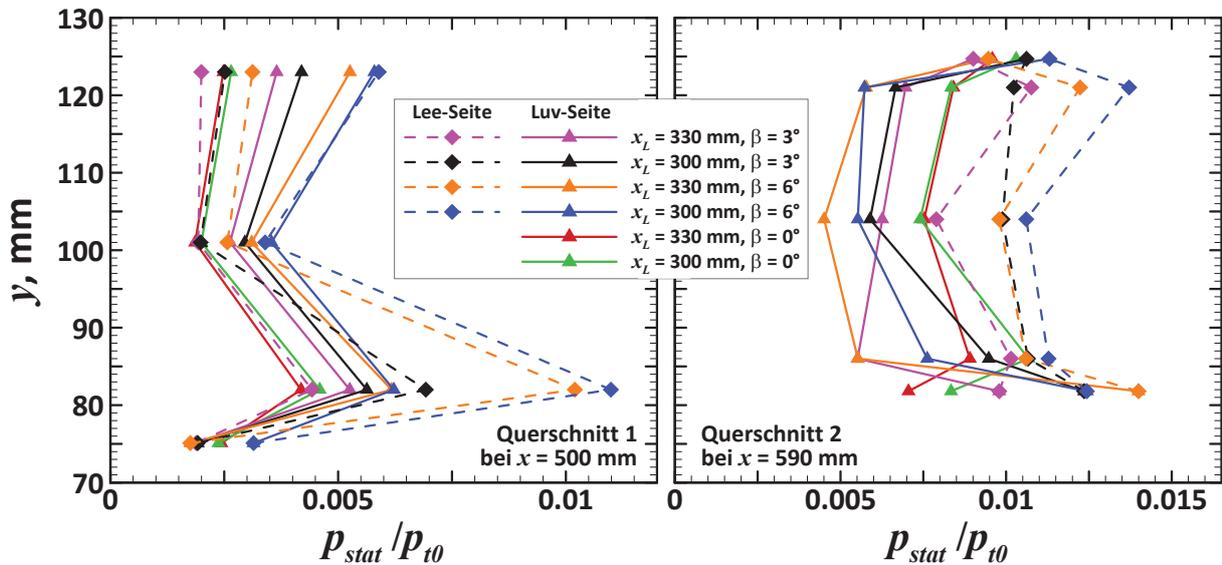


Abb. 6.53: Druckprofile der Querschnitte mit radial verteilten Druckbohrungen bei  $x = 0,5\text{m}$  und  $0,59\text{m}$  für  $\beta = 3^\circ$  und  $6^\circ$

Für  $\beta = 3^\circ$  und  $x_L = 330\text{ mm}$  ist der Druck auf der Seite, die der Strömung zugewandt ist, höher als auf der anderen. Dies ist nur bei dieser Konfiguration der Fall und ist vermutlich dadurch begründet, dass der starke Seitenwandstoß der Luv-Seite in diesem Fall erst hinter dem ersten Querschnitt auf die der Strömung abgewandten Seitenwand auftrifft, und für diesen Fall deswegen der Druckanstieg durch diesen Stoß nicht erfasst wird. Für  $\beta = 3^\circ$  und  $x_L = 300\text{ mm}$  wird der Seitenwandstoß von der weiter nach vorne gefahrenen Lippe derart beeinflusst, dass er auch weiter stromauf auf die Seitenwand trifft. Bei  $\beta = 6^\circ$  ist dies alleine schon durch den größeren Stoßwinkel des Seitenwandstoßes der Fall. Diese Beobachtungen werden dadurch gestützt, dass der Druckverlauf auf der Lee-Seite für  $\beta = 3^\circ$  und  $x_L = 330\text{ mm}$  nahezu gleichauf mit den Fällen für  $\beta = 0^\circ$  liegt, bei denen der Einfluss des Seitenwandstoßes nur eine zu vernachlässigende Rolle spielt. Auf der Luv-Seite in Querschnitt 1 besitzen alle Fälle mit Schiebewinkel sehr ähnliche Verläufe.

Im zweiten Querschnitt liegen die Werte in den unteren Ecken für beide Schiebewinkel und Lippenpositionen, sowie auf beiden Seiten jeweils niedriger als der Wanddruck auf der Symmetrieebene, im Gegensatz zu den beiden Fällen ohne Schiebewinkel, wo die Werte in den unteren Ecken höher sind. Auch im zweiten Querschnitt ergeben sich starke Unterschiede zwischen den beiden Seiten. Mit Ausnahme von  $\beta = 3^\circ$  und  $x_L = 300\text{ mm}$  liegen die Werte in der oberen Ecke auf der Luv-Seite jeweils niedriger als der Wanddruck in der Symmetrieebene, auf der Lee-Seite jedoch höher.

Diese starken Druckunterschiede zwischen den beiden Seiten, die hier registriert werden, gleichen sich jedoch in erheblichem Maße über die Länge des Isolators aus, so dass, wie gezeigt wurde, die Strömung über die Breite des Isolatoraustritts deutlich homogener verläuft. Die durch den Schiebewinkel verursachten Druckschwankungen sind nicht größer als diejenigen, die durch andere Einflussgrößen, wie den Anstellwinkel, verursacht werden. Jedoch ist die Strömung allgemein über die Breite des Isolators sehr viel homogener als über die Höhe. Die Seitenwandstöße scheinen über die Isolatorlänge hinweg einen Großteil ihrer Stärke zu verlieren, da die Diskrepanzen zwischen den Werten auf beiden Seiten, die im Querschnitt  $Q_2$  noch stark ausgeprägt sind, hier nur noch sehr gering sind. Die Strömungsphänomene, die die Strömungsstruktur am Isolatoraustritt dominieren, sind der Rampen- und Lippenstoß. Diese haben offensichtlich einen viel gewichtigeren Einfluss, wodurch sich dann über die Isolatorhöhe auch ein viel inhomogeneres Bild zeigt.

### Strömungsfeld mit aufgeprägtem Gegendruck

Auch für den Fall des Schiebewinkels ist es wichtig zu wissen, wie sich das Strömungsfeld bei Erhöhung des Brennkammergegendrucks verändert. Dazu wird der Schiebewinkel von  $\beta = 6^\circ$  für die Lippenposition  $x_L = 300$  mm herangezogen. Dabei wird jedoch lediglich der Bereich bis zum Beginn des Einlaufbrummens betrachtet. Die Wanddruckverteilung für diesen Fall ist in Abbildung 6.54 dargestellt.

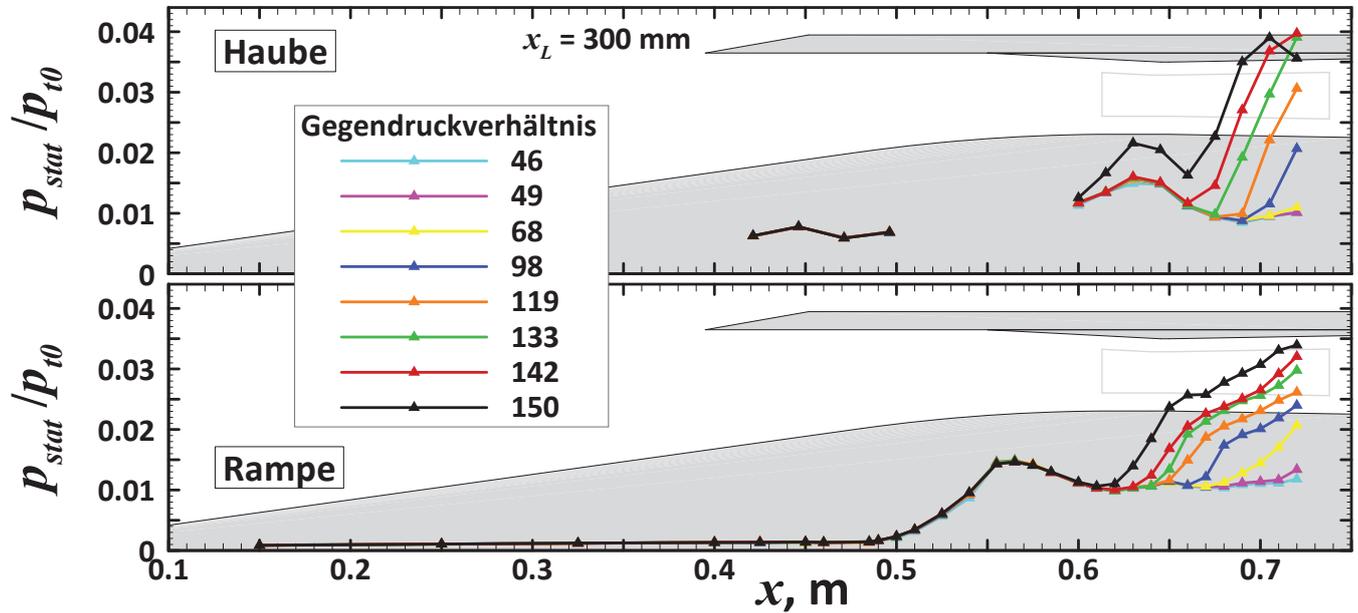


Abb. 6.54: Wanddruckverläufe für  $\beta = 6^\circ$  und  $x_L = 300$  mm bei unterschiedlichen Gegendruckverhältnissen

Auch hier wird zunächst der Druck an der unteren Wand vom Gegendruck beeinflusst. Die erste leichte Drucksteigerung auf der Haubenseite ist jedoch im Vergleich zu anderen Konfigurationen bereits relativ früh bei einem Gegendruckverhältnis von  $\Pi_{st} = 68$  zu sehen. Dieser Gegendruck wirkt sich auch bereits deutlich auf die Druckprofile des Druckmessrechs und die Machzahlprofile aus, wie in den Bildern 6.55 und 6.56 zu sehen ist. Der statische Druck steigt besonders auf der Luv-Seite des Einlaufs. Auf der Lee-Seite bleibt der Druck in diesem Gegendruckbereich noch konstant, ebenso wie die Pitotdruckverteilung über die gesamte Isolatorbreite. Im untersten Bereich des Isolators sinkt er jedoch leicht ab. Das vertikale Profil des statischen Drucks nimmt bereits bei diesem geringen Gegendruck fast über die gesamte Höhe des Isolators zu. Die Änderungen der Drücke spiegeln sich auch direkt in den Machzahlprofilen wider: Auf der Luv-Seite des Isolators, ebenso wie über die gesamte Höhe des Einlaufs mit Ausnahme des oberen Viertels, sinkt die Machzahl deutlich ab.

Bei weiterer Steigerung des Gegendrucks auf  $\Pi_{st} = 98$  bildet sich ein großes Unterschallgebiet an der unteren Wand aus, das sich über etwa das untere Drittel der Isolatorhöhe erstreckt. Bei weiterer Gegendruckerhöhung wird dieses noch größer, in der Symmetrieebene reicht es bis zu der Messstelle unterhalb des horizontalen Balkens des Druckmessrechs und nimmt somit fast die Hälfte der Isolatorhöhe ein. Aufgrund dreidimensionaler Effekte ist die Ausdehnung des Unterschallgebiets über die Isolatorbreite jedoch nicht konstant. Es ist zwar insgesamt nicht zu sagen, wie weit sich dieses Unterschall- bzw. Ablösegebiet im unteren Bereich des Einlaufs über die Breite des Isolators ausdehnt. Es nimmt jedoch mindestens die gesamte untere Hälfte auf der Luv-Seite ein, wo sich dieses Gebiet zudem noch weiter nach oben ausdehnt, wie das horizontale Machzahlprofil anzeigt. Dessen Ast auf der Luv-Seite befindet sich ab  $\Pi_{st} = 119$  komplett im Unterschall oder gerade so an der Grenze zu diesem. Auf der Lee-Seite hingegen sind alle Werte noch deutlich im Überschall.

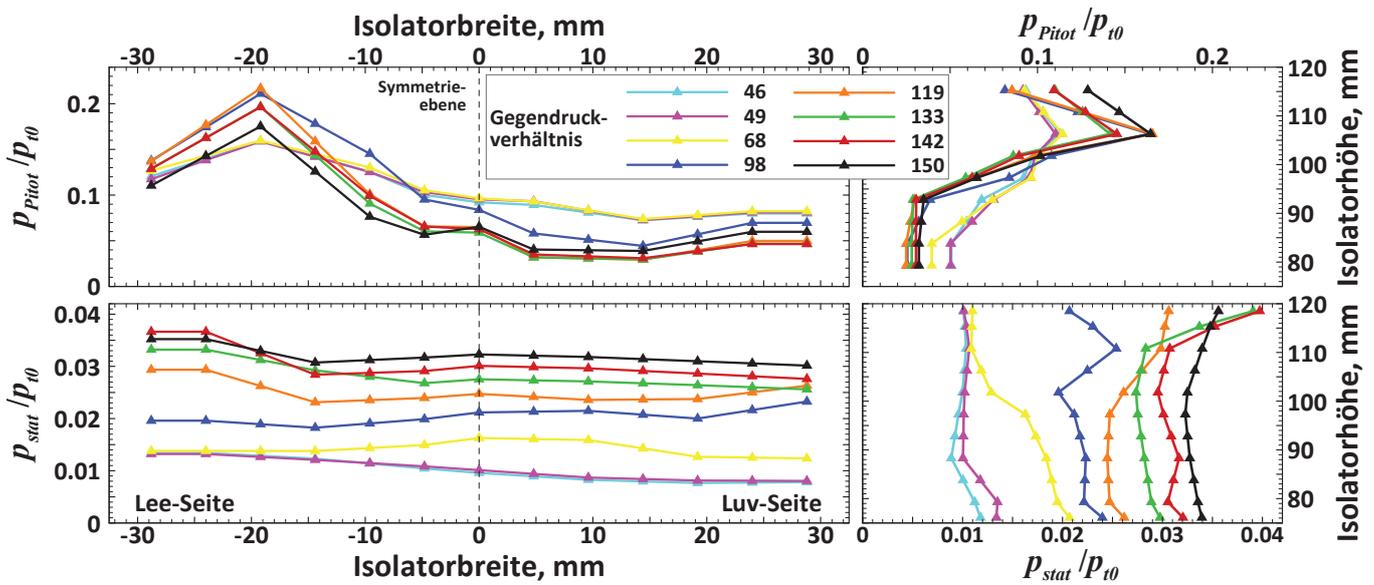


Abb. 6.55: Pitot- und statische Druckprofile des Druckmessrechsens  $\beta = 6^\circ$  und  $x_L = 300$  mm bei unterschiedlichen Gegendruckverhältnissen

Steigt der Gegendruck weiter auf  $\Pi_{st} = 133$  bzw.  $142$ , so löst die Strömung an der Symmetrieebene ab. In diesem Ablösegebiet liegt auch der Grund für das Einlaufbrummen: Nachdem der Pitotdruck aufgrund der Ablösung stark abgenommen hat, nimmt er beim Übergang zum letzten Messpunkt bei  $\Pi_{st} = 150$  wieder leicht zu. Die Machzahlverteilung zeigt für den oberen Bereich der Ablöseblase an, dass sich zumindest wieder eine Unterschallströmung bildet. Diese Entwicklung aus starker Ablösung und teilweise Rückbildung der Ablöseblase stellt sich daraufhin mit hoher Frequenz ein und erzeugt das beschriebene Einlaufbrummen. Auch die Wanddruckverteilungen zeigen beim letzten Messpunkt bereits Anzeichen des Brummens durch die starke Erhöhung des Druckniveaus auf der Rampenseite sowie den Abfall am Ende der Haube (vgl. Abbildung 6.40).

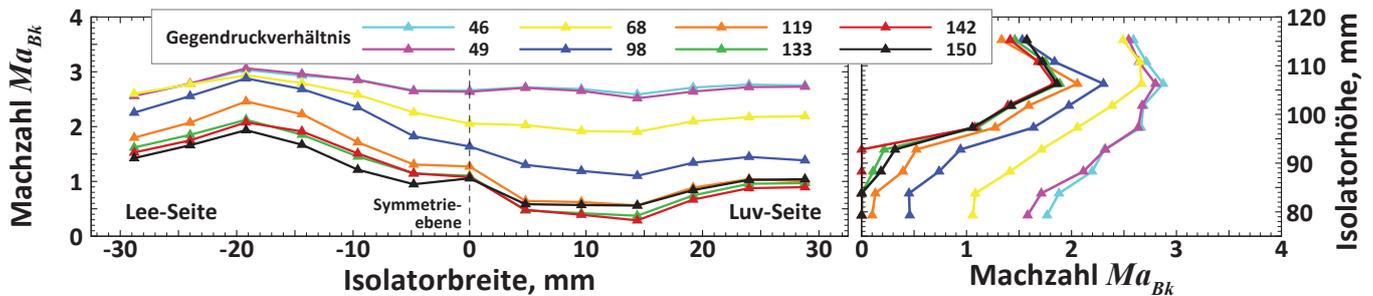


Abb. 6.56: Machzahlprofile für  $\beta = 6^\circ$  und  $x_L = 300$  mm bei unterschiedlichen Gegendruckverhältnissen

In der oberen Hälfte des Isolators sowie auf der Luv-Seite des Einlaufs sinken die Machzahlen beim Übergang von  $\Pi_{st} = 68$  über  $\Pi_{st} = 98$  und  $\Pi_{st} = 119$  auf ein niedriges Niveau, auf dem sie dann relativ konstant bleiben. Der Wanddruck an der unteren Wand fängt immer früher an, zu steigen, und nimmt relativ stetig zu. Diese stetigen Verläufe sind ein Indiz dafür, dass das Unterschall- bzw. Ablösegebiet bereits sehr weit stromauf beginnt. Auf der Haubenseite sind die starken Druckanstiege ein starkes Anzeichen, dass dort ein Stoß, vermutlich der Ablösestoß des Ablösegebiets, auf die Haube trifft.

Insgesamt hat der Schiebewinkel starke Auswirkungen auf das Betriebsverhalten und besonders auf die Veränderungen im Strömungsfeld bei Erhöhung des Gegendrucks. Besonders die großen Ablöse- und Unterschallgebiete sind als kritisch einzustufen.

## 6.6 Reynoldszahl-Variation

Wie in Kapitel 3.2.2 erläutert, ist für das hypothetische Flugexperiment ein parabolischer Wiedereintritt vorgesehen, bei dem das Experiment durchgeführt wird, wenn der Versuchsträger den Höhenbereich, in dem die Bedingungen für Scramjet-Betrieb vorliegen, im Sturzflug passiert. Dadurch ergibt sich ein Versuchszeitraum von nur wenigen Sekunden, in dem eine große Höhendifferenz durchflogen wird und sich die Bedingungen entsprechend schnell ändern. Eine Änderung der Flughöhe kann aerodynamisch durch eine Variation der Reynoldszahl  $Re_{\infty,m}$  simuliert werden. Wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, wurde eine Windkanalbedingung gewählt, mit der durch die Änderung der Reynoldszahl eine Reduktion der Flughöhe von 30 km auf 25 km erreicht wird. Bei dieser Bedingung wurden verschiedene Versuche durchgeführt, um die Auswirkungen der Reynoldszahl auf den Betrieb des Einlaufs sowohl qualitativ wie auch quantitativ zu analysieren. Dazu wurden analog zum Vorgehen bei Bedingung 1 Drosselkurven für verschiedene Lippenpositionen aufgenommen, sowie Versuche mit fester Drosselposition und Variation der Innenkontraktion durchgeführt. Ebenso wurde das Startverhalten untersucht, für das der Einfluss der Reynoldszahl jedoch bereits in Abschnitt 6.3.2 diskutiert wurde.

### 6.6.1 Betriebsverhalten bei hoher Reynoldszahl

#### Leistungsvermögen bei Bedingung 2

$Re_{\infty,m}, 10^6 \text{ m}^{-1}$	$x_L, \text{ mm}$	$MCR$	$\pi_t$	$\Pi_{st}$	$\eta_{ke}$
2,6	300	0,97	0,47	38,3	0,98
	315	0,95	0,44	38,3	0,97
	330	0,93	0,46	37,7	0,98
	340	0,90	0,47	36,6	0,97
5,7	300	0,92	0,45	39,2	0,97
	315	0,93	0,43	39,7	0,97
	330	0,95	0,44	39,0	0,97
	340	(0,656)	0,45	36,7	0,98

Tab. 6.5: Vergleich der Performance bei  $Re_{\infty,m}$ -Variation

Tabelle 6.5 zeigt den Vergleich der Leistungsparameter  $\Pi_{st}$ ,  $\pi_t$ ,  $MCR$  und  $\eta_{ke}$  für die beiden unterschiedlichen Reynoldszahlen im ungedrosselten Fall. Abbildung 6.57 stellt diesen Vergleich zudem graphisch dar. Die Werte wurden dabei analog zum Vorgehen bei den übrigen untersuchten und bereits in den vorherigen Abschnitten diskutierten Aspekten aus den Drosselkurven (Abbildungen 6.58(a) und (b) sowie 6.59) durch Mittelung der Werte in den Bereichen ermittelt, in denen sich der Gegendruck noch nicht bemerkbar macht ( $\Delta > 0,2$ ). Die Werte für den Massenfluss wurden jeweils wieder bei starker Drosselung ermittelt, wobei anzumerken ist, dass, wie in Graphik 6.59 ersichtlich, kein konstantes Niveau erreicht wird, sondern jeweils der höchste gemessene Wert verwendet wurde. Die Strömung brach jedoch jeweils direkt nach Erreichen dieses Punktes zusammen. Für die Lippenposition  $x_L = 340 \text{ mm}$  ist zu beachten, dass die Drossel während dem Versuch blockiert hat, und dadurch keine komplette Drosselkurve gefahren werden konnte. Somit wurde für diese Konfiguration auch die für eine korrekte Massenflussbestimmung nötige starke Drosselung nicht erreicht, weswegen der Wert, der in der Tabelle und im Diagramm aufgeführt ist, nicht realistisch ist.

Bei den übrigen drei getesteten Konfigurationen erwies sich das Massenfängverhältnis bei Bedingung 2 als relativ konstant gegenüber der Lippenposition. Im Gegensatz zu Bedingung 1 nahm dieses jedoch leicht ab, je weiter die Haube nach vorne gefahren wurde. Dies könnte allerdings dadurch bedingt sein, dass bei Bedingung 2 keine ausreichend starke Drosselung zur Bestimmung der tatsächlichen Massenströme erreicht wird, wie im nächsten Abschnitt näher erläutert wird. Hinsichtlich des statischen Druckverhältnisses  $\Pi_{st}$  konnten bei der höheren Reynoldszahl von Bedingung 2 etwas höhere Werte erzielt werden, wobei die

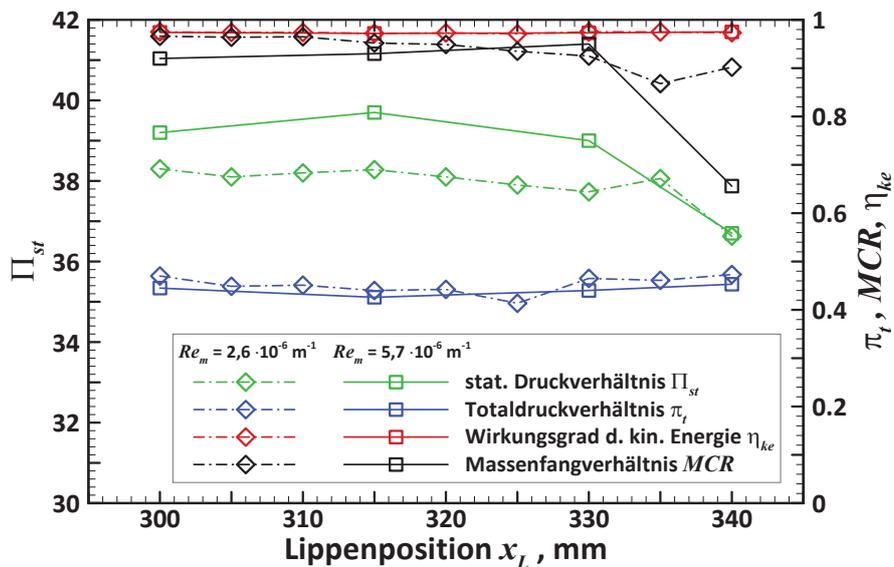


Abb. 6.57: Graphische Darstellung der Betriebsparameter für Bedingung 2 mit  $R = 5,7 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$  im Vergleich zu Bedingung 1

Abweichungen geringer sind, als es aufgrund der graphischen Darstellung in Abbildung 6.57 den Anschein hat. Außer für  $x_L = 340$  mm, wo die Werte gleichauf liegen, lag  $\Pi_{st}$  für  $Re_{\infty,m} = 5,7 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$  zwischen 2,3% und 3,6% höher als bei  $Re_{\infty,m} = 2,6 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ . Beim Totaldruckrückgewinn  $\pi_t$  befinden sich die Diskrepanzen zwischen den beiden unterschiedlichen Reynoldszahlen in ähnlichen Größenordnungen. Für den Wirkungsgrad der kinetischen Energie  $\eta_{ke}$  ist kein bedeutsamer Einfluss durch die Reynoldszahl sichtbar. Bei diesen beiden Größen gibt es zudem nur sehr geringe Auswirkungen durch die Änderung der Lippenposition.

### Betriebsbereich

Wie bereits erwähnt, hat die Drossel im Versuch mit  $x_L = 340$  mm blockiert, daher wird dieser Versuch in der Bestimmung des Betriebsbereich nicht beachtet, ist jedoch, besonders auch zum Vergleich der Größen im ungedrosselten Fall, in den Drosselkurven enthalten.

Beim Betrachten der Drosselkurven zum statischen Druckverhältnis  $\Pi_{st}$  und dem Totaldruckrückgewinn  $\pi_t$  in den Graphen 6.58(a) und (b), sowie dem Massenfangverhältnis  $MCR$  in Diagramm 6.59 fällt auf,

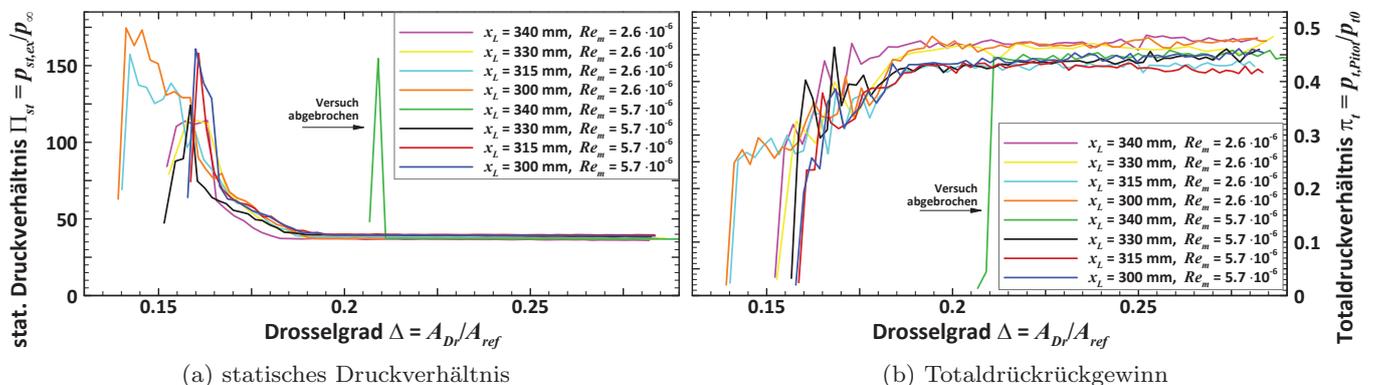


Abb. 6.58: Vergleich der statischen Druckverhältnisse und Totaldruckrückgewinne für verschiedene Lippenpositionen für Bedingung 2

dass die Einlaufströmung in allen Versuchen bei Bedingung 2 bereits bei geringerer Drosselung blockiert als bei Bedingung 1. Die Grenze liegt bei allen drei Lippenpositionen bei etwa  $\Delta = 0,16$  und damit geringfügig höher, als im Strömungsfall 1 bei Bedingung 1. Dies ist insofern überraschend, als dass die Grenzschichten bei der höheren Reynoldszahl allgemein dünner und stabiler hinsichtlich Ablösung sind. Auch findet der laminar-turbulente Umschlag in der Regel früher statt. Daher wäre zu erwarten, dass die Grenze des Betriebsbereichs bei Bedingung 2 erst bei höheren Gegendrücken liegt als bei Bedingung 1. Eine mögliche Ursache könnte im Einfluss der Reynoldszahl auf das Wandtemperaturverhältnis  $\frac{T_w}{T_{t0}}$  liegen. Da sich die Wände des Windkanalmodells bei höherer Reynoldszahl schneller und stärker aufheizen, ist es möglich, dass, trotz der bei höherer Reynoldszahl dünneren und stabileren Grenzschichten, diese während des Versuchs durch die größere Aufheizung stärker aufdicken und sich dadurch an gewissen Punkten schlagartig Ablösegebiete bilden, deren Umfang so groß ist, dass die Einlaufströmung unmittelbar blockiert. Eine Unterscheidung aufgrund der zwei unterschiedlichen Strömungstopologien gemäß Kapitel 6.2 ist hier nicht erkennbar. Es ist auch fraglich, ob hier überhaupt beide unterschiedliche Fälle vorliegen. Durch die dünneren Grenzschichten bei höherer Reynoldszahl sind die Stoßwinkel minimal kleiner. Es wäre möglich, dass diese Änderung ausreicht, dass auch für  $x_L = 330$  mm der Rampenstoß nicht an der Lippe vorbeigeht, sondern eingefangen wird. Aus den Messdaten lässt sich dies jedoch nicht ermitteln.

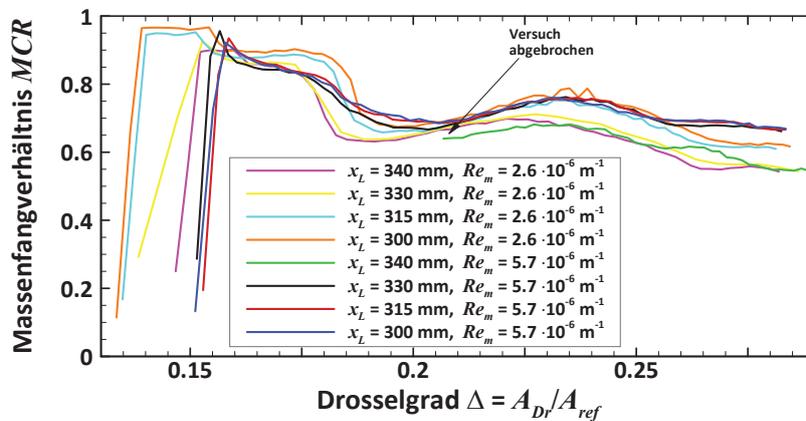


Abb. 6.59: Massenfangverhältnis  $MCR$  für Bedingungen 1 und 2 und unterschiedliche Lippenpositionen

Beim Zufahren der Drossel ergibt sich für das statische Druckverhältnis  $\Pi_{st}$  zunächst ein gemächlicher und stetiger Anstieg, der für alle Lippenpositionen sehr ähnlich und praktisch gleich wie bei Bedingung 1 verläuft. Lediglich bei  $x_L = 330$  mm geschieht die Steigerung des Druckverhältnisses etwas langsamer. Ab einem bestimmten Drosselgrad ergeben sich dann sehr schnelle und steile Druckerhöhungen bei jeder Konfiguration. Für  $x_L = 300$  mm und  $315$  mm liegt dieser Punkt bei  $\Delta = 0,167$ . Diese Steigerungen erreichen nur kurz einen Maximalwert. Danach bricht die Strömung direkt zusammen. Bei  $x_L = 330$  mm ergibt sich bei  $\Delta = 0,16$  nur ein einziger starker Druckanstieg und beim nächsten Messpunkt blockiert der Einlauf bereits. Im Gegensatz zu Bedingung 1 wird bei keiner der getesteten Konfigurationen bei Bedingung 2 bei starker Drosselung ein hohes, konstantes Druckniveau erreicht.

### 6.6.2 Einfluss der Reynoldszahl auf das Strömungsfeld

In diesem Abschnitt wird das Strömungsfeld bei hoher Reynoldszahl genauer analysiert. Dabei werden verschiedene Aspekte betrachtet. Zunächst wird für das Strömungsfeld im ungedrosselten Fall untersucht, wie sich die Innenkontraktion bei höherer Reynoldszahl auswirkt. Weiterhin wird die Entwicklung des Strömungsfeldes bei Steigerung des Gegendrucks für den Referenzfall  $x_L = 300$  mm in Augenschein genommen. Am Ende des Abschnitts folgt dann eine direkte Gegenüberstellung des Strömungsfeldes bei  $x_L = 300$  mm an verschiedenen Betriebspunkten der beiden unterschiedlichen Bedingungen.

## Einfluss der Innenkontraktion auf das Strömungsfeld bei Bedingung 2

Die Innenkontraktion besitzt bei der in Bild 6.60 dargestellten Wanddruckverteilung in der Symmetrieebene keinen entscheidenden Einfluss. Ähnlich wie bei Bedingung 1, vergleiche Kapitel 6.4.2, ergibt sich auch hier in erster Linie eine Verschiebung der Stoßstrukturen im Strömungsfeld. Ein Einfluss auf das Druckniveau ist nicht ersichtlich. Auffällig ist jedoch der signifikante Druckabfall an der dritten Druckbohrung im beweglichen Teil der Haube. Die übrigen Werte zeigen allesamt ähnliche Verläufe, wie sie auch bereits bei Bedingung 1 beobachtet wurden.

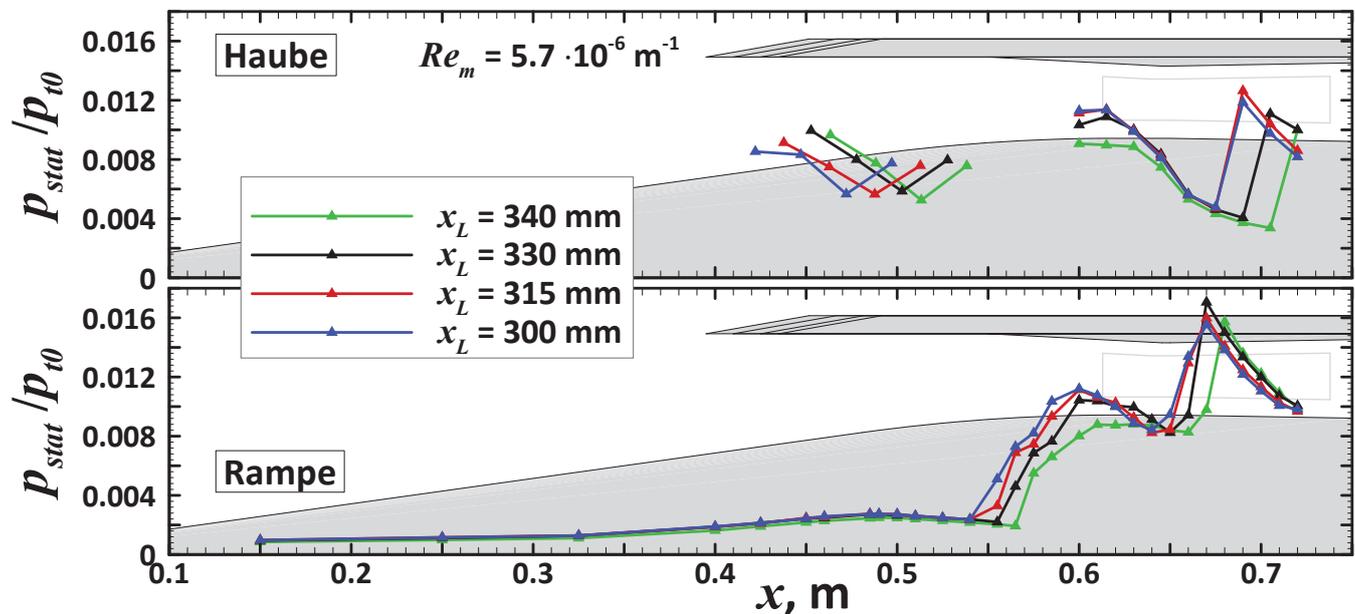


Abb. 6.60: Vergleich der Wanddruckverläufe für verschiedene Lippenpositionen für Bedingung 2

Bei den Machzahlprofilen in Abbildung 6.61 und den Pitot- und statischen Druckprofilen des Druckmessrechens zeigen sich besonders über die Breite des Isolators deutlichere Abweichungen. Während es bei den entsprechenden Verläufen bei Bedingung 1 in den Bildern 6.16 und 6.17 lediglich in der Mitte nennenswerte, durch die Lippenposition verursachte Unterschiede gibt, so verändert sich bei Bedingung 2 auch der Bereich etwa in der Mitte zwischen der Symmetrieebene und den Seitenwänden relativ deutlich. Insbesondere werden die Verläufe unstetiger, sowohl beim Pitot- als auch dem statischen Druck, und folglich auch den Machzahlprofilen.

Anders sieht es bei den vertikalen Profilen dieser drei Größen über die Isolatorhöhe aus. Dort liegen die Profile für den statischen Druck und den Pitotdruck deutlich enger beieinander, ausgenommen die Bereiche, in denen sich durch die Verschiebung der Stoßstrukturen starke Änderungen in den Verläufen ergeben. Besonders bei den Druckprofilen für  $x_L = 340$  mm sind die Abweichungen sehr groß. Bei

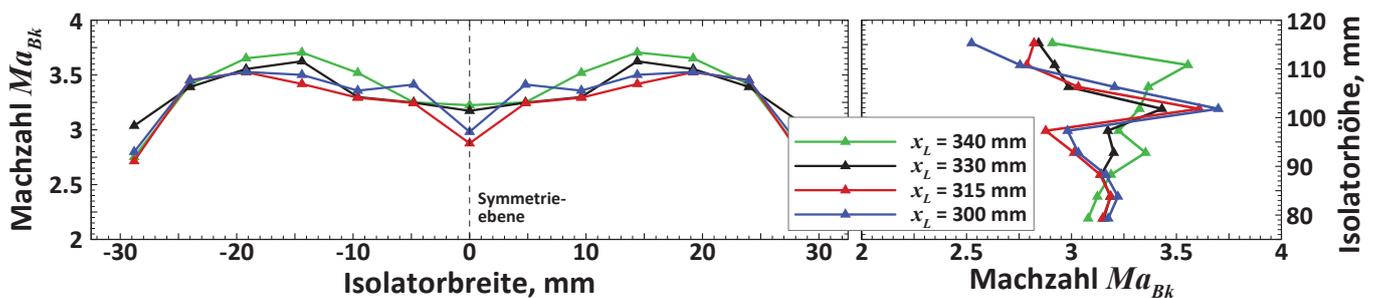


Abb. 6.61: Machzahlverläufe für unterschiedliche Innenkontraktionsverhältnisse im ungedrosselten Betriebsfall

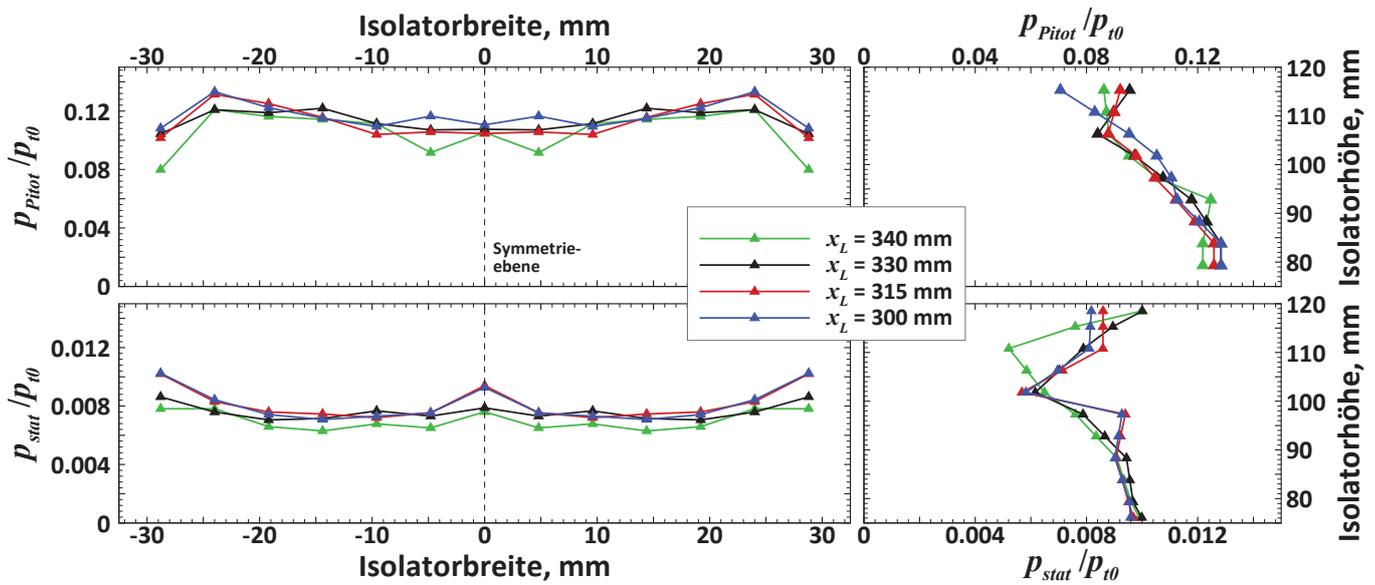


Abb. 6.62: Pitot- und statische Druckprofile des Druckmessrechs für unterschiedliche Innenkontraktionen

$x_L = 330$  mm sieht es so aus, dass die Profile in manchen Bereichen denen des Falls  $x_L = 340$  mm stark ähneln, in anderen sich aber an diejenigen der beiden Konfigurationen mit  $x_L = 315$  mm und  $300$  mm angleichen. Dies könnte darauf hindeuten, dass dieser Fall weder eindeutig dem Strömungsfall 1, wo der Rampenstoß die Haube verfehlt, noch dem Strömungsfall 2, wo der Rampenstoß unter die Lippe geht, angehört, sondern der Rampenstoß direkt mit der Einlaufippe interagiert.

### Entwicklung des Strömungsfeldes bei Steigerung des Gegendrucks für Bedingung 2

Abbildung 6.63 zeigt die Entwicklung der Wanddruckverläufe bei Steigerung des Gegendrucks für Bedingung 2. Wie auch bei allen anderen im Rahmen der Messreihe untersuchten Konfigurationen, bildet sich zur Anpassung an den Gegendruck zunächst ein schräger Stoß ausgehend von der unteren Wand am Ende des Isolators. Dies macht sich durch einen entsprechenden Anstieg des statischen Drucks in diesem Bereich bemerkbar. Wie die Profile des statischen Drucks in Bild 6.65 zeigen, wird davon jedoch schnell, bei  $\Pi_{st} = 44$ , etwa das untere Viertel des Isolatorquerschnitts beeinflusst. Der Pitotdruck bleibt noch konstant, wodurch sich eine Reduzierung der Machzahl in diesem Bereich ergibt, dargestellt in Abbildung 6.64.

Bei weiterer Steigerung zeigt sich das gleiche Muster, das auch schon bei anderen Konfigurationen beobachtet wurde: in der Mittelebene nimmt der Druckanstieg am Ende des Isolators weiter zu und der Shock-train wandert stromauf, wodurch der Druckanstieg ebenfalls früher beginnt. Auf der Haubenoberfläche ist noch kein Einfluss messbar. Im unteren Viertel des Isolatorquerschnitts nimmt der statische Druck ebenfalls kräftig zu. Der Druckanstieg pflanzt sich bis in die Mitte des Isolators fort, wo er aber zunächst noch sehr schwach ist. Der Pitotdruck ist zu diesem Zeitpunkt noch über den gesamten Isolatorquerschnitt konstant. Die Machzahl sinkt aufgrund der Steigerung des statischen Drucks weiter ab.

Beim Übergang zu  $\Pi_{st} = 59$  setzt sich bei den Wanddrücken der Symmetrieebene lediglich der vorherige Trend fort. Der statische Druck erhöht sich nun auch in der Mitte des Isolators. Gleichzeitig steigt im unteren Drittel des Isolators der Pitotdruck deutlich, wodurch die Machzahl in diesem Bereich wieder leicht steigt. Über die Breite des Isolators ist beim Pitotdruck noch keine Änderung erkennbar, der statische Druck steigt jedoch leicht über die gesamte Breite, was eine entsprechende Reduktion der Machzahl mit sich bringt. Bei  $\Pi_{st} = 71$  macht sich der Gegendruck erstmals auf der Haubenseite bemerkbar. Ansonsten gibt es hier lediglich weitere Steigerungen des statischen Drucks über den gesamten Isolatorquerschnitt. Auch der Pitotdruck über die Breite steigt leicht an. Die Machzahlprofile ändern sich entsprechend.

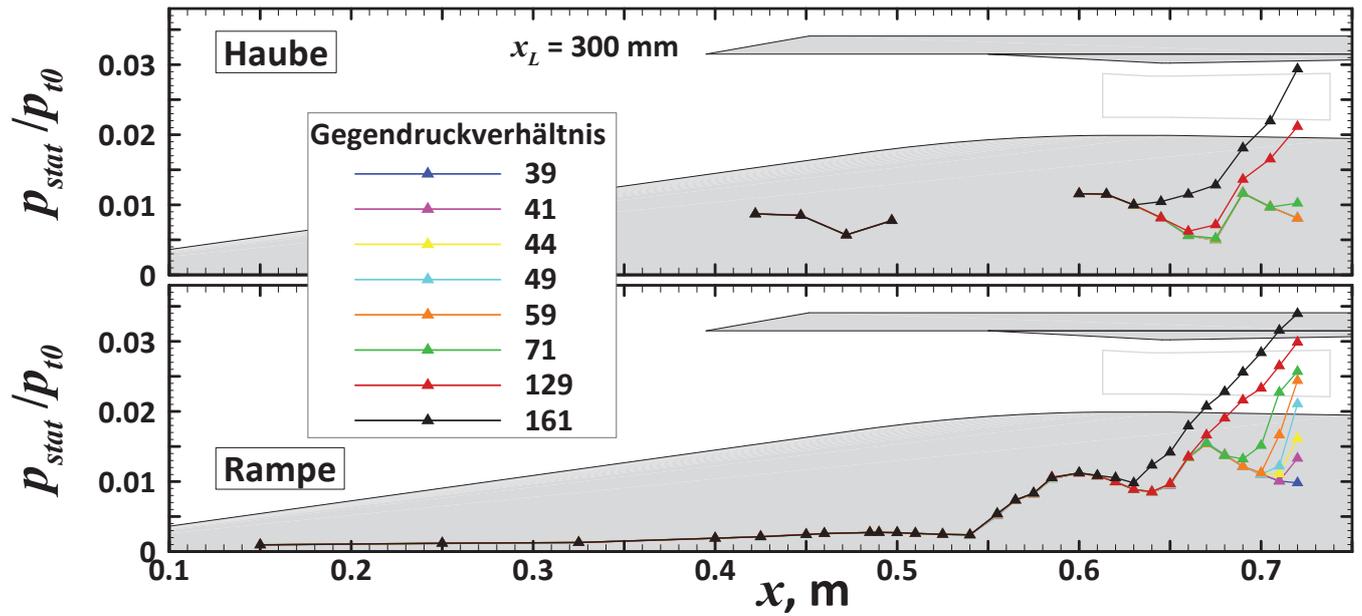


Abb. 6.63: Wanddruckverläufe bei verschiedenen Gegendruckverhältnissen für  $Re_m = 5,7 \cdot 10^6$  und  $x_L = 300$  mm

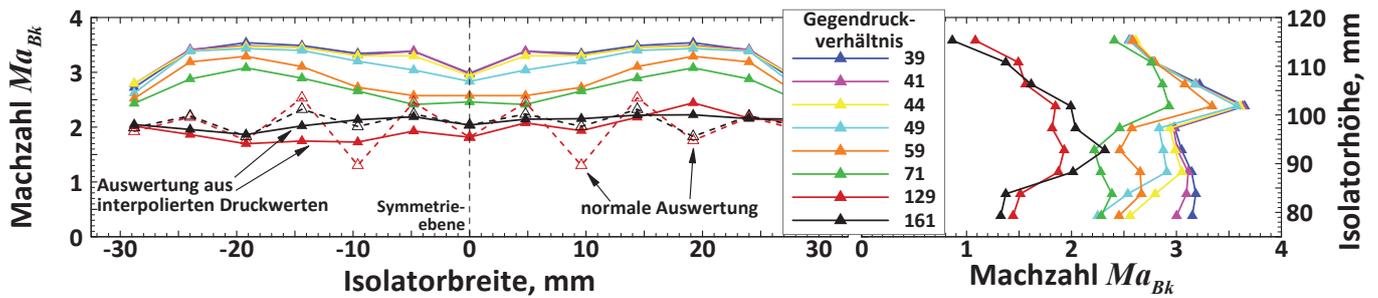


Abb. 6.64: Machzahlverläufe bei verschiedenen Gegendruckverhältnissen für  $Re_m = 5,7 \cdot 10^6$  und  $x_L = 300$  mm

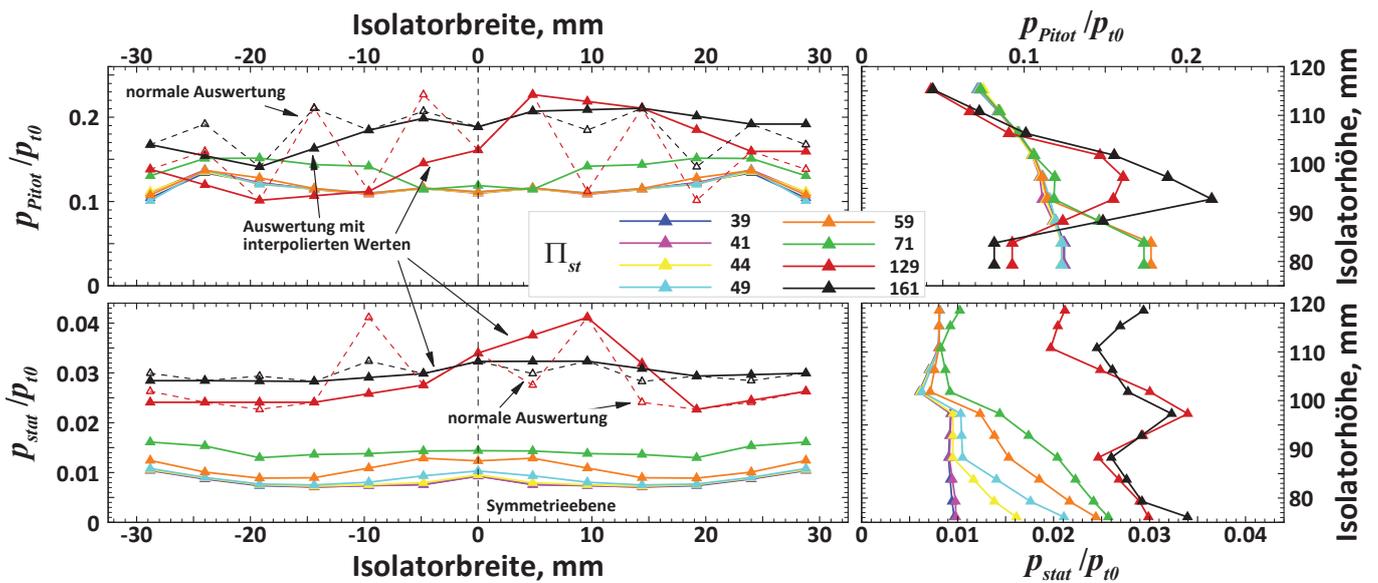


Abb. 6.65: Pitot- und statische Druckprofile des Druckmessrechs für unterschiedliche Gegendrücke für  $x_L = 300$  mm und  $Re = 5,7 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$

Steigert man den Gegendruck auf  $\Pi_{st} = 129$ , ergibt sich eine plötzliche Änderung der Strömungsstruktur, die zwar ähnlich derjenigen bei Bedingung 1 ist, aber viel schwächer ausfällt (der direkte Vergleich des Ausmaßes der Änderungen bei beiden Bedingungen wird im nächsten Abschnitt diskutiert). Wie die Machzahlprofile über die Höhe des Isolators in Abbildung 6.64 zeigen, tritt insbesondere keine Ablösung nahe der Haubenoberfläche auf und es bilden sich auch keine ausgedehnten Unterschallgebiete. Lediglich bei noch weiterer Steigerung des Gegendrucks sinkt die Machzahl am obersten Pitotröhrchen leicht in den Unterschall. Hier macht sich abermals bemerkbar, dass die Grenzschichten bei der höheren Reynoldszahl dünner und damit stabiler hinsichtlich Ablösung sind.

Bei niedrigen Gegendruckverhältnissen zeigen die Spitzen in den Druckverläufen bei  $x = 0,67$  m auf der Rampen- und  $x = 0,69$  m auf der Haubenseite jeweils die Bereiche von Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen an. Auf der Rampenseite ist dies die Interaktion der Stoßstruktur, die durch den Beginn des festen Teils der Haube induziert wird, mit der Oberfläche der unteren Wand und an der oberen Wand diejenige mit der Stoßstruktur der Vorderkanten bzw. der Lippe, die vorher im Bereich  $0,54 \text{ m} < x < 0,6 \text{ m}$  an der unteren Wand zurück in Richtung Haube reflektiert wird. Ab dem Gegendruckverhältnis von  $\Pi_{st} = 129$  ist an beiden Wänden im Anschluss an diese Punkte der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen nun kein Druckabfall mehr vorhanden, sondern der Druck steigt oben wie unten stetig weiter an, wobei der Verlauf nahezu linear ist. Anscheinend verbindet sich beim Übergang zu diesem Gegendruck der Shocktrain mit den vormals bereits an diesen Punkten vorhandenen Stoßstrukturen und sorgt damit für die weitere, kräftige Druckerhöhung über den stromab gelegenen Bereich des Isolators. Die stetigen, nahezu konstanten Druckanstiege über den restlichen Bereich des Isolators deuten zudem darauf hin, dass die Stöße nicht nochmals auf die Wände treffen und es keine weiteren Stoß-Grenzschicht-Interaktionen mehr gibt. Die deutliche Spitze des statischen Drucks in der Mitte des vertikalen Profils des Druckmessrechens ist vielmehr ein Anzeichen dafür, dass die beiden Stöße an dieser Stelle aufeinandertreffen. Im weiteren Verlauf, also bei nochmaliger Erhöhung der Drosselung, verschieben sich diese Stoßstrukturen noch ein Stück stromauf, so dass der Druckanstieg an beiden Wänden bei etwa  $x = 0,63 \text{ m}$  beginnt. Die Steigung der Kurven wird dabei jeweils in etwa beibehalten. Auf der Rampenseite steigt der Druck weiterhin sehr linear über den Rest des Isolators an, während auf der Haubenseite die Zunahme bis  $x = 0,67 \text{ m}$  zunächst mäßig und danach ebenfalls recht linear und im gleichem Maße ansteigt wie zuvor.

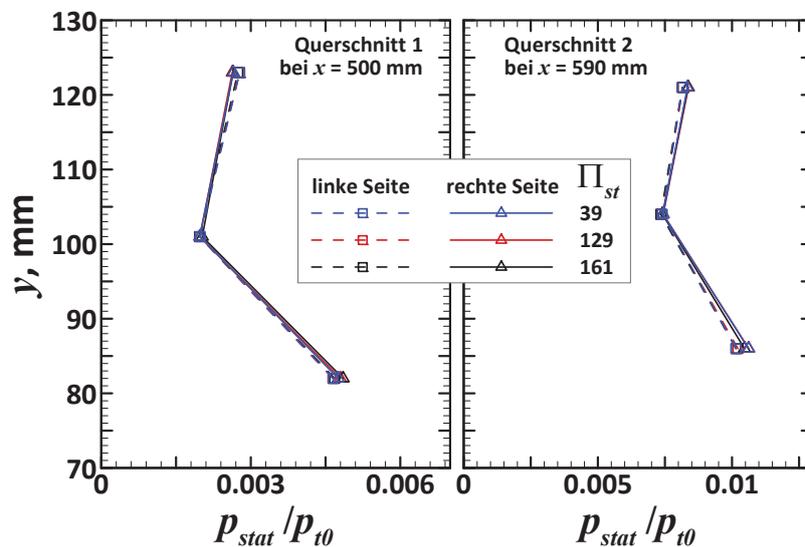


Abb. 6.66: Darstellung der Wanddrücke auf beiden Seiten der Symmetrieebene in den Querschnitten  $Q_1$  und  $Q_2$  für verschiedene Gegendruckverhältnisse für  $Re_{\infty, m} = 5,7 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$

Durch die Änderungen in der Strömungstopologie zeigen sich drastische Auswirkungen auf die Druckprofile des Druckmessrechens. Der statische Druck steigt über die gesamte Höhe des Isolators stark an, besonders in der Mitte. An der unteren Wand ist die Änderung weniger stark. Der Pitotdruck steigt in der Mitte des Isolators kräftig an, sinkt zu den Wänden hin jedoch ab, wobei dieser Abfall an der oberen

Wand sehr stark, an der unteren jedoch nur gering ist. Für die vertikale Machzahlverteilung bedeutet das, dass die Werte über die gesamte Höhe sinken, besonders stark an den Wänden. In der Mitte ist die Abnahme moderater. Dies bestätigt die Vermutung über das Aussehen der Strömungsstruktur, da sich die Auswirkungen des Shock-trains nahe den Wänden am stärksten zeigen, in der Mitte jedoch noch nicht für eine allzu starke Verzögerung sorgen. Dies ist erst beim nächsten Betriebspunkt der Fall, bei dem die Stoßstrukturen leicht stromauf verschoben sind. Dies weist darauf hin, dass nur ein Teil die Stöße des Shocktrains und deren Interaktion bei  $\Pi_{st} = 129$  von den Druckmesspunkten im mittleren Bereich erfasst wird.

Bei der Erhöhung des Gegendrucks von  $\Pi_{st} = 71$  auf  $\Pi_{st} = 129$  zeigen die Werte des horizontalen Astes des Druckmessrechens außerdem eine deutliche Asymmetrie in der Strömung an. Wenn sich die Druckniveaus auf beiden Seiten der Symmetrieebene stark unterscheiden, führt die übliche Auswertungsmethode des Druckmessrechens, bei dem die alternierende und antisymmetrische Anordnung der statischen Drucksonden und Pitotröhrchen über die Breite des Isolators ausgenutzt wird, zu zickzack-förmigen Druck- und Machzahlverläufen. Dies ist bei der aktuellen Konfiguration bei den Gegendruckverhältnissen  $\Pi_{st} = 129$  und  $\Pi_{st} = 161$  der Fall. In den Bildern 6.64 und 6.65 wurden zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes sowohl die Werte für die normale Auswertemethode (gestrichelte Linien) eingezeichnet als auch diejenigen für die Auswertung mit interpolierten Werten (wie sie auch für die Analyse des Schiebewinkelverhaltens verwendet wurde, dargestellt mit durchgezogenen Linien).

Die Abweichungen sind besonders für den Pitotdruck extrem, wo es tatsächlich so ist, dass sich auf der gesamten linken Seite ein deutlich niedrigeres Pitotdruckniveau eingestellt hat als auf der rechten. Auch für den statischen Druck ergeben sich enorme Unterschiede. Die Klärung der Ursache für dieses Verhalten ist jedoch schwierig. Zunächst ist es extrem unwahrscheinlich, dass ein Strömungsfeld vorliegt, in dem wirklich so starke Druckschwankungen zwischen den einzelnen Messpunkten vorliegen, dass daraus der Verlauf der „normalen“ Auswertungsmethode resultieren würde.

Andererseits ist jedoch ebenso fraglich, ob eine derart starke Asymmetrie in der Strömung auch tatsächlich vorliegt, da zwischen den Wanddrücken auf beiden Seiten des Einlaufs in den Querschnitten mit radial verteilten Druckbohrungen keine derartigen Auswirkungen zu beobachten sind. Wie Abbildung 6.66 zeigt, gibt es in den beiden Querschnitten weder die Bildung einer Asymmetrie beim Übergang zu höheren Gegendruckverhältnissen, noch hat der Gegendruck überhaupt einen erkennbaren Einfluss auf die Strömung in den beiden Querschnitten  $Q_1$  und  $Q_2$ , wie es auch bereits bei Bedingung 1 der Fall war. Die wahrscheinlichste Ursache für die starke Asymmetrie in den Messwerten des horizontalen Teils des Druckmessrechens dürfte darin liegen, dass, wie schon erwähnt, die Stöße des Shock-Trains direkt in der Mitte der Isolatorhöhe aufeinander und damit direkt auf den horizontalen Ast des Druckmessrechens treffen. Durch minimale Abweichungen der Stoßlage können sich dabei allerdings sehr große Unterschiede ergeben, insbesondere die starken Diskrepanzen der Druckniveaus auf beiden Seiten der Symmetrieebene. Dadurch können die Messwerte in hohem Maße verfälscht werden.

Die sehr groß erscheinenden Unterschiede auf beiden Seiten schlagen sich nicht in gleichem Maße in der Machzahl nieder. Da diese vom Verhältnis des Pitotdrucks und des statischen Drucks abhängt, ergeben sich durch die Asymmetrie nur geringe Differenzen in der Machzahlverteilung auf beiden Seiten. Dennoch ergeben sich auch für  $Ma$  bei der normalen Auswertemethode, besonders für  $\Pi_{st} = 161$ , stark schwankende Zickzack-Verläufe. Aufgrund der insgesamt Unsicherheit dieser Messdaten, vor allem auch, weil es wahrscheinlich ist, dass diese durch einen Stoß oder ein sonstiges Strömungsphänomen, das messtechnisch nicht korrekt erfasst werden kann, beeinflusst werden, sind die Druckverläufe des Druckmessrechens und die Machzahlprofile für die Gegendruckverhältnisse von  $\Pi_{st} = 129$  und  $161$  als physikalisch nicht sinnvoll und damit auch nicht aussagekräftig einzustufen.

### Vergleich des Strömungsfeldes der beiden Bedingungen

Um die Auswirkungen der Reynoldszahl auf das Strömungsfeld besser zu veranschaulichen, wird in diesem Abschnitt ein direkter Vergleich der Druck- und Machzahlverteilungen bei den beiden unterschiedlichen Bedingungen für vier Betriebspunkte ausgeführt. Dazu wird die Referenzkonfiguration mit maximaler Innenkontraktion ( $x_L = 300$  mm) verwendet. Für die Gegendruckverhältnisse werden  $\Pi_{st} = 39$ , also der ungedrosselte Fall,  $\Pi_{st} = 70$ , wo sich der Gegendruckeinfluss bereits deutlich bemerkbar macht, aber die grundlegende Strömungsstruktur sich noch nicht verändert hat, und  $\Pi_{st} = 129$ , nach der Änderung der Strömungsstruktur, verwendet. Zudem wird auch der Fall betrachtet, welcher jeweils den Zustand des Strömungsfeldes kurz vor dem Unstart des Einlaufs repräsentiert. Dies ist bei Bed. 1 bei  $\Pi_{st} = 175$  der Fall, bei Bed. 2 jedoch bereits bei  $\Pi_{st} = 161$ . Der Einfachheit halber wird dieser Zustand in der folgenden Diskussion mit dem Wert für Bedingung 2 bezeichnet. Die Wanddruckverläufe der beiden Bedingungen für die vier Betriebspunkte sind in Abbildung 6.67 dargestellt. Die Diagramme 6.68 und 6.69 zeigen die jeweiligen Machzahlprofile und die Kurven der Pitot- und statischen Drücke des Druckmessrechens. Für die letzten zwei Betriebspunkte wurden die als unphysikalisch und nicht aussagekräftig betrachteten horizontalen Druck- und Machzahlprofile, wie im vorherigen Abschnitt erläutert, in den jeweiligen Darstellungen in den Abbildungen 6.68 und 6.69 ausgelassen.

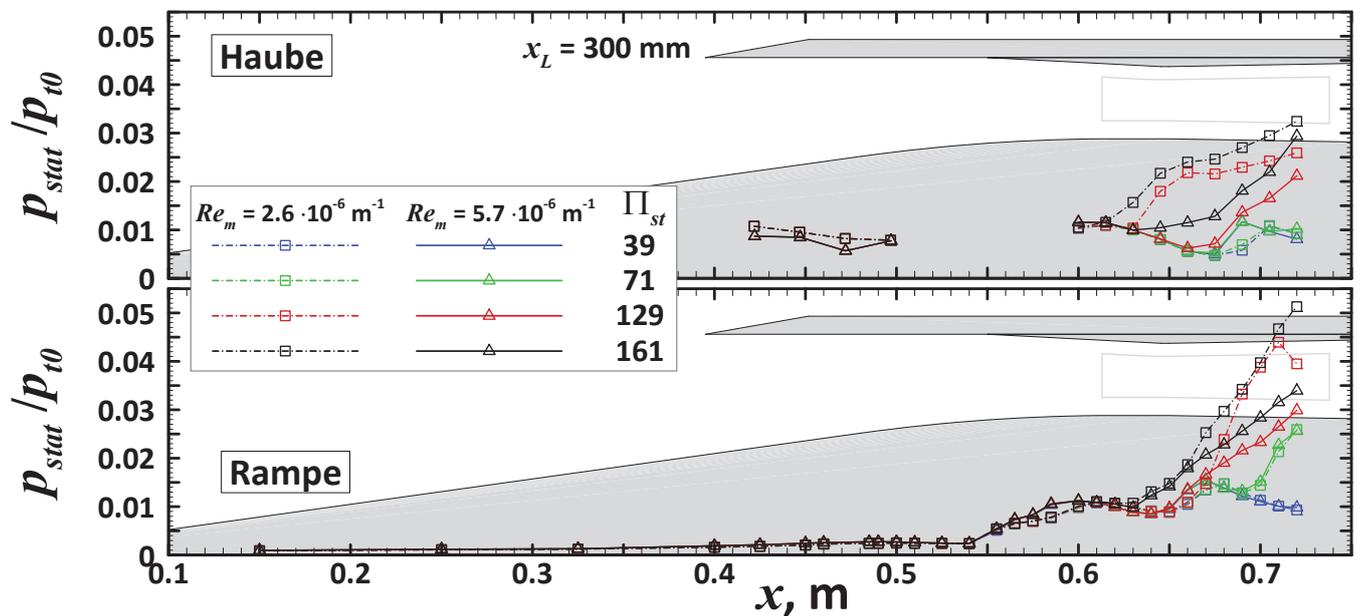


Abb. 6.67: Wanddruckverläufe bei verschiedenen Gegendruckverhältnissen für die Bedingungen 1 und 2

Im Bereich der externen Rampe gibt es quasi keine Unterschiede zwischen den beiden Bedingungen. Lediglich im Bereich zwischen  $x = 0,4$  m und  $0,51$  m sind minimale Abweichungen sichtbar. Wie CFD-Simulationen zeigen, löst die Strömung entlang der Mittellinie im Bereich der externen Rampe bei laminarer Strömung ab. Dieser Effekt ist bei höherer Reynoldszahl weniger stark ausgeprägt, weshalb sich dort aufgrund des Reynoldszahleinflusses Abweichungen ergeben können (vergleiche dazu auch Abschnitt 6.7). Im Experiment kommt außerdem der Einfluss der Wandtemperatur hinzu. Wie bereits erwähnt, heizen sich die Oberflächen bei höherer Reynoldszahl deutlich stärker auf. Dies spielt ebenfalls eine Rolle, auch wenn die Abweichungen insgesamt im Bereich der externen Rampen sehr klein sind.

Stärkere Unterschiede ergeben sich auf der Oberfläche des beweglichen Teils der Lippe und im Halsbereich auf der Rampenseite zwischen  $x = 0,56$  m und  $0,61$  m. Dies sind die Gebiete, in denen der Rampenstoß mit der Haubenoberfläche, bzw. der von dort reflektierte Rampenstoß wieder mit der unteren Wand und der dortigen Grenzschicht interagiert. Durch den Einfluss der Reynoldszahl auf den Zustand der Grenzschichten in den Interaktionsgebieten haben die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen und die dadurch bedingte Ablösung unterschiedliches Ausmaß. Bei Bedingung 2 ist die Wechselwirkung auf

der Haubenoberfläche stärker und die Ablösung umfangreicher. Daher liegt der Druck dort niedriger. Umgekehrt ist es auf der Rampenseite. Dort ist durch die höhere Reynoldszahl die Grenzschicht dünner und besitzt zum anderen auch bereits einen höheren Turbulenzgrad. Dadurch ist sie stabiler hinsichtlich Grenzschichtablösung, woraus dann auch eine kleinere Ablöseblase und der schnellere und stärkere Druckanstieg resultieren. Stromab von diesen Bereichen nähern sich die Druckverläufe jedoch wieder an. Vom anliegenden Gegendruck wird die Strömung in diesen Bereichen bei beiden Bedingungen, wie auch bereits bei allen anderen absolvierten Experimenten, nicht beeinflusst. In diesen Gebieten gelten diese Beobachtungen somit für den gesamten Betriebsbereich.

Im Bereich stromab von etwa  $x = 0,63$  m gibt es im ungedrosselten Fall, also für  $\Pi_{st} = 39$ , jeweils eine Stelle an der oberen und unteren Wand, wo sich Differenzen zwischen den Druckverläufen der beiden Bedingungen ergeben. Auch hier handelt es sich jeweils wieder um Interaktionsgebiete von Stößen mit den Grenzschichten auf den Oberflächen, den Auftreffpunkt des Stoßes des festen Teils der Haube auf der unteren Wand des Isolators ( $x = 0,65$  m bis  $0,68$  m), sowie den Bereich auf der Haube zwischen  $x = 0,67$  m und  $0,71$  m, in dem der Wiederanlegestoß des Ablösegebietes auf der Rampe im Halsbereich auf die Oberfläche der Haube trifft. In beiden Fällen ist die Lage des Interaktionsgebietes bei Bedingung 2 gegenüber Bedingung 1 stromauf verschoben. Beim Wiederanlegestoß liegt dies im geringeren Ausmaß der Ablöseblase im Halsbereich, wodurch dieser bereits etwas früher entsteht und dadurch die gesamte Stoßstruktur stromauf verschoben wird. Beim Stoß des festen Teils der Haube ergeben sich zum einen geringfügige Änderungen beim Stoßwinkel, da dieser auch durch den Zustand und die Dicke der Grenzschicht und damit durch die Reynoldszahl beeinflusst wird. Zudem ändert sich die Lage beider Stöße geringfügig, da sich die Position der Stoß-Stoß-Wechselwirkung zwischen den beiden Stößen etwas verschiebt. Durch diese Einflüsse ergeben sich auch geringe Änderungen der Stoßstärken, wodurch sich die leichten Unterschiede bei den Druckanstiegen bei diesen beiden Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen am Ende des Isolators erklären, wobei sich auch der direkte Einfluss der Reynoldszahl auf das Ausmaß der Interaktion auf die Höhe des Druckanstiegs auswirkt. Auf der Unterseite ergibt sich dadurch nur direkt im Interaktionsgebiet eine Druckdifferenz. Stromab davon sind die Druckverläufe bei beiden Reynoldszahlen fast identisch. Auf der Haubenoberfläche liegt die Druckerhöhung bei Bedingung 2 zunächst marginal höher, aber zum Ende des Isolators hin sinkt der Druck unter denjenigen bei Bedingung 1.

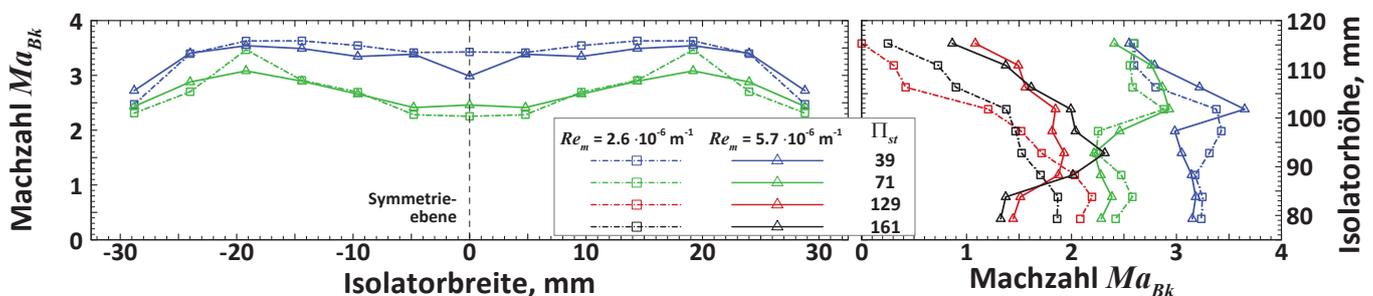


Abb. 6.68: Vergleich der Machzahlverläufe der Bedingungen 1 und 2 bei verschiedenen Gegendruckverhältnissen

Bei den horizontalen und vertikalen Druckprofilen ergeben sich beim ungedrosselten Betrieb sowohl beim Pitotdruck als auch beim statischen Druck sehr ähnliche Verläufe für beide Bedingungen. Lediglich in der Mitte und nahe der oberen Wand finden sich erwähnenswerte Differenzen beim statischen Druck. Beim Pitotdruck fallen die Diskrepanzen etwas deutlicher aus. Hier gibt es fast über den gesamten Querschnitt geringe, aber dennoch klare Abweichungen, besonders in der oberen Hälfte des Isolators sowie in den äußeren Bereichen des horizontalen Profils. Durch die Unterschiede beim Pitotdruck ergeben sich auch Differenzen in den Machzahlprofilen. Diese sind besonders in der vertikalen Verteilung vorhanden. In der Mitte und im unteren Bereich liegt  $Ma$  für Bedingung 1 höher, in der oberen Hälfte Bedingung 2, außer direkt an der Wand, wo die Machzahl bei Bedingung 1 wieder höher liegt. Im horizontalen Profil sind die Abweichungen deutlich kleiner. Hier ergibt sich für Bedingung 2 ein gleichmäßigerer Verlauf, insbesondere der Abfall direkt in der Mitte ist hier nicht vorhanden.

Beim 2. Betriebspunkt, also bei  $\Pi_{st} = 70$ , hat der Gegendruck bei beiden Bedingungen nur einen geringen Einfluss auf die Wanddruckverläufe. Die Anpassung an den Gegendruck wird in erster Linie im unteren Bereich des Isolators ab etwa  $x = 0,69$  m erreicht, wie der Druckanstieg an der unteren Wand zeigt. Dieser hat dort bei beiden Bedingungen eine nahezu identische Auswirkung auf den Druckverlauf, so dass es auf der Rampenseite abgesehen von den Abweichungen in den Interaktionsgebieten weiterhin praktisch keinen Einfluss der Reynoldszahl gibt. Auf der Haubenseite macht sich der Gegendruck bei Bedingung 2 bereits leicht am letzten Druckmesspunkt bemerkbar, bei Bedingung 1 jedoch noch nicht. Die Druckanstiege durch die Interaktionsgebiete in diesem Bereich bleiben vom Gegendruck noch unberührt. Auch die statischen Druckwerte des Druckmessrechens zeigen keine besonderen Differenzen zwischen den beiden Reynoldszahlen bei  $\Pi_{st} = 70$ , außer leichten Schwankungen im Zentrum des Isolators und den mittleren Bereichen zwischen dem Zentrum und den Seitenwänden sowie der unteren Wand. Die Schwankungen beim Pitotdruck sind nach wie vor größer und über nahezu den gesamten Isolatorquerschnitt verteilt. Dabei laufen die durch den Gegendruck bedingten Änderungen bei beiden Reynoldszahlen allerdings ähnlich ab. Nur im unteren Viertel der Isolatorhöhe, wo der Pitotdruck kräftig steigt, hat der Gegendruck Auswirkungen, im restlichen Bereich bleibt dieser noch konstant. Bei Bedingung 1 ist die Erhöhung des Pitotdrucks deutlich größer. Aus diesen Änderungen beim Pitot- und statischen Druck resultieren auch größere Abweichungen in der Machzahlverteilung. Hier ist es weiterhin so, dass die Machzahl im unteren Bereich bei Bedingung 1 höher liegt und im oberen bei Bedingung 2. Der Unterschied in der Mitte des Isolators hat sich jedoch zurückgebildet und fällt deutlich kleiner aus.

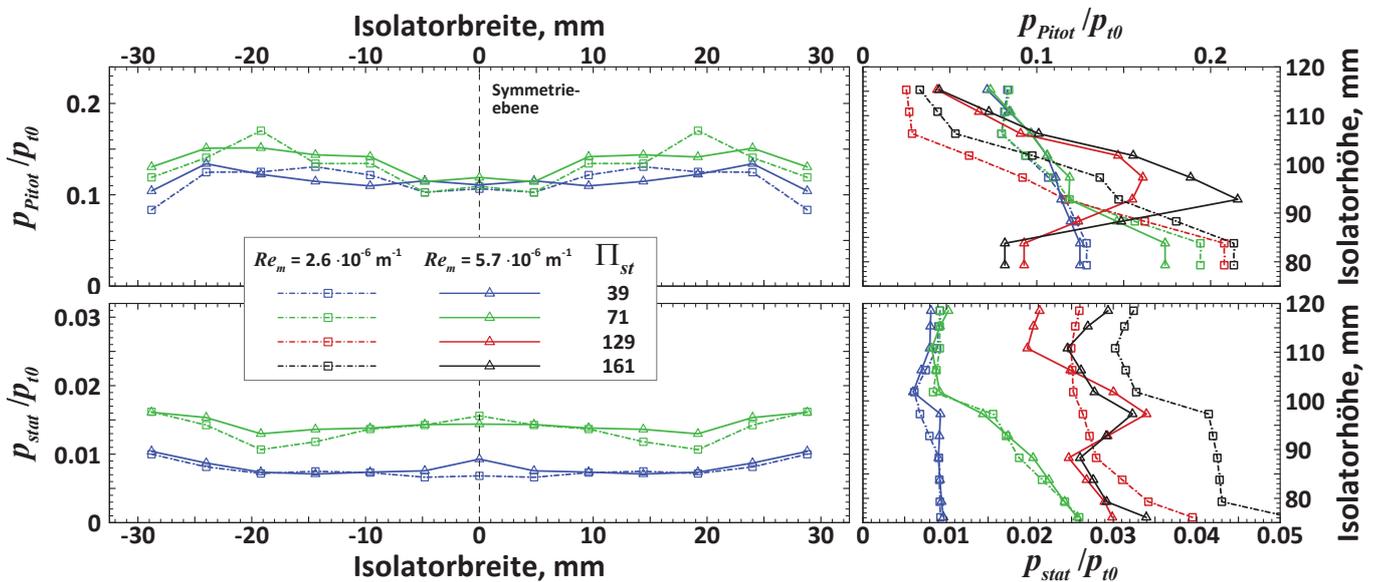


Abb. 6.69: Vergleich der Pitot- und statischen Druckprofile bei verschiedenen Gegendruckverhältnissen für die Bedingungen 1 und 2

Die Änderung der Strömungsstruktur bei Erhöhung des Druckniveaus auf  $\Pi_{st} = 129$  erfolgt bei den beiden Bedingungen jedoch auf sehr unterschiedliche Weise. Wie in Abschnitt 6.4.3 für Bedingung 1 ausführlich erläutert, bildet sich bei diesem Übergang ein Shock-train beginnend in der Mitte des Keils am Anfang des festen Teils der Haube, bei etwa  $x = 0,63$  m. Die Interaktion dieses Stoßes mit der unteren Wand wiederum verursacht dort einen enormen Druckanstieg. Auf der Haubenseite bildet sich hinter diesem Stoß ein Unterschall- bzw. Ablösungsgebiet aus. Bei Bedingung 2 ist auf beiden Wänden ab etwa  $x = 0,67$  m auf der Rampen- und  $x = 0,69$  m auf der Haubenseite ein starker, stetiger Druckanstieg vorhanden, aber, wie bereits erwähnt, keine Ablösung oder Unterschallgebiete. Wie im vorherigen Abschnitt erläutert, sieht es so aus, dass sich der Shock-train mit den Stoßen, die an diesen Stellen reflektiert werden, verbindet und dadurch nur jeweils ein schräger Stoß von der oberen und unteren Wand ausgeht, der nicht mehr im Bereich des Isolators auf der jeweils gegenüberliegenden Wand auftrifft, sondern dass sich diese Stoße etwa auf Höhe des horizontalen Astes des Druckmessrechens treffen. Durch die große Ablöseblase an der oberen Wand, bzw. deren Ablösestoß, beginnt der Druckanstieg bei Bedingung 1 sehr viel weiter stromauf

als bei Bedingung 2. Auf der Rampenseite ist es bei dieser Drosselung hingegen so, dass der Druckverlauf bis  $x = 0,67$  m nicht vom Gegendruck beeinflusst wird und folglich im dortigen Interaktionsgebiet der Druck bei Bedingung 2 weiterhin höher liegt. Erst ab diesem Punkt steigt der Druck auch bei niedriger Reynoldszahl durch den Einfluss des Gegendrucks an. Der Anstieg verläuft dann jedoch viel steiler, so dass das Druckniveau insgesamt auch bedeutend höher liegt.

Die unterschiedlichen Änderungen in der Strömungsstruktur schlagen sich auch in starken Diskrepanzen in den Machzahl- und Druckprofilen des Druckmessrechens nieder. Für beide Bedingungen ergeben sich an der oberen Wand sehr starke Abfälle im Pitotdruck. Ansonsten sind die Verläufe aber stark unterschiedlich. Bei Bedingung 1 steigt der Pitotdruck von der oberen zur unteren Wand hin sehr stark an. Der Verlauf im mittleren Bereich ist dabei fast linear. Bei Bedingung 2 ist jedoch ein starkes Maximum des Pitotdrucks in der Mitte vorhanden, und zur unteren Wand hin fällt das Niveau wieder deutlich ab. Ähnlich ist es beim statischen Druck, wobei der Verlauf hier mehrere Wendepunkte besitzt: Von der oberen Wand ausgehend fällt der Druck zunächst leicht ab, steigt stark an, so dass in der Mitte ein Maximum erreicht wird, sinkt wieder deutlich ab, und steigt schlussendlich über das unterste Drittel des Isolators zur Wand hin wieder deutlich an. Bei Bedingung 1 ergibt sich nur ganz nahe der oberen Wand ein leichter Rückgang des statischen Drucks, anschließend nimmt er mit abnehmender Isolatorhöhe immer weiter zu.

Die sich daraus ergebenden Machzahlen sind ebenfalls stark unterschiedlich. Während bei Bedingung 2 eine vergleichsweise kontinuierliche Machzahlverteilung vorliegt, bei der in der Mitte des Isolators ein Bereich mit relativ konstanter Machzahl entsteht, die zu den oberen und unteren Wänden hin mäßig abfällt, steigt die Machzahl bei Bedingung 1, ausgehend von der oberen Wand, über die Isolatorhöhe sehr stark an. Die unterschiedlichen vertikalen Profile, besonders die höheren Drücke im unteren Bereich bei Bedingung 1, sind in erster Linie durch die bei dieser Bedingung auftretende Ablösung bedingt. Da die Ablöseblase de facto eine Versperrung im Isolator darstellt, die von der Strömung umgangen werden muss, ist eine stärkere Kompression in diesem Bereich nötig, da der Durchgangsquerschnitt für die Innenströmung eingeengt ist.

Die weitere Entwicklung des Strömungsfeldes bei Steigerung des Gegendrucks bis zum Punkt kurz vor dem Einlauf-Unstart verläuft bei beiden Reynoldszahlen sehr ähnlich. Das Druckniveau nimmt weiter zu, und die Punkte, an denen der Shock-train bzw. insgesamt die Auswirkungen des Gegendrucks beginnen, wandern weiter stromauf. Auf der unteren Wand ist die Lage dieses Punktes weiterhin für beide Bedingungen identisch. Während es bei Bedingung 1 eine enorme Erhöhung des statischen Drucks über die gesamte Isolatorhöhe gibt, ist der Einfluss bei Bedingung 2 eher gering. Direkt an der unteren Wand und im oberen Viertel gibt es bedeutsame Druckerhöhungen, im Zentrum sinkt der statische Druck sogar leicht ab. Dort steigt jedoch der Pitotdruck drastisch, während er im oberen Bereich des Isolators praktisch konstant bleibt und nahe der unteren Wand leicht abfällt. Diesen Beobachtungen entsprechend sind die Änderungen der Machzahl bei Bedingung 1 auch bedeutend größer: Während sie im oberen Bereich wieder steigt, wobei sich weite Bereiche weiterhin im Unterschall befinden, sinkt sie in der unteren Hälfte merklich ab. Bei Bedingung 2 sind die Unterschiede deutlich kleiner, es gibt leichte Abfälle nahe der oberen und unteren Wand und eine Steigerung in der Mitte. Die grundlegende Form bleibt jedoch gleich, während sie sich bei Bedingung 1 ziemlich deutlich ändert.

## 6.7 IR-Messungen

Die Messungen der Oberflächentemperaturverteilung und Ableitung der Wärmelasten aus deren zeitlichen Entwicklung stellt zum Einen aus systemtechnischer Sicht einen wichtigen Punkt dar, da daraus Anhaltspunkte über die lokalen Wärmelasten zur Auslegung des Kühlungskonzepts erhalten werden, besonders die Lage und Größe der maximalen thermalen Belastung. Zum anderen können sie auch Informationen über die Strömungsstruktur, z.B. das Transitionsverhalten oder die Lage von Wirbeln oder Ablösegebieten, geben.

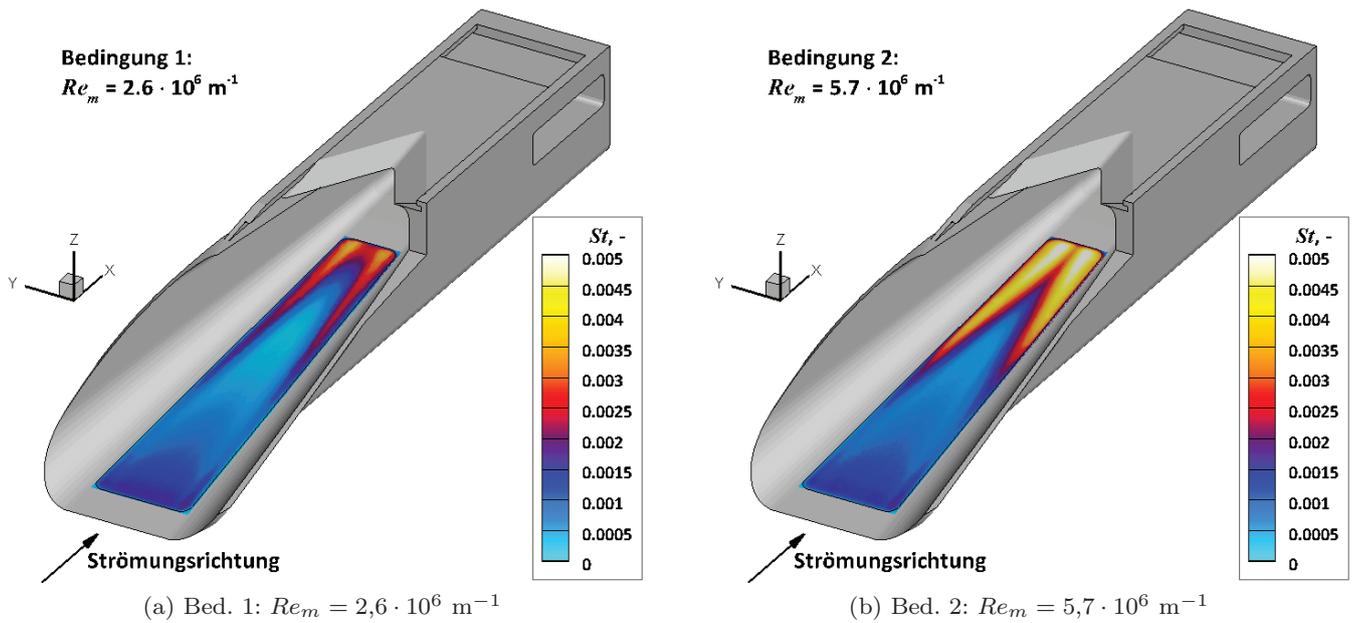


Abb. 6.70: Stantonzahlverteilung auf der externen Rampe für Bedingung 1 und 2

Die Abbildungen 6.70(a) und 6.70(b) zeigen die Stantonzahlverteilungen auf dem PEEK-Einsatz der externen Rampen für die beiden Windkanalbedingungen 1 und 2. Die Streifen an beiden seitlichen Rändern des PEEK-Einsatzes, die am vorderen Ende sehr schmal sind und stromab immer breiter werden und einen starken Anstieg der Stantonzahl zeigen, sind auf Wirbelbildung durch die Interaktion der Seitenwandstöße mit der Grenzschicht der Rampe und der dadurch induzierten Eckenströmung zurückzuführen. Wie schon in Kapitel 3.6 gezeigt, konnte die Bildung von Eckenwirbeln durch das Abrunden der Ecken des Einlaufs zwar abgeschwächt werden, die typische Strömungsstruktur samt ihrer Folgen, insbesondere der Aufheizung im Eckenbereich, wie sie von Stainback [203] beschrieben wird, ist aber dennoch vorhanden. Dies ist bei laminarer Grenzschicht sehr viel ausgeprägter als im turbulenten Fall, wie der Vergleich mit den CFD-Daten aus TAU-Rechnungen in Abbildung 6.71 zeigt. Darin sind zum Vergleich jeweils die Stantonzahlverteilung im Bereich der externen Rampe aus voll-turbulenten und transitionellen Rechnungen, bei der der Transitionspunkt so gesetzt war, dass die Strömung im Bereich der externen Rampe komplett laminar ist, dargestellt, wobei jeweils eine Hälfte Bedingung 1 und die andere Hälfte Bedingung 2 mit höherer  $Re$ -Zahl zeigt. Für die TAU-Rechnungen wurde das bereits in Abschnitt 3.4 erwähnte  $k-\omega$ +SST-Turbulenzmodell verwendet. Die Rechnungen sowohl für den laminaren als auch turbulenten Fall zeigen gute Übereinstimmungen mit Quadflow-Rechnungen von Ngyuen [154], wo für transitionelle Rechnungen das ebenfalls bereits erwähnte SST- $\gamma$ - $Re_\theta$ -Transitionsmodell zum Einsatz kam.

Hier wird deutlich, dass die Vernachlässigung der Transition bei der voll-turbulenten Rechnung zwar, wie in Abschnitt 3.4.3 beschrieben, eine gute Übereinstimmung der Strömungsstruktur im internen Bereich des Einlaufs liefert. Im externen Bereich jedoch, wo offensichtlich im Versuchsfall ebenfalls eine laminare Strömung vorherrscht, ergibt die turbulente Rechnung falsche Resultate. Die Rechnungen mit laminarer Strömung auf der externen Rampe hingegen können den Sachverhalt deutlich besser reproduzieren, wobei die Strukturen der Eckenwirbel im Experiment eine Aufheizung über einen deutlich breiteren Bereich verursachen und die maximalen Werte zudem deutlich höher liegen. Für Bedingung 2 mit der höheren Reynoldszahl von  $Re_m = 5,7 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$  liegen die Werte nochmals höher und die Bereiche der Aufheizung sind noch weiter ausgebreitet. Zudem scheinen die Eckenwirbel mit einem leicht steileren Winkel zur Symmetrieebene hin zusammenzulaufen. Diese Ergebnisse für Bedingung 2 sind sehr überraschend, da normalerweise zu erwarten wäre, dass die Stantonzahl bei höherer Reynoldszahl niedriger liegt, so wie es in den CFD-Rechnungen in Graphik 6.71 der Fall ist.

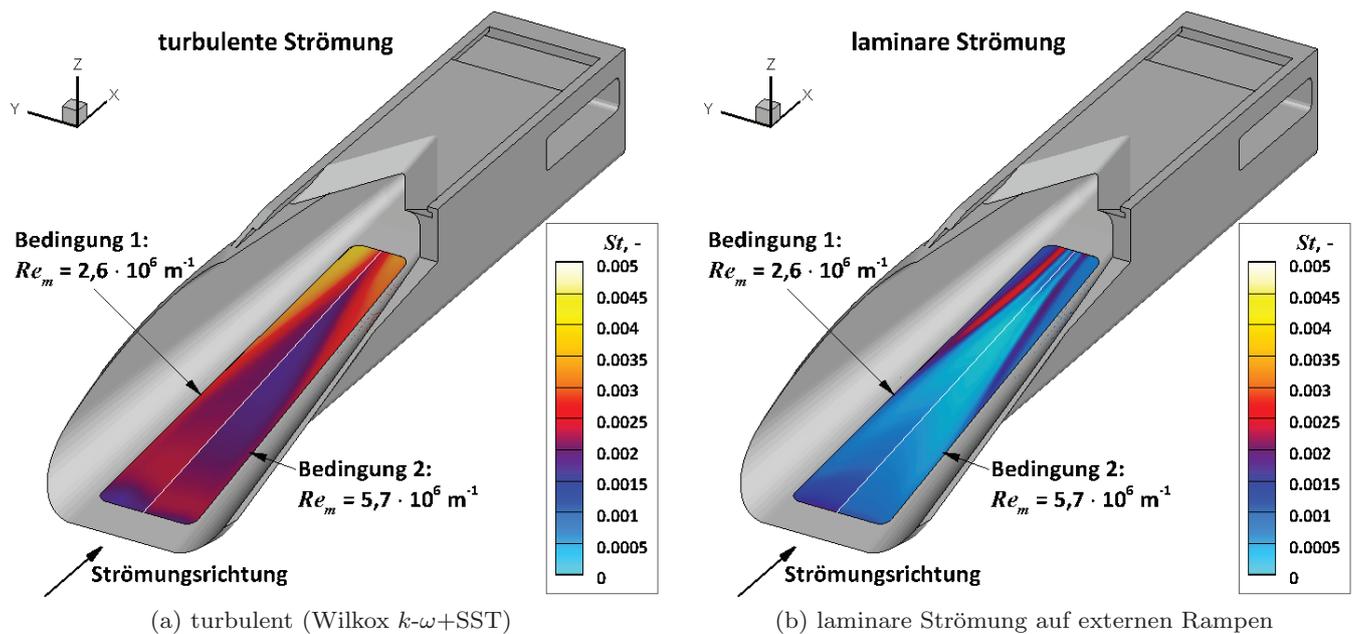
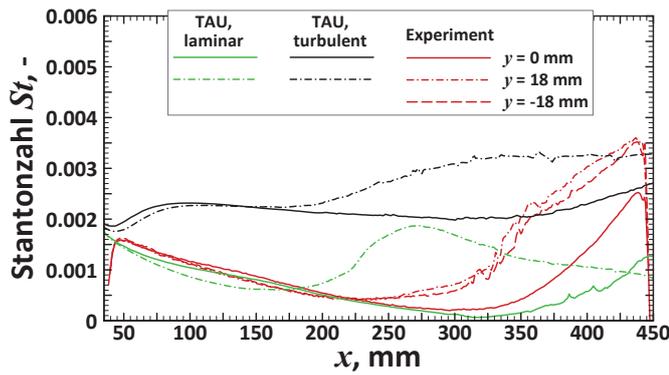


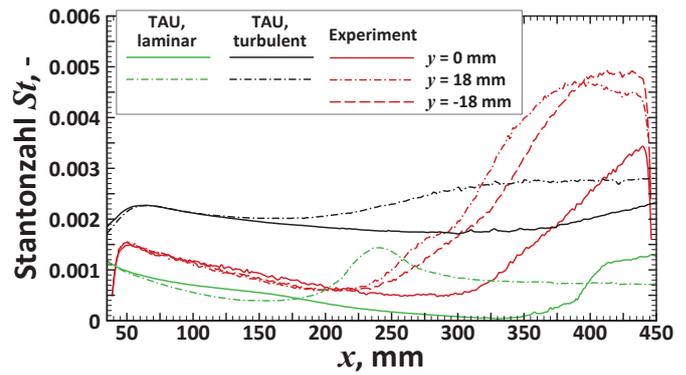
Abb. 6.71: Vergleich der Stantonzahlverteilungen der Bedingungen 1 und 2 aus TAU-Rechnungen mit turbulenter (links) und laminarer (rechts) Strömung im Bereich der externen Rampen

In den Diagrammen 6.72(a) bis 6.72(d) sind zur besseren Veranschaulichung und Vergleichbarkeit die Stantonzahlverläufe in  $x$ -Richtung entlang der Mittellinie sowie bei  $y = \pm 18$  mm (bei CFD-Rechnungen aufgrund der Symmetrie nur eine Linie) dargestellt. Für Bedingung 1 ist hier klar ersichtlich, dass die Verläufe der transitionellen Rechnung mit den experimentellen Daten deutlich besser übereinstimmen als der turbulente Fall, besonders im vorderen Bereich. Sehr deutlich wird hier nun, dass in der Rechnung der Wärmeeintrag in die Wand durch die Wirbelstrukturen lokal sehr viel stärker beschränkt ist und dadurch nur ein schmaler Streifen die Spuren der Eckenwirbel zeigt. Dies zeigt die seitliche Linie ( $y = 18$  mm), die ab  $x = 200$  mm zuerst ansteigt und dann wieder abfällt. Im Experiment beginnt der Anstieg erst etwa 50 mm stromauf, und hier steigt die  $St$ -Zahl bis zum Ende des PEEK-Einsatzes stetig weiter an. Ab  $x \approx 300$  mm stimmen auch entlang der Symmetrieebene die Verläufe der Rechnung und des Experiments nicht mehr gut überein. Die stärkere Ausbreitung der Aufheizung durch die Wirbelstrukturen im Experiment liegt unter anderem auch an der Vernachlässigung der tangentialen Wärmeströme in der PEEK-Oberfläche bei der Auswertung mittels eines 1D-Modells. Dadurch wird angenommen, dass sämtlicher Wärmeeintrag an einem Punkt aus der Strömung stammt, obwohl dieser auch aus der Wärmeleitung kommen kann. Dies führt dazu, dass die Wärmeübertragung und folglich die Stantonzahl überschätzt werden, und somit über einen weiteren Bereich verschmiert werden. Das Ausmaß dieser Einflüsse wurde von Häberle untersucht und quantifiziert [90]. Aber auch hinsichtlich der Maximalwerte der Stantonzahl gibt es hier deutliche Diskrepanzen zwischen Rechnung und Experiment.

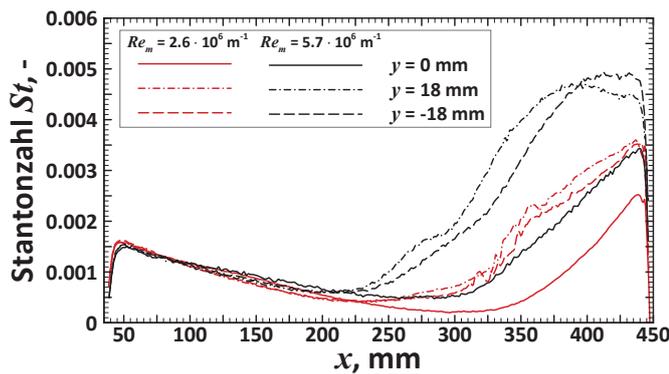
Für Bedingung 2 liegt die  $St$ -Zahl bereits ab Beginn der Messfläche deutlich höher als die mit CFD für die laminare Grenzschicht ermittelten Werte. Zur turbulenten Rechnung gibt es nach wie vor deutlich höhere Diskrepanzen, so dass ausgeschlossen werden kann, dass die Strömung bereits im Bereich der Vorderkanten durch irgendwelche Interaktionen umschlägt und daraus die höheren Werte der  $St$ -Zahl für diese Bedingung resultieren. Wie Diagramm 6.72(c) zeigt, unterscheiden sich die Werte der beiden Bedingungen bis etwa  $x = 200$  mm praktisch nicht. Ab diesem Punkt macht sich der Einfluss der Eckenwirbel bemerkbar, der, wie Abbildung 6.70 schon zeigte, bei Bedingung 2 deutlich früher Auswirkungen zeigt und auch die bedeutend höheren Maximalwerte verursacht. Die CFD-Ergebnisse in den Abbildungen 6.71 und 6.72(d) zeigen hier vielmehr das Verhalten, das auch für die experimentellen Werte zu erwarten wäre. Es hat den Anschein, dass die Wirbelstrukturen im Fall der höheren Reynoldszahl deutlich stärker



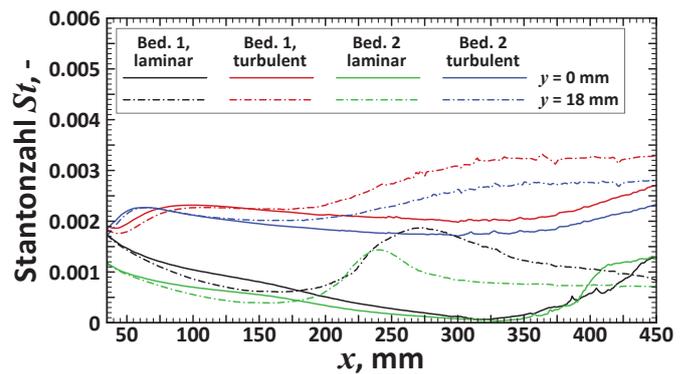
(a) Vergleich von Experiment und CFD für Bed. 1



(b) Vergleich von Experiment und CFD für Bed. 2



(c) Vergleich experimenteller Daten von Bed. 1 und 2



(d) Vergleich von numerischen Daten von Bed. 1 und 2

Abb. 6.72: Vergleich extrahierter Stantonzahlverläufe aus Experimenten und CFD-Rechnungen

sind als bei Bedingung 1. Die Ursache hierfür kann aus den Messdaten jedoch nicht ermittelt werden. Ebenso bleibt unklar, warum sich die Werte der  $St$ -Zahl in den Bereichen, in denen keine Beeinflussung durch die Eckenwirbel vorliegt, nicht unterscheiden.

In den Diagrammen in Abbildung 6.70 ist auch eine zwar geringfügige, aber dennoch deutlich erkennbare Asymmetrie in der Strömung sichtbar, sowohl für Bedingung 1 als auch Bedingung 2. Diese Abweichungen sind auch deutlich größer als diejenigen, die beim Vergleich der Wanddruckwerte in den beiden Querschnitten mit radial verteilten Druckbohrungen beobachtet wurden (vgl. Kapitel 4.4.2). Bei der höheren Reynoldszahl mit  $Re_m = 5,7 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$  ergibt sich insgesamt eine ähnliche Struktur, jedoch liegen die Maximalwerte für  $St$  deutlich höher. Auch der Bereich mit sehr großem Wärmeeintrag ist hier größer.

Auch durch die unterschiedlichen Flugbahnwinkel ergeben sich starke Veränderungen der Strömungsstruktur sowie der dadurch bedingten Wärmelasten. Dies liegt in erster Linie an den Änderungen der Stoßstärken, die sich durch die anliegenden Anstell- bzw. Schiebewinkel ergeben. Bei positivem Anstellwinkel wird der Rampenstoß schwächer. Folglich ist auch zu erwarten, dass die Intensität der Stoß-Stoß- und Stoß-Grenzschicht-Interaktionen im Eckenbereich abnimmt und damit auch die Stärke der Wirbel, wodurch wiederum der Wärmeeintrag deutlich verringert wird. Dies lässt sich anhand der Darstellungen der  $St$ -Verteilungen für die Anstellwinkel  $\alpha = 3^\circ$  und  $6^\circ$  in den Bildern 6.73(a) und 6.73(b) nachvollziehen.

Besonders im Fall mit  $\alpha = 6^\circ$  ist zu sehen, dass die Wirbel aufgrund des sehr kleinen effektiven Rampenwinkels gegenüber der Anströmung und somit schwachen Rampenstoßes sehr stark abgemildert sind. Für negative Anstellwinkel ergibt sich ein genau umgekehrtes Bild: Durch den viel stärkeren Rampenstoß

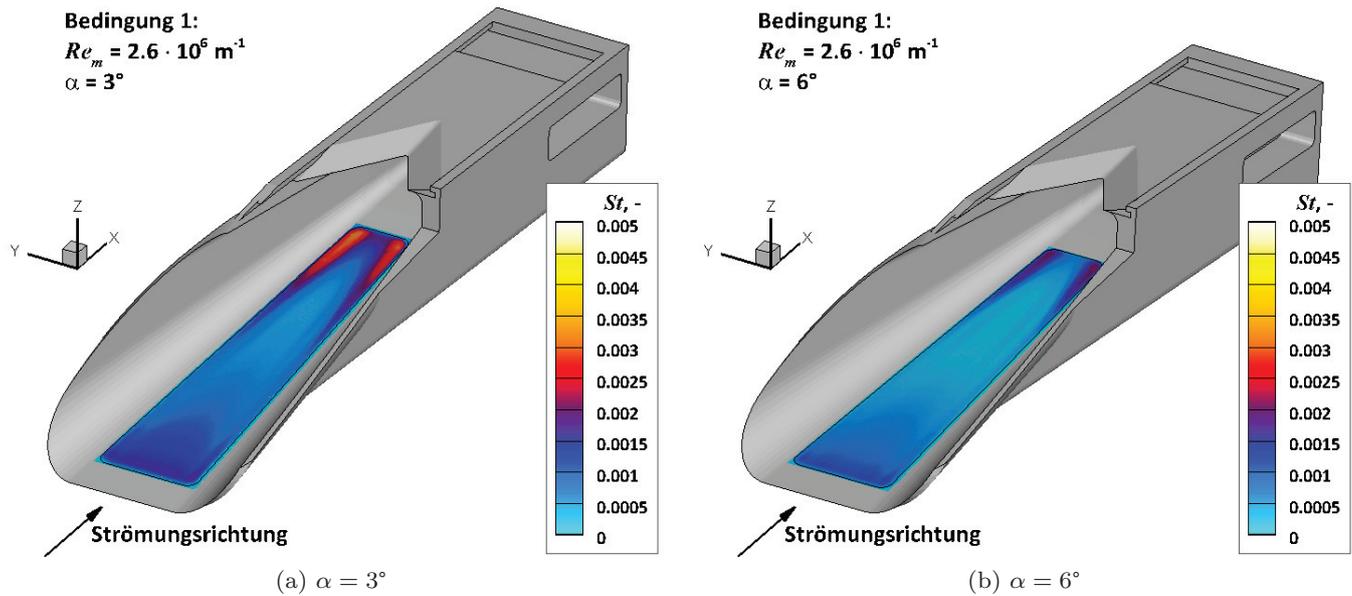


Abb. 6.73: Stantonzahlverteilung auf der externen Rampe für positive Anstellwinkel

sind auch die Eckenwirbel stärker und folglich die Wärmelasten bedeutend höher. Der Punkt, bei dem die Stantonzahl in den höchsten Bereich vorstößt, liegt bereits bei  $x \approx 200 \text{ mm}$ . Bemerkenswert ist ebenso, dass die Wärmelast hier nicht sehr stark in tangentialen Richtungen verschmiert wird.

Für den Schiebewinkel  $\beta$  sieht es so aus, dass sich auf der Luv-Seite (der Strömung zugewandt) ein sehr starker Seitenwandstoß und auf der anderen Seite lediglich eine äußerst schwacher Stoß entsteht. Dabei sind zwei Strömungsphänomene zu erkennen, die für einen hohen Wärmeeintrag im stromab gelegenen

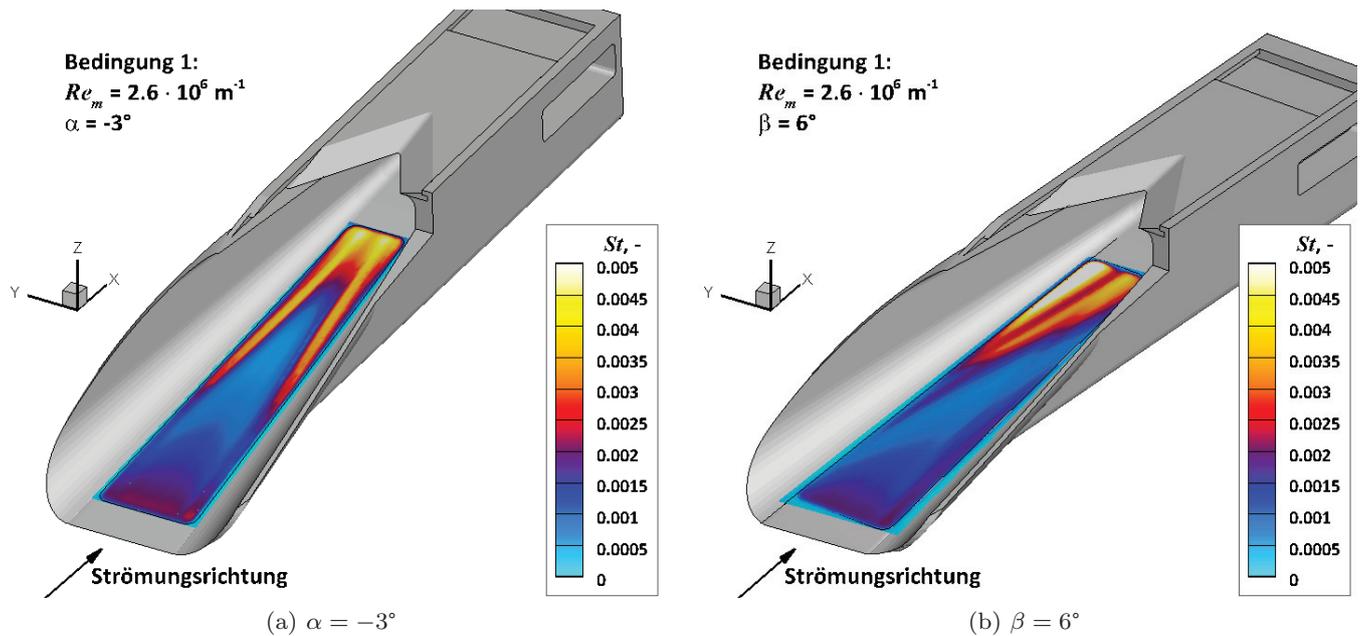


Abb. 6.74: Stantonzahlverteilung für negativen Anstellwinkel und Schiebewinkel

Drittel des PEEK-Einsatzes verantwortlich sind, wobei die näher an der Wand gelegene Struktur eine höhere Stantonzahl zur Folge hat, als diejenige im mittleren Bereich des Einlaufs. Besonders hinsichtlich der Maximalwerte der Wärmelasten und der Bereichen, in denen diese auftreten, sind die Änderungen, die sich durch Variation der Flugbahnwinkel und Strömungsbedingungen ergeben, im Thermalhaushalt zur Auslegung des Kühlungskonzepts zu berücksichtigen.

Ein Punkt, über den die Infrarot-Messungen jedoch keinen Aufschluss geben, ist das Transitionsverhalten. Im Bereich bis zum Zusammentreffen der Wirbelstrukturen gibt es keine Erhöhung der Wärmelasten und somit keine Anzeichen, die auf Transition schließen lassen.

# 7 Vergleich unterschiedlicher Auslegungsverfahren

Wie die Ergebnisse im vorherigen Abschnitt zeigen, wurde mit der in Kapitel 3 beschriebenen Auslegungsstrategie ein Einlauf mit sehr guten Betriebseigenschaften ausgelegt, der alle gestellten Anforderungen erfüllt. Dennoch verfügt dieser Einlauf immer noch über eindeutiges Optimierungspotenzial, da die Variation weiterer Parameter möglich ist, sowie unter Umständen größere Wertebereiche bzw. kleinere Abstufungen bei den bereits verwendeten Parametern zu verbesserten Ergebnissen führen können. Dies führt jedoch zu einer unüberschaubaren Vielzahl an möglichen Konfigurationen und der nötige Rechen- wie auch sonstige Arbeitsaufwand würde ins Unermessliche steigen. Daher kann man sagen, dass es zwar möglich ist, auf diese Weise einen guten Einlauf auszulegen, es aber praktisch nicht möglich ist, diesen vollständig zu optimieren.

Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit auch alternative Auslegungsverfahren in Betracht gezogen, auch wenn diese aufgrund der Vorgaben nicht zur Auslegung infrage gekommen wären. Für die Zukunft sollte man jedoch erwägen, bei der Gestaltung der Geometrie mehr Freiheiten zu lassen, damit auch analytische Auslegungsmethoden zum Einsatz kommen können. Besonders vielversprechend, und auch bereits häufig erfolgreich angewandt, ist die Technik des Streamline-Tracings [31], also des Nachverfolgens von Stromlinien, die in Abschnitt 2.2.5 schon kurz angesprochen wurde. Der Grundgedanke hierbei ist, sich zunächst ein Strömungsfeld mit den gewünschten Eigenschaften zu konstruieren, im Falle eines Einlaufs beispielsweise mit einem vorgegebenen Kompressionsverhältnis  $\Pi_{st}$ . Anschließend werden die Stromlinien berechnet, die durch eine vordefinierte Fläche verlaufen, wie den Eintrittsquerschnitt in die Brennkammer. Diese Stromlinien definieren dann die Geometrie, die nötig ist um das gewünschte Ergebnis zu erhalten.

Die Art, wie das Strömungsfeld konstruiert wird, ist der Hauptpunkt, in dem sich die nachfolgend beschriebenen Streamline-Tracing-Verfahren unterscheiden. Hier werden zwei Möglichkeiten für mit Streamline-Tracing entworfene Einläufe betrachtet: sogenannte REST-Einläufe (**R**ectangular-**E**lliptical-**S**hape-**T**ransition-Einlauf), die auf umgekehrten Düsenexpansionsfeldern basieren und sich dadurch auszeichnen, dass sie einen rechteckigen Fangquerschnitt besitzen, der in einen elliptischen Brennkammerquerschnitt übergeführt wird. Außerdem werden auch Einlaufgeometrien auf der Grundlage von Busemannströmungsfeldern behandelt.

Zum Vergleich der Auslegungsmethoden und der mit den jeweiligen Verfahren konstruierten Geometrien ist anzumerken, dass eine pauschale Beurteilung, welches Verfahren und welcher Einlauf besser oder schlechter sei, nicht sinnvoll ist, da jedes Verfahren wie auch die damit erstellten Einläufe Stärken und Schwächen besitzen und zudem die Vergleichbarkeit in etlichen Aspekten eingeschränkt ist, z.B. aufgrund des elliptischen Brennkammerquerschnitts, der für REST-Einläufe vorgegeben ist.

## 7.1 REST-Einläufe

Durch eine Kooperation mit dem Centre of Hypersonics der University of Queensland in Brisbane, Australien, wurde ein Auslegungstool für REST-Einläufe zur Verfügung gestellt [216], mit welchem bereits erfolgreich zahlreiche Einläufe für unterschiedliche Bedingungen erstellt wurden [77, 147, 193, 195, 209]. Die Besonderheit hierbei ist, dass im verwendeten Strömungsfeld, welches bei diesem Verfahren mit der Methode der Charakteristiken (MOC) erzeugt wird, drei verschiedene Geometrien erzeugt werden, die

miteinander verschmolzen werden, um so den Übergang von einem rechteckigen Fangquerschnitt zu einem elliptischen Brennkammerquerschnitt zu erreichen [192]. Diese Geometrie des Fangquerschnitts bietet gegenüber anderen Konfigurationen, auch dem GK-3D-Einlauf, den Vorteil, dass eine Integration in ein entsprechendes Flugzeug oder einen Versuchsträger mit einem rechteckigen Querschnitt in der Regel einfacher ist.

Das Verfahren lässt sich in drei Schritte aufteilen, die in den nächsten Abschnitten beschrieben werden:

1. Konstruktion des Strömungsfelds
2. Bestimmung der reibungsfreien Geometrie
3. viskose Korrektur

Mit dem Term „reibungsfreie Geometrie“ wird dabei diejenige Geometrie bezeichnet, die direkt aus dem Streamline-Tracing-Prozess resultiert. Da die Stromlinien im Strömungsfeld keinen Wandeffekten unterworfen sind, entspricht die damit berechnete Geometrie derjenigen, die der Einlauf bei reibungsfreier Strömung hätte. Diese muss im Anschluss korrigiert werden, um die tatsächliche Form des Einlaufs bei viskoser Strömung zu erhalten.

### Konstruktion des Strömungsfelds

Mittels der Methode der Charakteristiken (MOC) wird zunächst ein zweidimensionales Expansionsfeld mit einem Zentralkörper erzeugt, aus welchem später ein rotationssymmetrisches Strömungsfeld gebildet wird. Dieses wird durch die Ein- und Ausgangs-Machzahl sowie den Kernradius  $r_c$  des Zentralkörpers, genau gesagt dem Verhältnis  $\frac{r_c}{R_0}$  des Kernradius zum Radius  $R_0$  des Strömungsfelds definiert und ist in Abbildung 7.1 schematisch dargestellt. Um ein Strömungsfeld zu erhalten, das den Bedingungen des GRK entspricht, wurde als Eintrittsmachzahl des Düsenexpansionsfeldes  $Ma_0 = 4,47$  gewählt und als Austrittsmachzahl die der Flugbedingung entsprechenden Machzahl  $Ma_\infty = 8$ . Das Verhältnis des Kernradius des Zentralkörpers wurde mit  $\frac{r_c}{R_0} = 0,135$  angenommen.

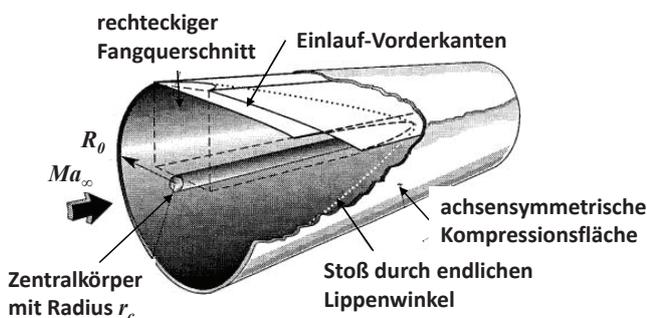


Abb. 7.1: Schematische Darstellung des rotationssymmetrischen Kompressionsfeldes, aus [192]

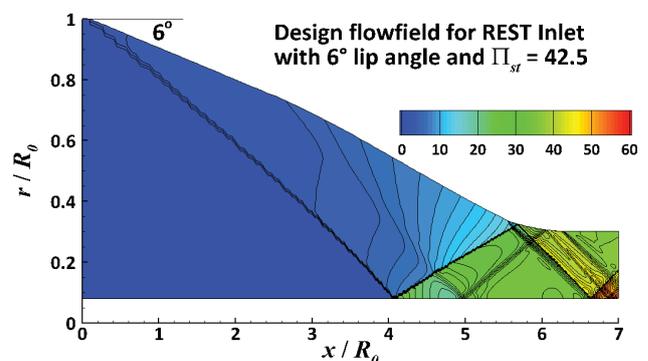


Abb. 7.2: Mit SEAGULL berechnetes Strömungsfeld

Dieses wird im Anschluss umgekehrt, um ein Kompressionsfeld zu erhalten und bei einem gewünschten Lippenwinkel abgeschnitten (dieser Winkel entspricht nicht dem Lippen- oder Vorderkantenwinkel der späteren Einlaufkontur). Dabei werden dann die Ein- und Austrittsmachzahlen vertauscht, so dass die gewünschte Flugbedingung mit  $Ma_\infty = 8$  erreicht wird. Außerdem wird definiert, ab welcher Stelle der Isolator mit konstantem Querschnitt beginnen soll und auch dessen Länge. Der Lippenwinkel wurde mit  $6^\circ$  angenommen. Diese Parameter sollten so gewählt werden, dass ein möglichst guter Kompromiss aus möglichst hohem Totaldruckrückgewinn und maximaler Stoßstärke, die keine Ablösung induziert, sowie minimaler Länge und möglichst homogener Strömung gefunden wird [192]. Das rotationssymmetrische Kompressionsfeld wird dabei mit einem reibungsfreien Shock-fitting Code namens SEAGULL berechnet [186]. Das Ergebnis des Strömungsfelds ist anhand der Druckverteilung in Abbildung 7.2 dargestellt.

### Bestimmung der reibungsfreien Geometrie

In diesem rotationssymmetrischen Strömungsfeld wird im Anschluss mittels TECPLOT-Routinen durch Nachverfolgen der Stromlinien, die verschiedene definierte Querschnitte begrenzen, die Form dreier Einläufe bestimmt, die später miteinander verschmolzen werden.

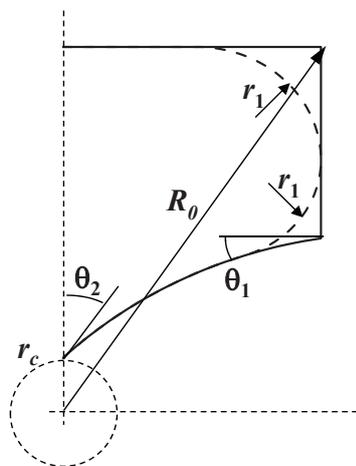


Abb. 7.3: Definierte Querschnitte im Hals des Einlaufs

Bei den Querschnitten, durch die die Stromlinien berechnet werden, handelt es sich um zwei Schnitte, die den Hals des Einlaufs bestimmen, wie in Abbildung 7.3 dargestellt. Der dritte Querschnitt bestimmt den elliptischen Brennkammerquerschnitt. An diesem Punkt stellt sich auch die Frage, wie der elliptische Brennkammerquerschnitt zu definieren ist, um eine möglichst gute Vergleichbarkeit mit dem GK-3D-Einlauf zu erhalten. Als sinnvollste Lösung wird dabei angesehen, die Breite der Brennkammer

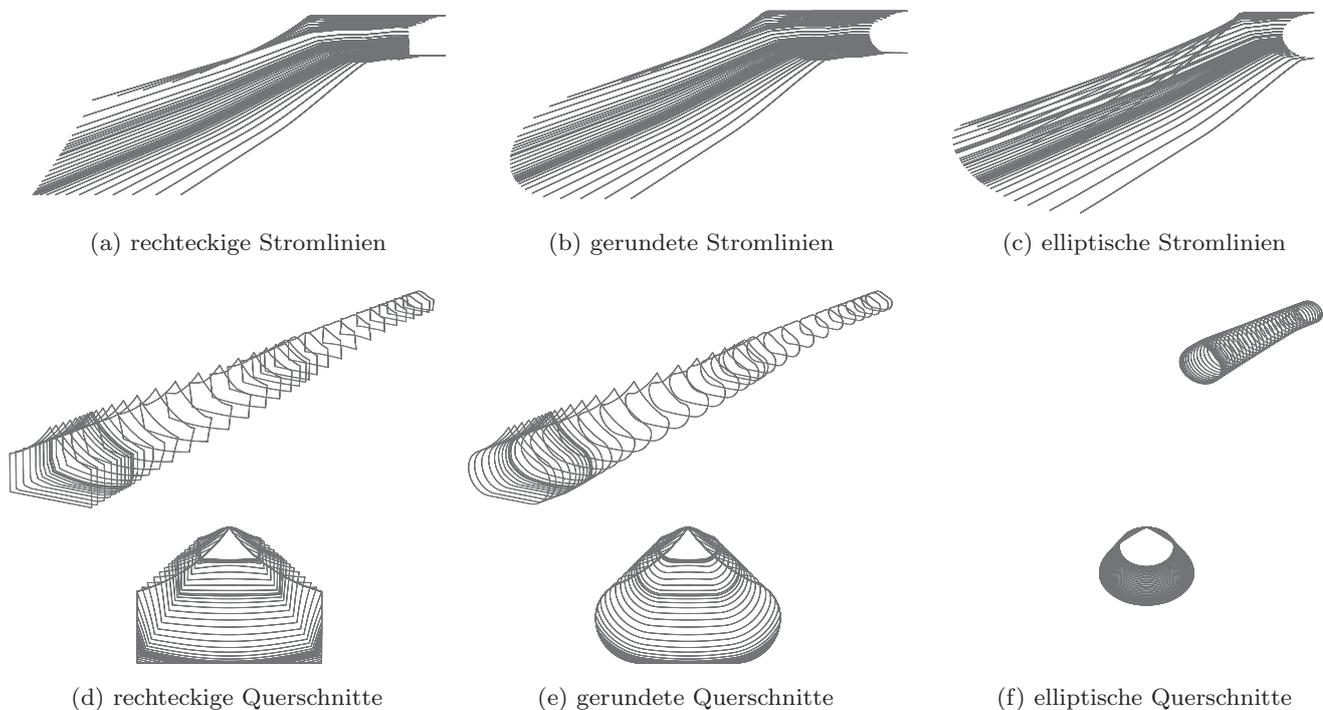


Abb. 7.4: Stromlinien (oben) und  $x$ -Schnitte der drei unterschiedlichen Geometrien, die im Anschluss zum REST-Einlauf verschmolzen werden

konstant zu halten, damit weiterhin das Zentralinjektor-Konzept des GRK angewendet werden könnte. Das Seitenverhältnis und daraus die Höhe der Brennkammer werden dann so bestimmt, dass die Fläche des Querschnitts ebenfalls gleich bleibt. Dies führt im Vergleich zum GRK-Entwurf zu einer höheren Brennkammer.

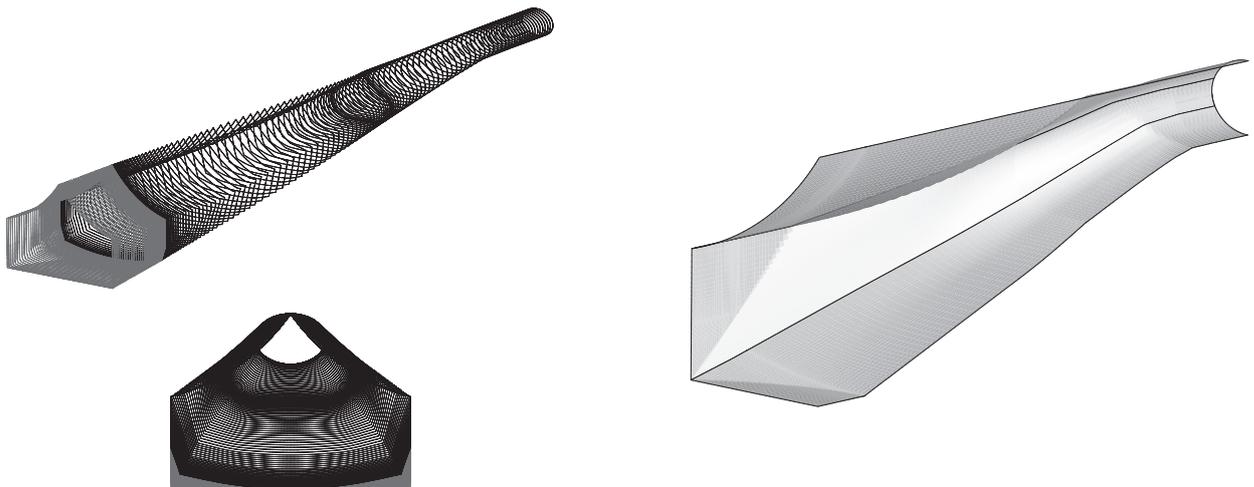
Nach der Bestimmung der Querschnitte der drei Geometrien wird eine mathematische Lofting-Prozedur zur Verschmelzung der Querschnitte zu einer einzigen Geometrie angewandt, die den gewünschten Übergang von einem rechteckigen Fang- zu einem elliptischen Brennkammerquerschnitt bietet und dabei glatte Übergänge zwischen den verschiedenen Formen garantiert [22, 192]. Wenn  $f_1(y)$  und  $f_2(y)$  die Schnitte der Formen A und B an einer beliebigen Stelle  $x$  zwischen der Stirnfläche  $x_{ca}$  und der Position des Haubenschließungspunktes  $x_{cc}$  darstellen, dann berechnet sich die Form des verschmolzenen Querschnitts nach

$$f(y) = [f_1(y)]^{1-E(x)} \cdot [f_2(y)]^{E(x)} \quad (7.1)$$

mit

$$E(x) = \left( \frac{x - x_{ca}}{x_{cc} - x_{ca}} \right)^\alpha, \quad \alpha > 0 \quad (7.2)$$

Der Parameter  $\alpha$  beeinflusst, wie die Formen ineinander übergehen und kann so variiert werden, dass der Einlauf hinsichtlich einer gewünschten Größe, z.B. dem Totaldruckverhältnis, optimiert wird. In der Praxis haben sich Werte im Bereich  $1 < \alpha < 5$  bewährt. Das Ergebnis des gelofteten Einlaufs ist in Abbildung 7.5 anhand der  $x$ -Schnitte sowie der Oberfläche des Einlaufs dargestellt.



(a) Querschnitte des gelofteten Einlaufs

(b) Oberfläche des reibungsfreien Einlaufs

Abb. 7.5: Geometrie der REST-Konfiguration nach Abschluss der reibungsfreien Auslegung

### Viskose Korrektur

Wie schon erwähnt, ist das Verfahren bis zu diesem Punkt reibungsfrei, da die Stromlinien lediglich freie Formen im Kompressions-Strömungsfeld begrenzen. Somit stellt die Geometrie in Abbildung 7.5 nur das Ergebnis einer reibungsfreien Auslegung dar. Um den Einfluss der Reibung zu berücksichtigen, wird die reibungsfreie Geometrie als letzter Punkt der Auslegung einer viskosen Korrektur unterzogen, und so die tatsächliche physikalische Form zu erhalten, mit der der Einlauf die gewünschten Eigenschaften erfüllt. Ohne eine derartige Korrektur würde die aerodynamische Form des Einlaufs durch die Verdrängungseffekte der Grenzschichten verkleinert, was dazu führt, dass die Kompression deutlich erhöht und das anvisierte Druckverhältnis des Einlaufs beträchtlich überschritten würde [192].

Dazu wird die Verdrängungsdicke entlang jeder Stromlinie berechnet und senkrecht zur Oberfläche der reibungsfreien Geometrie addiert. Über Glättungsfunktionen werden dabei abrupte Änderungen der Verdrängungsdicke, beispielsweise aufgrund von Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen, ausgeglichen, so dass weiterhin Oberflächenkonturen mit glatten Übergängen vorhanden sind [192]. Die Berechnung der Verdrängungsdicke funktioniert über Lösung der Grenzschicht-Gleichungen für geringe Querströmungen mit einem von Cebeci und Bradshaw [37] adaptierten Finite-Differenzen-Verfahren zur Benutzung nicht-isentroper Randbedingungen [192]. Dabei wird ein voll-turbulentes Strömungsfeld angenommen und ein eddy-viscosity-Turbulenzmodell nach Cebeci und Smith verwendet [38].

Bei diesem Prinzip wird angenommen, dass dreidimensionale Effekte wie z.B. Eckenströmungen oder Stoß-Grenzschicht-Interaktionen, vernachlässigbar sind bzw. durch Glättung ausgeglichen werden können und dass sich die Strömungsrichtung in der Grenzschicht nur unbedeutend von der jeweiligen lokalen Strömungsrichtung unterscheidet. Die Vernachlässigung von Eckenströmungen wird als vertretbar betrachtet, da sich durch den raschen Übergang des eckigen auf einen gerundeten Querschnitt im vorderen Bereich des Einlaufs keine stark ausgeprägte Eckenströmung ausbildet und dies somit nur eine geringe Beeinträchtigung der Genauigkeit der Ergebnisse bedeutet. Ebenso wird angenommen, dass die Bereiche der Stoß-Grenzschicht-Interaktionen, welche durch die Glättungsfunktionen ausgeglichen werden, keinen Einfluss auf die Annahme geringer Querströmungen hat und diese somit berechtigt ist [192]. In Abbildung 7.6 ist dargestellt, wie groß die berechnete Verdrängungsdicke für jede Stromlinie ist und wie die korrigierte Geometrie aussieht (anhand der neu berechneten  $x$ -Schnitte und der eigentlichen Oberfläche).

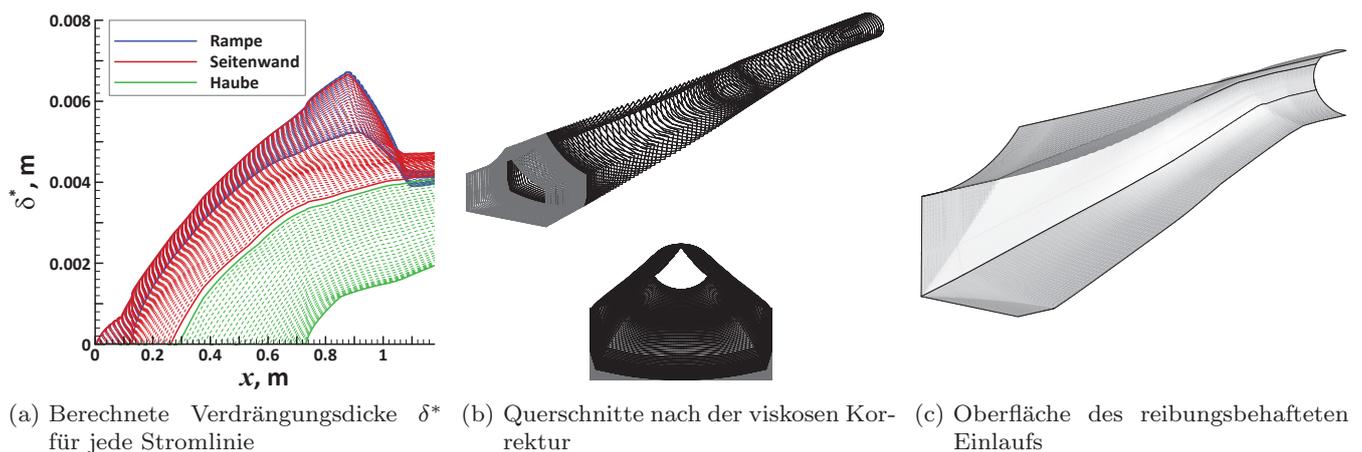


Abb. 7.6: Einfluss der viskosen Korrektur auf die Geometrie des Einlaufs

Erst bei diesem Schritt der Auslegung wird der Einlauf, der bisher dimensionslos normiert mit dem Radius  $R_0$  des Strömungsfeldes ausgelegt wurde, auf seine eigentliche Größe skaliert. Dies ist an diesem Punkt auch notwendig, da die Berechnung der Verdrängungsdicke von der tatsächlichen Größe abhängt. Ebenso spielen die eigentliche Flugbedingung, d.h. der Druck und die Temperatur der Anströmung, erst ab diesem Punkt, also der Berücksichtigung der Reibungseinflüsse eine Rolle, letztere vor allem auch in der Hinsicht, dass eine Annahme über die Wandtemperatur des Einlaufs und damit das Wandtemperaturverhältnis  $\frac{T_w}{T_{i0}}$  getroffen werden muss. Bei der hier diskutierten Einlaufgeometrie wurde für die viskose Korrektur eine Wandtemperatur von  $T_w = 600$  K angenommen.

Im Rahmen der viskosen Korrektur wird auch mit dem Kriterium von Korkegi [124, 125] überprüft, ob in Bereichen des Einlaufs stoß-induzierte Ablösung zu erwarten ist. Diese könnte einen starken Wiederanlegestoß verursachen, der wiederum gekrümmte Ablösung auf den Seitenwänden verursacht. Zur genauen Beurteilung der Ausmaße und Auswirkungen von Ablösegebieten sind jedoch tieferegreifende CFD-Analysen vonnöten.

## 7.2 Busemann-Einlauf

Innerhalb der Abteilung Über- und Hyperschalltechnologien wird der Ansatz verfolgt, streamline-traced Einläufe auf Basis von Busemann-Strömungsfeldern zu erstellen [82, 85]. Dieser Ansatz ist insgesamt flexibler ausgerichtet als derjenige für REST-Einläufe, bei dem man auf einen elliptischen Brennkammer- und einen rechteckigen Fangquerschnitt und den Übergang zwischen beiden festgelegt ist. Das Busemann-Tool bietet zum einen die Möglichkeit, einfache Busemann-Einläufe zu berechnen und zum anderen, in Busemann-Strömungsfeldern streamline-traced Einläufe zu berechnen. Dabei können unterschiedliche Querschnittsformen für den Brennkammer- oder Fangquerschnitt verwendet werden, wodurch es möglich ist, eine Einlaufgeometrie zu erlangen, bei der das GRK-Brennkammerkonzept direkt übernommen wird.

Dieses Verfahren befindet sich noch im Entwicklungsstadium und ist daher weniger stark ausgereift. Die Option, sowohl den Fang- als auch den Brennkammerquerschnitt zu definieren und den ersten mittels Lofting in den zweiten zu überführen, ist noch nicht vorhanden. Es kann lediglich einer der beiden Querschnitte bestimmt werden und der andere ergibt sich dann aus dem Streamline-Tracing-Prozess im verwendeten Strömungsfeld. Darüber hinaus fehlt bisher die Option einer viskosen Korrektur, wobei die Entwicklung einer solchen Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten ist. In deren Rahmen wurde auch die im Folgenden diskutierte, analog zum GK-3D-Einlauf ausgelegte Geometrie bestimmt wurde [67].

Das für diese Art der Auslegung zugrunde liegende Strömungsfeld ist in Abbildung 7.7 zu sehen [82]. Definiert wird dieses über die Machzahl  $Ma_3$  am Isolatoraustritt sowie den Kegelwinkel  $\theta_3$  des abschließenden Stoßes. Darüber hinaus ist es möglich, das Strömungsfeld unter einem Vorderkantenwinkel  $\delta_1$  abzuschneiden und damit zu verkürzen und so das Problem zu umgehen bzw. abzumildern, dass Busemann-Einläufe in der Regel sehr lang werden.

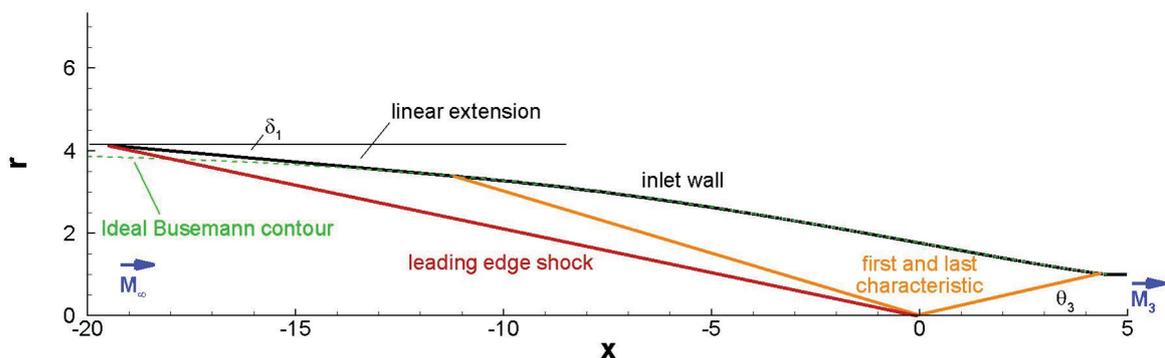


Abb. 7.7: Skizze der Konstruktion eines Busemannströmungsfeldes [82]

Um die gewünschten Werte zu finden, können zunächst Kennfelder für Busemann-Strömungsfelder erstellt werden. Diese geben für einen gewünschten Lippenwinkel  $\delta_1$  Verläufe konstanter Anströmmachzahl  $Ma_\infty$  und konstanter Druckverhältnisse  $\Pi_{st}$  in Abhängigkeit des Stoßwinkels  $\theta_3$  und der Austrittsmachzahl  $Ma_3$  wieder. Bei Vorgabe einer Flugbedingung und eines Druckverhältnisses können somit die Werte von  $\theta_3$  und  $Ma_3$  aus derartigen Kennfeldern zur Bestimmung geeigneter Strömungsfelder abgelesen werden. Für das Strömungsfeld des hier verwendeten Busemann-Einlaufs wurden damit die folgenden Parameter festgelegt:  $Ma_3 = 4,5$ ,  $\delta_1 = 5^\circ$  und  $\theta_3 = 10,0152^\circ$ . Das dazugehörige Busemann-Kennfeld ist in Abbildung 7.8 zu sehen.

Im Anschluss an die Konstruktion der Kompressionsströmung wird der gewünschte Querschnitt festgelegt. Die verfügbaren Optionen für die Form des Isolatoraustritts sind in Abbildung 7.9 aufgeführt. Somit konnte mit diesem Tool ein Einlauf ausgelegt werden, bei dem die Brennkammergeometrie inkl. des Zentralinjektor-Konzepts des GRK 1:1 vom GK-3D-Modell übernommen werden konnte. Das Ergebnis dieser Auslegung ist in den Graphiken 7.10(c) und 7.11(c) zu sehen.

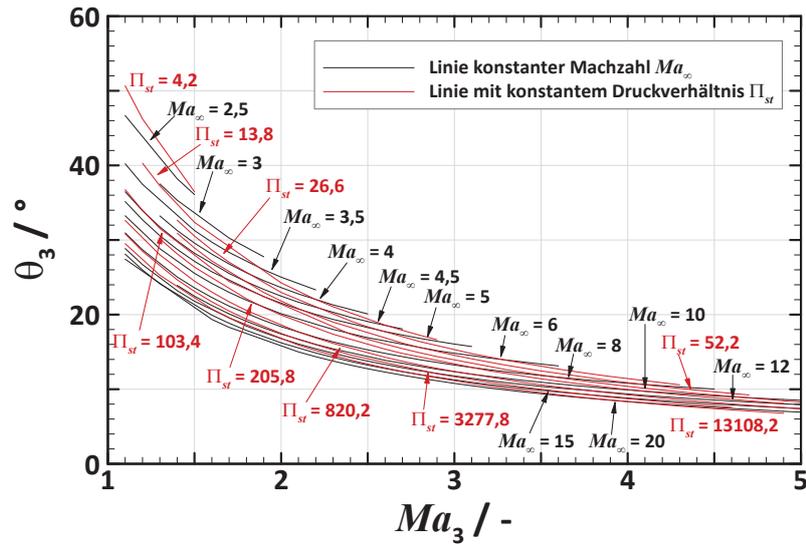


Abb. 7.8: Busemann-Kennfeld für  $\delta_1 = 5^\circ$

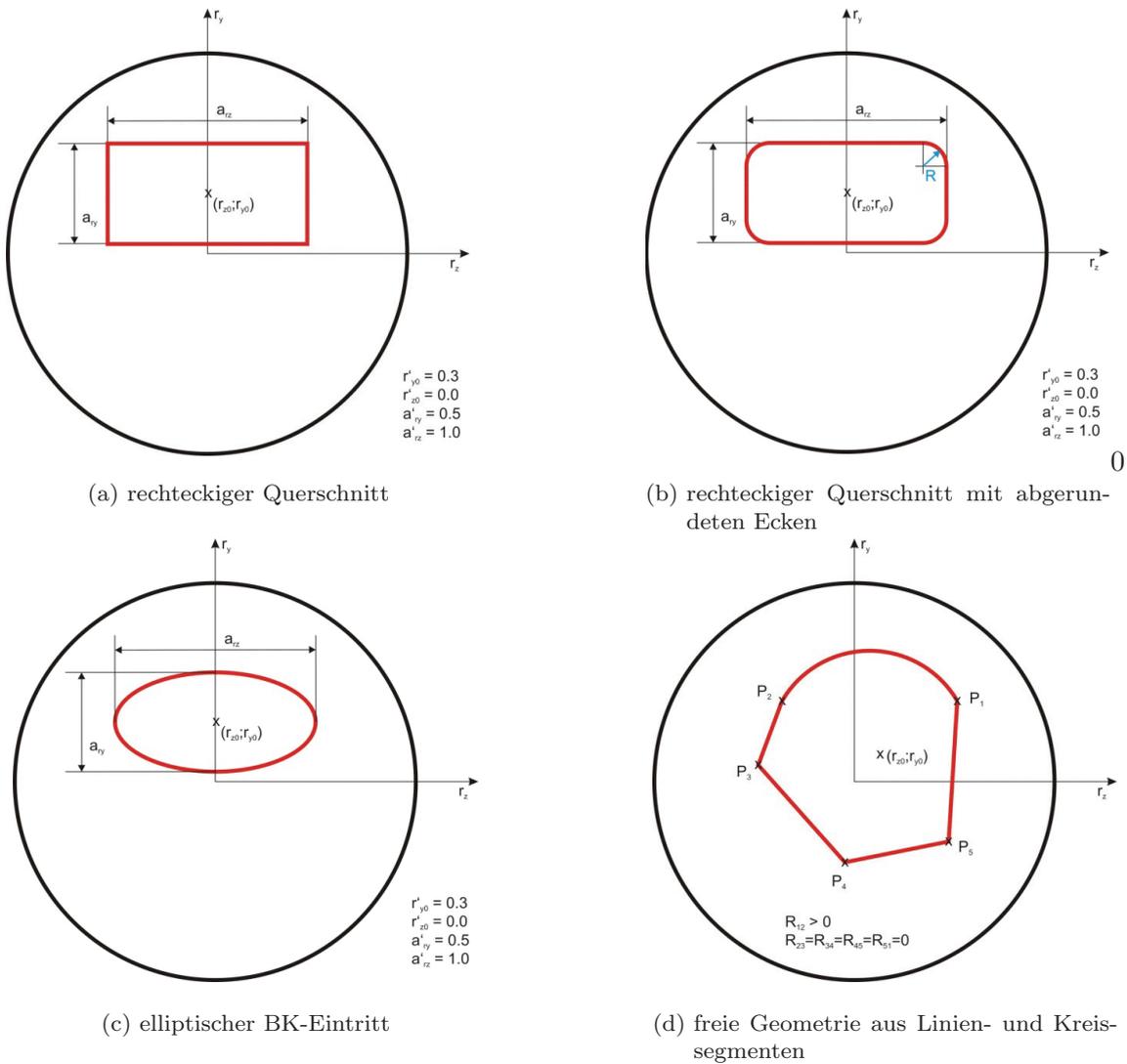


Abb. 7.9: Möglichkeiten zur Definition der Fang- bzw. Isolatoraustritts-Flächen [82]

## 7.3 Vergleich der Geometrien der drei Einlaufkonfigurationen

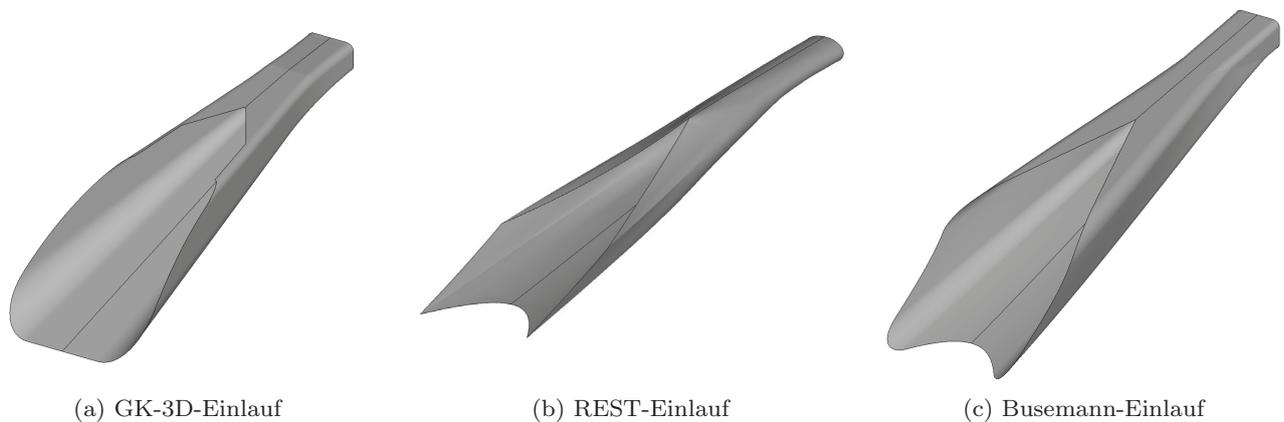


Abb. 7.10: Isometrische Ansichten der Oberflächen der Strömungskanäle der drei mit den verschiedenen Auslegungsverfahren ermittelten Geometrien

Die Abbildungen 7.10 und 7.11 zeigen die mit den beiden beschriebenen Auslegungsverfahren erlangten Geometrien im Vergleich zum GK-3D-Einlauf. In der ersten sind die Oberflächen der Strömungskanäle der drei Einläufe zu sehen und die zweite zeigt maßstabsgetreue Querschnitts- und Frontzeichnungen mit den wichtigsten Bemaßungen, wobei alle drei Geometrien im gleichen Maßstab abgebildet sind. Der GK-3D-Einlauf befindet sich dabei in der Auslegungskonfiguration für die Flugbedingung mit  $x_L = 350$  mm.

Die beiden mittels Streamline-Tracing bestimmten Geometrien sind deutlich länger als der GK-3D-Einlauf, besonders die REST-Konfiguration, die mehr als 50% länger ist. Diese Tatsache allein bringt einen deutlichen Nachteil dieses Einlaufstyps mit sich, da dies sowohl eine größere Strukturmasse bedeutet, als auch größeren aerodynamischen Widerstand durch die viel größeren überströmten Oberflächen (dabei ist auch die externe Strömung um das Triebwerk herum zu betrachten). Der Busemann-Einlauf dürfte in dieser Hinsicht ebenfalls Nachteile gegenüber dem GK-3D-Einlauf haben, jedoch sind diese weniger stark ausgeprägt.

Das Innenkontraktionsverhältnis liegt bei beiden streamline-traced Einläufen bedeutend höher als beim GK-3D-Einlauf, wobei bereits dieser nicht als selbststartend zu betrachten ist (auch wenn ein Starten dieses Einlaufs in der vorliegenden Konfiguration bei der Flugbedingung mit  $Ma = 8$  in 30 km Höhe möglich ist, kann dieses keinesfalls als sicher angesehen werden):

- $I_{GK-3D} = 2,07$
- $I_{REST} = 2,67$
- $I_{Busemann} = 2,89$

Dazu ist zu beachten, in besonderem Maße beim REST-Einlauf, dass es bei den streamline-traced Einläufen aufgrund ihrer Form sehr schwierig ist, einen Start-Mechanismus zu integrieren. Beim Busemann-Einlauf wäre es denkbar, eine ähnlich Vorrichtung wie die bewegliche Haube des GK-3D-Einlaufs zu verwenden.

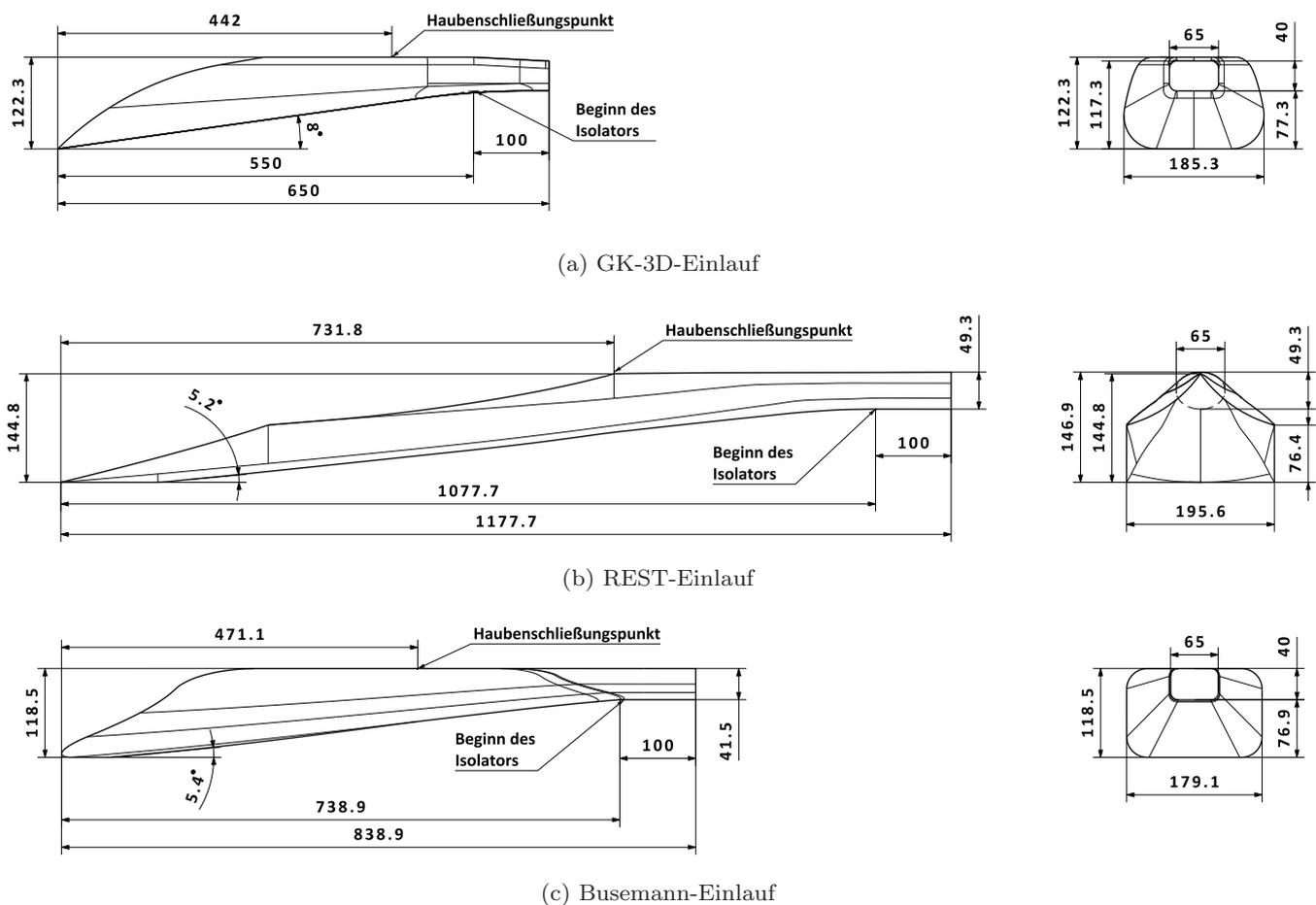


Abb. 7.11: Maßstabsgetreue Darstellung der wichtigsten Abmessungen der drei Einlaufgeometrien

## 7.4 Gegenüberstellung des Leistungsvermögen und der Strömungsfelder der drei Einlaufotypen

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Vergleich des Leistungsvermögens der drei Einlaufotypen gezogen und auf ein paar Aspekte der Strömungsfelder eingegangen. Dies beschränkt sich jedoch auf die wesentlichsten Merkmale, weitere Darstellungen der Ergebnisse sind in Anhang E aufgeführt.

Für diesen Vergleich wurden CFD-Simulationen mit der REST- und Busemann-Konfiguration bei der Flugbedingung des GRK-Konzepts mit  $Ma = 8$  in 30 km Höhe durchgeführt. Die Anströmbedingungen entsprechen somit denjenigen der Auslegung des GK-3D-Einlaufs (siehe Abschnitt 3.2.2). Bei den Rechnungen kamen auch die gleichen numerischen Methoden zum Einsatz, wie sie für die Parameterstudie der Auslegung verwendet wurden. Es wurden also voll-turbulente Rechnungen mit Verwendung des  $k-\omega+SST$ -Turbulenzmodells durchgeführt. Die Wandtemperatur wurde jeweils mit  $T_w = 300$  K

	$OCR$	$I$	$p_{Bk}$ , kPa	$\Pi_{st}$	$\pi_t$	$Ma_{Bk}$	$T_{Bk}$ , K	$\dot{m}_{Bk}$ , kg s <sup>-1</sup>	$MCR$	$\eta_{ke}$
GK-3D	8,12	2,07	45,9	39,3	0,398	3,52	860,1	0,437	0,986	0,976
REST	8,08	2,67	45,8	39,1	0,449	3,52	841,4	0,431	0,990	0,980
Busemann	8,14	2,89	43,1	37,2	0,525	3,72	804,1	0,439	0,990	0,984

Tab. 7.1: Vergleich der wichtigsten Leistungsparameter der drei unterschiedlichen Konfigurationen

angenommen. Auch die Verlässlichkeit der Rechnungen ist somit wie die der Auslegungsrechnungen zu bewerten. Die Ergebnisse für den GK-3D-Einlauf sind die gleichen wie in Abschnitt 3.6. Sie wurden jedoch in der Darstellung so angepasst, dass eine maßstabsgetreue Wiedergabe aller drei Einläufe gegeben ist. Bei der Busemann-Konfiguration ist zu erwähnen, dass die Gleichsetzung des Inflow-Bereichs mit der Frontfläche des Einlaufs und damit die Beschränkung des Rechengebiets auf den inneren Bereich zu numerischen Problemen führte, weshalb der Anströmbereich umgestaltet wurde und die Darstellung der Ergebnisse somit teilweise von den anderen beiden Einläufen abweicht.

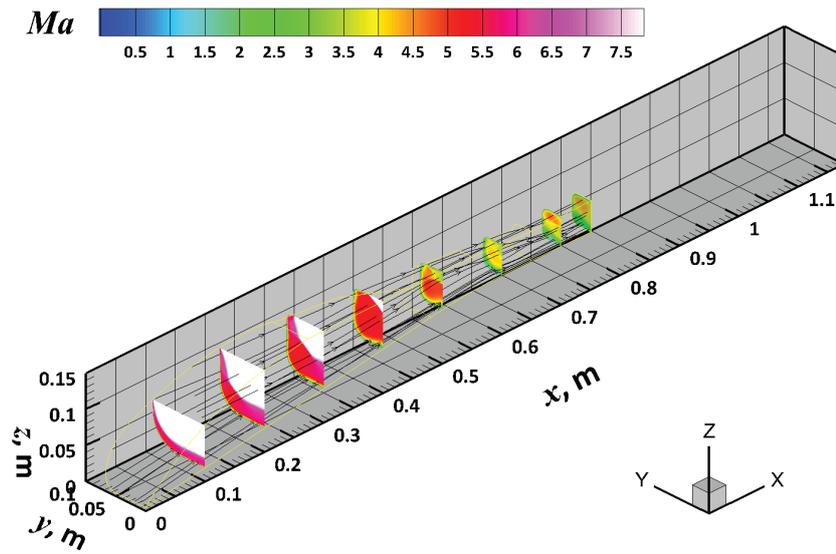
Tabelle 7.1 zeigt zunächst den Überblick über die Leistungsparameter und Wirkungsgrade der drei Einläufe. Das Druckniveau des REST-Einlaufs ist nahezu identisch mit dem des GK-3D-Einlaufs. Der Busemann-Einlauf liegt nur geringfügig niedriger, um etwa 6%. Ähnlich gelagert sind die Verhältnisse bei der Machzahl am Isolatoraustritt, wo der GK-3D- und der REST-Einlauf gleichauf liegen, die des Busemann-Einlaufs jedoch um etwa 5,6% höher ist, ebenso wie bei der statischen Temperatur, bei der zwischen GK-3D- und REST-Einlauf ein Unterschied von etwa 2,2% und zum Busemann-Einlauf eine Diskrepanz von 6,5% herrschen. Bei letztem ist jedoch bereits fraglich, ob diese massenflussgemittelte Temperatur, die doch deutlich unter der nötigen Zündtemperatur von etwa 1000 K liegt, ausreicht, auch wenn durchaus Hotspots mit höheren Temperaturen vorhanden sind (siehe Abbildung 7.14(c)).

Die beiden mit Streamline-Tracing entworfenen Einläufe besitzen jedoch deutlich höhere Wirkungsgrade als der GK-3D-Einlauf. Der Totaldruckrückgewinn liegt beim REST-Einlauf fast 13% und beim Busemann-Einlauf fast 32% über dem Wert des GK-3D-Einlaufs. Dies ist jedoch nicht überraschend, da die Rampenwinkel bei letzterem deutlich größer, die Stöße entsprechend stärker und die Stoßverluste höher sind. Mit diesen Abstrichen beim Totaldruckrückgewinn erkaufte man sich jedoch die Möglichkeit eines deutlich kürzeren Einlaufs, der eben nur mit größeren Umlenkungswinkeln der Strömung möglich ist. Diese höheren Totaldruckverhältnisse spiegeln sich auch beim Wirkungsgrad der kinetischen Energie  $\eta_{ke}$  wider.

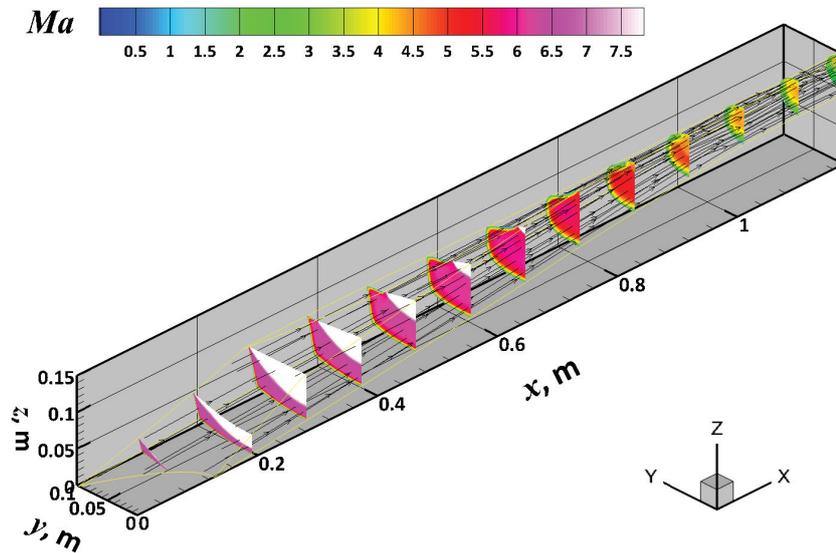
Die Strömungsfelder der drei Einläufe sind anhand der Darstellungen mittels Stromlinien und  $x$ -Schnitten mit Konturen der Machzahlverteilung in Abbildung 7.12 und simulierten Schlierenbildern für die Strömungsstruktur der Symmetrieebene in Abbildung 7.13 zu sehen. Außerdem sind die Verteilungen von Druck und Temperatur über den Isolatoraustrittsquerschnitt in Graphik 7.14 abgebildet.

Die Darstellungen zeigen, dass die Strömungen beim REST- und Busemann-Einlauf homogener sind. Bereiche mit stark von den Mittelwerten abweichenden Drücken bzw. Temperaturen sowie starken Änderungen dieser Größen nehmen in den jeweiligen Austrittsquerschnitten einen geringeren Anteil ein als beim GK-3D-Einlauf. Auch die Verläufe der Stromlinien in den Strömungsfeldern zeigen eine höhere Homogenität, da allgemein weniger Querströmungen in  $y$ - bzw.  $z$ -Richtung im Isolatorbereich sichtbar sind. Insbesondere sind weniger Anzeichen für die Bildung von Wirbeln vorhanden. Dies wird auch durch die Darstellung des  $\lambda_2$ -Kriteriums in Abbildung E.3 in Anhang E gestützt.

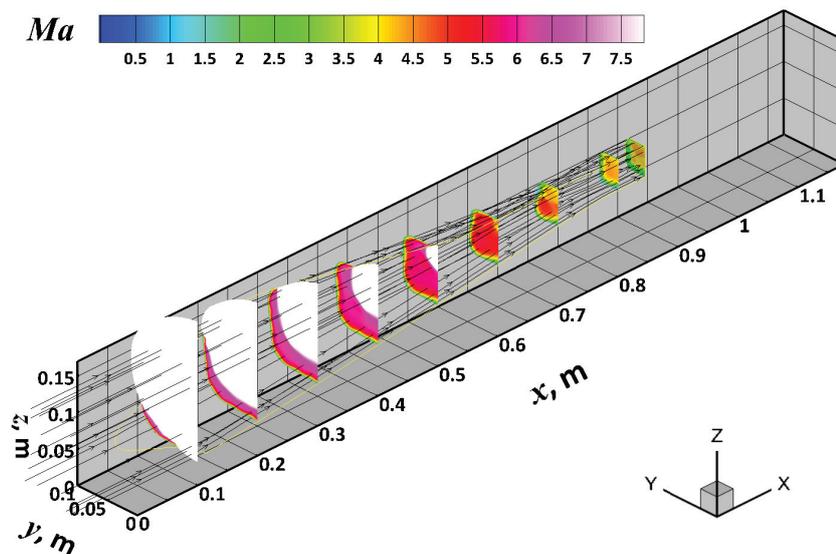
Für die Busemann-Konfiguration werden in den CFD-Rechnungen jedoch relativ große Ablösegebiete prognostiziert, besonders im Bereich der Haube, wo durch den Rampenstoß eine Ablöseblase induziert wird. Dies ist in den simulierten Schlierenbildern in Abbildung 7.13 zu erkennen, ebenso wie in der Machzahlverteilung der Symmetrieebene in Anhang E.4 und der Darstellung von Isoflächen für  $Ma = 1$  in Anhang E.2. Beim GK-3D-Einlauf kann diese Ablösung im Haubenbereich durch Anpassung der Lippenposition vermieden werden, auch wenn sich im Versuchsbetrieb zeigte, dass diese Ablösung dort keine Probleme für die Betriebsstabilität des Einlaufs darstellt. Beim REST-Einlauf ist keine Ablösung erkennbar. Diese Konfiguration ist jedoch auch derart gestaltet, dass keine starken Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen vorhanden sind und somit auch keine Ablösung zu erwarten ist.



(a) GK-3D



(b) REST-Einlauf



(c) Busemann-Einlauf

Abb. 7.12: Darstellung der Strömungsfelder der drei Einläufe anhand von Stromlinien und  $x$ -Schnitten mit Konturen der  $Ma$ -Verteilung

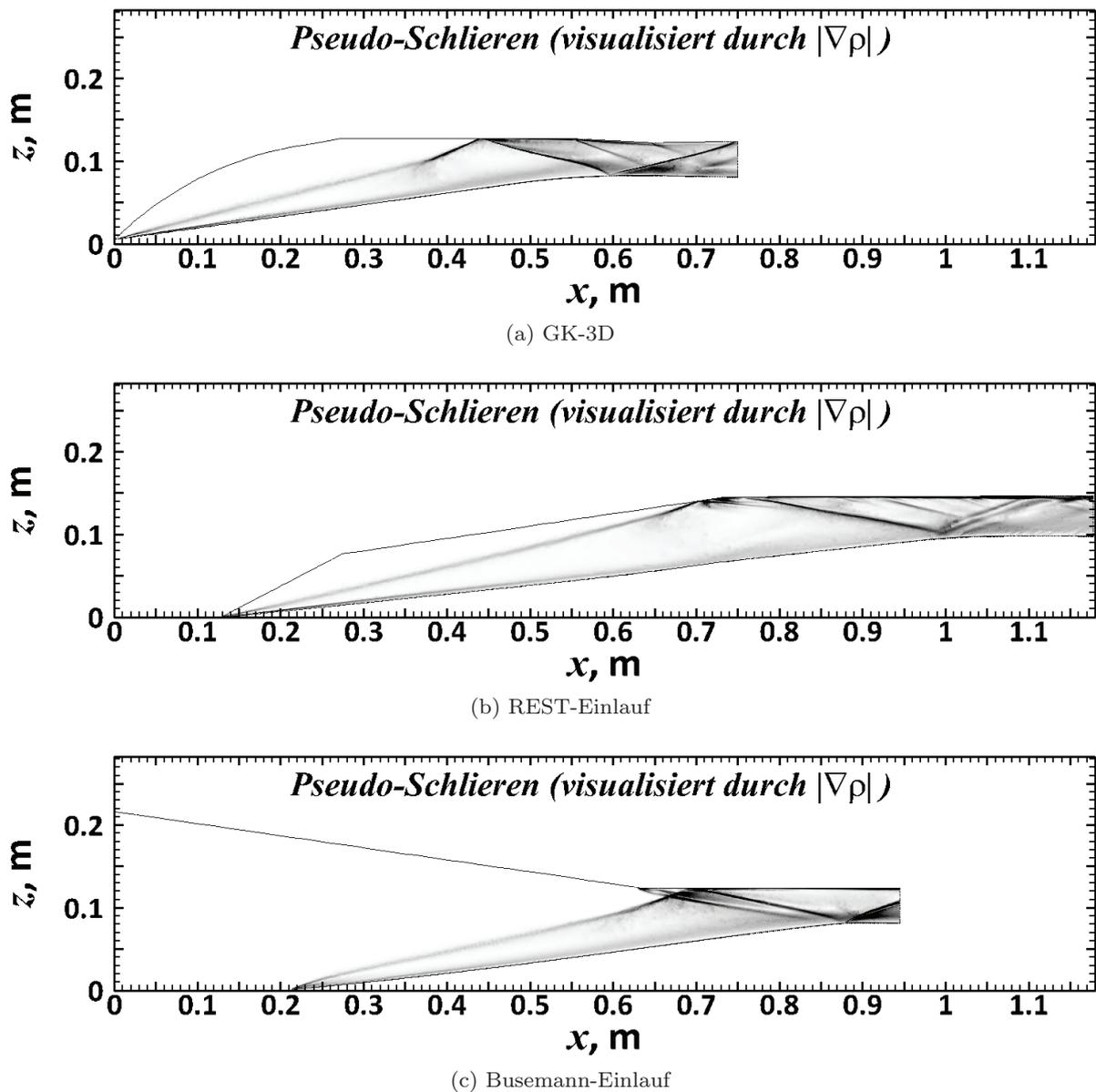
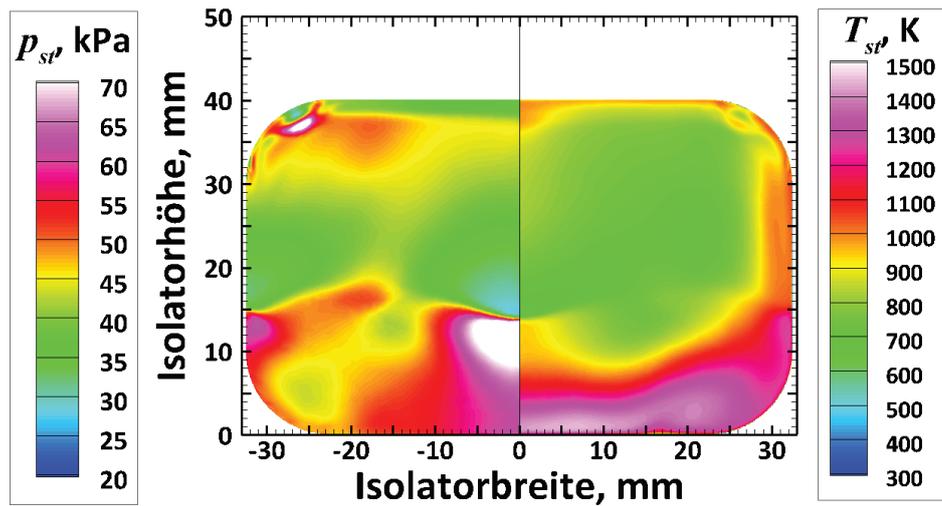
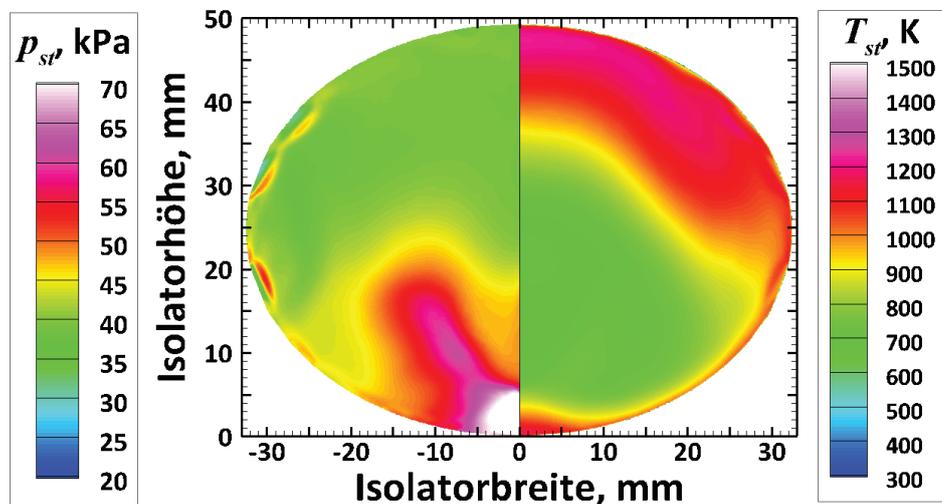


Abb. 7.13: Darstellung der Strömungsfelder der drei Einlaufkonfigurationen anhand von simulierten Schlierenbildern in der Symmetrieebene

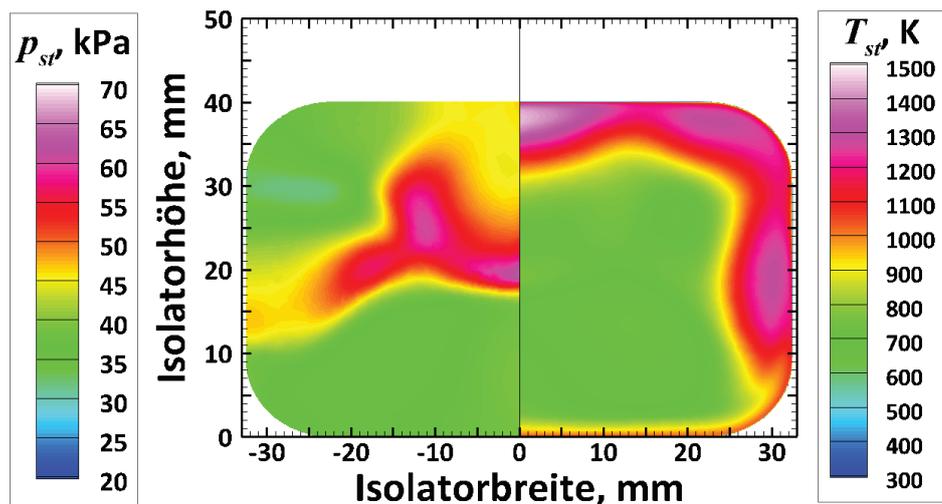
Wie diese Ergebnisse zeigen, kann man nicht sagen, dass eine Einlaufgeometrie den anderen grundsätzlich überlegen wäre. Jede hat ihre Vor- und Nachteile, besonders auch bei Berücksichtigung systemtechnischer Aspekte. Die beiden mit Streamline-Tracing ausgelegten Geometrien schneiden hinsichtlich der aerodynamischen Effizienz der Einlaufströmung besser ab als der GK-3D-Einlauf. Wie sich diese Vorteile in einer Gesamtsystembewertung, in die auch die bei diesen Konfigurationen höheren Verluste durch Reibung aufgrund der größeren Abmessungen auswirken, ist jedoch nicht zu sagen. In Bezug auf das Leistungsvermögen in Form der Druck- und Temperaturverhältnisse schneiden beide Einläufe etwas schlechter ab - der REST-Einlauf nur minimal, beim Busemann-Einlauf sind die Abweichungen etwas größer, mit um die 6% jedoch immer noch gering. Einschränkend für diesen Vergleich ist auch noch zu sagen, dass bei der Auslegung der streamline-traced Einläufe nicht das Ziel war, mit dem jeweiligen Verfahren die bestmögliche Option zu erlangen, sondern einen Einlauf mit möglichst ähnlichen Eigenschaften wie den GK-3D-Einlauf. Vor allem beim REST-Einlauf stellt sich dabei jedoch die Frage, ob die angewandte Übertragung des Zentralinjektor-Konzepts in eine elliptische Form in der hier angewandten Art die sinnvollste Möglichkeit darstellt. Diese Frage ist jedoch nur mit tiefgreifenden Untersuchungen zur Treibstoffinjektion und Verbrennung zu beantworten.



(a) GK-3D



(b) REST-Einlauf



(c) Busemann-Einlauf

Abb. 7.14: Darstellung der Strömungsstrukturen in der Brennkammereintrittsfläche der drei Einlauftypen anhand von Druck- und Temperaturverteilungen

## 7.5 Vor- und Nachteile der Auslegungsverfahren

Wie bereits eingangs erwähnt, liegt der große Nachteil der Auslegung mittels einer Parameterstudie in erster Linie im sehr hohen Arbeits- und Zeitaufwand. Dabei ist vor allem die Anzahl der variablen Parameter entscheidend, da die Menge der möglichen Konfigurationen exponentiell mit dieser Zahl ansteigt. Dies bedeutet im Umkehrschluss, dass man sich auf wenige variable Parameter festlegen und für alle anderen sinnvolle Annahmen treffen muss. Somit kann man auch immer nur die optimale Konfiguration mit den als variabel deklarierten Parametern erhalten. Die Einbeziehung weiterer Parameter würde sofort eine nochmalige Vervielfachung des Arbeitsaufwands bedeuten. Dabei kommt bei 3D-Geometrien erschwerend hinzu, dass zur Berechnung dieser auch vollständig dreidimensionale CFD-Rechnungen mit entsprechend hohen Rechenzeiten nötig sind.

Der Vorteil ist jedoch, dass man leichter gewisse Bedingungen „erzwingen“ kann, wie bestimmte geometrische Vorgaben, und die damit verbundenen Einbußen in Kauf nimmt. Dies ist bei den analytisch angesetzten Verfahren des Streamline-Tracings nicht ohne weiteres möglich, da die mathematischen Algorithmen, die den Berechnungen zugrunde liegen, dies in der Regel nicht zulassen. Das Busemann-Tool bietet hier zwar mehr Flexibilität hinsichtlich der verfügbaren Querschnittsgeometrien, gezielte Modifikationen bestimmter Gegebenheiten sind jedoch trotzdem kaum möglich.

Bei der Auslegung des REST-Einlaufs hat sich auch gezeigt, dass man mit den beim GRK-Konzept nötigen aerothermodynamischen Bedingungen an die Grenzen des Auslegungsverfahrens gelangt. Dieses ist in erster Linie auf Systemkonzepte mit einem Vorkörper, der bereits einen beträchtlichen Teil der Verdichtung erreicht, ausgerichtet und somit vor allem für Einläufe mit niedrigeren Kompressionsverhältnissen von  $\Pi_{st} < 20$  geeignet. Bei dem hier vorgegebenen hohen Verdichtungsverhältnis von  $\Pi_{st} \approx 42,5$  ergeben sich bei einigen der Auslegungsschritte und -tools numerische Probleme. Dies betrifft insbesondere die Konstruktion des Kompressionsfeldes mit entsprechend hohen Winkeln sowie die viskose Korrektur, welche in zahlreichen Fällen zu nicht verwendungsfähigen Oberflächenkonturen führte.

Das größte Problem liegt jedoch darin, dass sich die von den Auslegungstools prognostizierten Leistungsvermögen der Einläufe von den mit TAU ermittelten Werten enorm unterscheiden. Bei REST-Einläufen können mit einer viskosen Analyse streamthrust-gemittelte Werte für die Druck- und Temperaturverhältnisse und die Machzahl im Austrittsquerschnitt des Kompressionsfeldes nach dem in [47] oder [95] beschriebenen Verfahren berechnet werden. Außerdem werden diese Werte nach dem Verschmelzen der verschiedenen Formen des Einlaufs für die reibungsfreie Kontur angegeben (für die viskose Kontur wird dies nicht gemacht, da davon ausgegangen wird, dass durch die viskose Korrektur die Geometrie lediglich so angepasst wird, dass sie im Fall der realen, reibungsbehafteten Strömung genau die Werte des reibungsfreien Falls liefert). Das Busemann-Tool liefert lediglich eine Prognose über das Verdichtungsverhältnis des zugrunde gelegten Strömungsfeldes. Der Vergleich der prognostizierten Werte mit den Werten aus der TAU-Rechnung ist in Tabelle 7.2 angegeben.

	Auslegungsschritt	$\Pi_{st}$	$\psi_{st}$	$Ma_{Bk}$
REST	Strömungsfeld (viskose Analyse)	60,1	11,2	3,25
	gelofteter Einlauf	31,7	2,89	4,35
	TAU	39,1	3,71	3,52
Busemann	Strömungsfeld	30,6	n/a	n/a
	TAU	37,2	3,5	3,72

Tab. 7.2: Vergleich der Leistungsparameter der Auslegungstools mit den Ergebnissen der TAU-Rechnungen

Wie man sieht, sind die Diskrepanzen sehr hoch, besonders diejenigen zwischen der viskosen Analyse des Strömungsfeldes und der TAU-Rechnung beim REST-Einlauf. Auch die für den gelofteten Einlauf prognostizierten Werte liegen beim Druck- und Temperaturverhältnis jeweils etwa 20% zu niedrig.

Bei der Auslegung der REST-Konfiguration im Rahmen der vorliegenden Arbeit war dies zwar nur ein untergeordnetes Problem, da im Vordergrund stand, einen Einlauf zu entwerfen, bei dem die geometrischen Verhältnisse möglichst ähnlich denen des 3D-Einlaufs sind. Würde man jedoch versuchen, einen Einlauf mit einem derartigen Verdichtungsverhältnis zu entwerfen, ohne genaue geometrische Vorgaben zu haben, wie in diesem Fall das Kontraktionsverhältnis oder irgendwelche sonstigen Anhaltspunkte, an denen man sich orientieren kann, müsste für jede Geometrie mit CFD überprüft werden, wie groß die Abweichungen von den prognostizierten Werten sind und ob der Einlauf auch tatsächlich geeignet wäre. Somit bestünde auch hier ein enormer Rechenaufwand mit zahlreichen Iterationen des Auslegungsprozesses und anschließender Nachrechnung der Geometrie.

Das Busemann-Tool schneidet in dieser Hinsicht etwas besser ab, auch wenn das prognostizierte Druckverhältnis des Programms von demjenigen aus CFD immer noch um fast 18% abweicht. Hier ist jedoch zu beachten, dass viskose Effekte keine Berücksichtigung finden. Neben der größeren Variabilität hinsichtlich der möglichen Querschnittsflächen bietet das Tool jedoch auch den Vorteil, dass durch die Möglichkeit der Berechnung der Busemann-Kennfelder umfassende Datensätze zur Konstruktion der zugrunde liegenden Strömungsfelder vorhanden sind, auf deren Basis diese sowie die gesamte Geometrie einfacher an Ergebnisse aus einer vorherigen Iteration angepasst werden können. Bei den REST-Tools hingegen ist eine einfache Adaption des Strömungsfeldes und Neubestimmung einer angepassten Geometrie deutlich aufwändiger und in der Regel auch kein geradliniger Prozess, sondern verlangt auch die Anpassung weiterer Parameter.

Insgesamt ist der Ansatz des Streamline-Tracings auf Basis von Busemann-Strömungsfeldern als hoffnungsvoller anzusehen. Die REST-Methode ist in ihrer jetzigen Form für Einläufe mit hohen Verdichtungsverhältnissen nur bedingt einsatzfähig. Das Busemann-Tool, obgleich noch nicht ausgereift, bietet hier die besseren Optionen, verschiedene Gegebenheiten zu berücksichtigen, und ermöglicht es vor allem auch, deutlich kompaktere Einlaufgeometrien zu entwerfen. Dennoch war es mit keiner der beiden Methoden möglich, die systemtechnischen Gegebenheiten für den 3D-Einlauf einzuhalten. Für die Zukunft sollte der Ansatz der Busemann-Einläufe dennoch weiterverfolgt und erweitert werden, insbesondere, was eine viskose Korrektur und weitere Variabilität hinsichtlich der verwendbaren Formen betrifft. Die Möglichkeit, sowohl Fang- als auch Brennkammerquerschnitt festlegen zu können, wäre dabei ein wichtiger Punkt, da aus Systemsicht oft beide Querschnitte vorgegeben sind, um eine stabile Verbrennung einerseits und andererseits eine konfliktfreie Integration des Scramjet-Triebwerks in das entsprechende Fahrzeug zu ermöglichen. REST-Einläufe bieten zwar bereits diese Möglichkeit, und Einläufe mit rechteckigen Fangquerschnitten erlauben im Allgemeinen auch eine einfachere Integration des Triebwerks in das Flugzeug und sind damit gegenüber der hier behandelten Busemann-Konfiguration sowie dem GK-3D-Einlauf im Vorteil. Allerdings sind diese Tools auch vollständig auf diese beiden Querschnitte und deren Verschmelzung festgelegt und somit für zahlreiche Konfigurationen dennoch ungeeignet.

# 8 Zusammenfassung und Ausblick

## 8.1 Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden umfangreiche Untersuchungen an Scramjet-Einläufen mit hohen Verdichtungsverhältnissen durchgeführt, wobei der Schwerpunkt darin lag, den Übergang von vormals vorherrschenden zweidimensionalen zu dreidimensionalen Geometrien zu erreichen. Dazu wurde zunächst der bestehende zweidimensionale Doppelrampen-Einlauf GK-01 der ersten Leitkonfiguration des Graduiertenkollegs modifiziert, um mit diesem Erkenntnisse über verschiedene Aspekte zu erlangen, auf die bei der Auslegung einer neuen, vollständig dreidimensionalen Einlaufgeometrie besonderes Augenmerk gelegt werden muss. Dies betraf insbesondere die aerodynamischen und aerothermodynamischen Auswirkungen durch zusätzliche Seitenwandkompression sowie Veränderungen beim Innenkontraktionsverhältnis des Einlaufs. Basierend auf diesen Erkenntnissen wurde mittels einer Parameterstudie die Einlaufgeometrie der neuen dreidimensionalen Gesamtkonfiguration des Graduiertenkollegs festgelegt. Das Betriebsverhalten des auf Basis dieser Parameterstudie entwickelten und gefertigten Einlaufmodells GK-3D wurde anschließend im Hyperschallwindkanal H2K der Abteilung Überschall- und Hyperschalltechnologien des DLR in Köln eingehend an unterschiedlichen Betriebspunkten und bei verschiedenen Bedingungen experimentell untersucht.

Die Modifikationen des GK-01-Modells für die Voruntersuchungen zur Auslegung des neuen Einlaufs umfassten die Integration von Seiteneinsätzen mit gepfeilten, angestellten Kompressionsflächen, mit denen die Breite des Isolators analog zu früheren Untersuchungen auf  $b_{Iso} = 80$  mm und 70 mm verengt werden kann. Außerdem wurde die Haube des Einlaufs derart modifiziert, dass die Lippe um bis zu  $\Delta x_L = 40$  mm stromauf verlängert werden kann. Somit bestand die Möglichkeit, die Einflüsse von Seitenwandkompression im externen und im internen Bereich des Einlaufs bei unterschiedlichen Innenkontraktionsverhältnissen zu untersuchen. Die Veränderung der Innenkontraktion war dabei vor allem nötig, um zu erwartende Massenstromverluste aufgrund veränderter Stoßlagen im externen Bereich, bedingt durch die Interaktion der Seitenwand- und Rampenstöße, auszugleichen. Die Strömung wurde dabei mittels der bereits im Modell vorhandenen Messtechniken untersucht: Wanddruckbohrungen entlang der Mittellinie, Messung der Pitotdrücke am Isolatoraustritt und daraus die Ableitung der Machzahlverteilung, Massenflussmessungen mit einer Kegeldrossel sowie die Evaluierung der Wärmelasten auf den externen Verdichtungsrampen mittels IR-Thermografie. Zusätzlich wurde die Strömung im Isolatorbereich durch Schattenaufnahmen visualisiert.

Mit diesen Versuchen konnte gezeigt werden, dass sich das Startverhalten durch die dreidimensionalen Interaktionen im Bereich der externen Rampen, vor allem die Stoß-Wirbel-Wechselwirkungen des zweiten Rampenstoßes mit den durch die Seitenwandkompression induzierten Eckenwirbeln, enorm verschlechtert. Durch die Seitenwandstöße sind die Eckenwirbel deutlich stärker und werden durch die Interaktion mit dem zweiten Rampenstoß nochmals enorm verstärkt, wodurch die Strömung in weiten Teilen der externen Rampen ablöst. Diese Änderungen der Strömungsstruktur waren dabei vor allem aus den IR-Messungen ersichtlich und wurden unter Zuhilfenahme von numerischen Ergebnissen interpretiert. Weiterhin lieferten die IR-Messungen wertvolle Daten hinsichtlich der aufgrund dieser Interaktionen auftretenden Wärmelasten und deren Berücksichtigung bei der Auslegung entsprechender Kühlkonzepte. Da das verschlechterte Startverhalten bei externer Seitenwandkompression verhinderte, die Massenstromverluste auszugleichen, konnte keine oder nur eine sehr geringfügig höhere Verdichtung erzielt werden. Die Effizienz nahm dabei durch die zusätzlichen Interaktionen ab. Im 2D-Fall und den Fällen mit interner Seitenwandkompression konnte der Einlauf auch bei sehr hohen Innenkontraktions-

verhältnissen noch gestartet werden. Die Interaktion des zweiten Rampenstoßes mit der Grenzschicht der Haubenoberfläche und dadurch induzierte Ablösung zeigte in diesen Fällen keine negativen Auswirkungen auf das Betriebsverhalten. Die Wirkungsgrade, sowie die Totaldruck-, Verdichtungs- und Massenstromverhältnisse konnten dabei jeweils deutlich gegenüber der Grundkonfiguration gesteigert werden. Dabei brachte die Seitenwandkompression bedeutsame Zugewinne bei der Verdichtung gegenüber dem 2D-Fall, jedoch Einbußen beim Totaldruckverhältnis und Wirkungsgrad der kinetischen Energie.

Für die Auslegung des neuen Einlaufs wurde basierend auf diesen Ergebnissen eine Konfiguration mit einer Einfachrampe und konvergierenden, gepfeilten, aber nicht angestellten Seitenwänden ausgewählt. Das neue GRK-Brennkammerkonzept mit einer rechteckigen Brennkammer mit einem Querschnitt von  $b_{Bk} = 65$  mm und  $h_{Bk} = 40$  mm wurde dafür übernommen. Damit wurden unter Berücksichtigung der aerothermodynamischen Vorgaben bedingt durch den Trajektorienpunkt und praktische Erwägungen verschiedene Parameter identifiziert, aus deren Variation mittels CFD-Rechnungen die optimale Einlaufgeometrie gefunden wurde. Im Vorfeld dieser Parameterstudie wurden geeignete numerische Methoden entwickelt, um die große Zahl an nötigen Rechnungen mit möglichst hoher Verlässlichkeit und Effizienz durchführen zu können. Dazu wurde der DLR-Code TAU in Verbindung mit der Gittergenerierungssoftware Centaur verwendet.

Für die optimale Konfiguration wurden Seitenwandwinkel von  $\delta_{SW} = 7^\circ$  (Winkel der Seitenwand zur Symmetrieebene des Einlaufs, d.h. der Gesamt-Konvergenzwinkel der Seitenwände beträgt  $2\delta_{SW} = 14^\circ$ ) und ein Rampenwinkel von  $\theta_R = 8^\circ$  bestimmt. Die Einlaufänge bis zum Ende der Kompressionsrampen beträgt  $L_E = 550$  mm und die Isolatorlänge wurde zu  $L_{Iso} = 100$  mm festgelegt, so dass sich eine Gesamtlänge des Einlaufbereichs bis zur Schnittstelle mit der Brennkammer von 650 mm ergibt. Da sich im Verlauf der Auslegung zeigte, dass es nicht möglich sein wird, eine fixe Einlaufgeometrie zu erlangen, deren Innenkontraktion niedrig genug ist, um das Starten des Einlaufs zu garantieren und gleichzeitig kein zu großes Spillage zuzulassen, wurde eine mittels eines Hydraulikzylinders verschiebbare Lippe als Startmechanismus integriert. Aufgrund enormer Wirbelbildung im Einlauf, die durch die Eckenströmungen induziert werden, wurden sämtliche Ecken mit Radien versehen. Auch die Expansionskante am Übergang der Rampe in den Halsbereich wurde mittels eines sehr großen Radius in eine Expansionsfläche umgewandelt. Bei der experimentellen Untersuchung des auf Basis der Parameterstudie ausgelegten Windkanalmodells GK-3D wurde neben den bereits genannten Messmethoden ein neuer kreuzförmiger Druckmessrechen entwickelt, der neben Pitotröhrchen auch statische Drucksonden besitzt, um die Isolatorströmung besser erfassen zu können. Dieser ermöglicht insbesondere die genauere Ermittlung von Machzahlprofilen.

Bei der Untersuchung des Betriebsverhaltens des neuen GK-3D-Einlaufs im H2K wurden verschiedene Betriebsparameter variiert. Zur Untersuchung des Leistungsvermögens an unterschiedlichen Betriebspunkten und zur Identifizierung der Betriebsgrenzen wurden unterschiedliche Brennkammer-Gegendrücke auf den Einlauf aufgeprägt. Die Gegendrücke, die etwaige Druckschwankungen der Brennkammer nachstellen sollen, wurden dabei mit einer Drossel erzeugt, die auch zur Bestimmung der Massenflüsse dient. Die Betriebsgrenzen ergaben sich dabei als die maximalen Gegendrücke, bei denen im Einlauf noch eine stationäre Strömung herrscht, bevor eine weitere Gegendruckerhöhung das Blockieren der Einlaufströmung verursacht. Außerdem wurden Änderungen der Fluglage durch Einstellung von Anstell- und Schiebewinkeln sowie der Flugtrajektorie durch Variation der Reynoldszahl der Anströmung, was bei gleichbleibender Machzahl einer Änderung der Flughöhe gleichkommt, untersucht. Die verwendeten Testbedingungen simulierten Flüge bei  $Ma = 7$  in Höhen von 25 km und 30 km, wobei letztere den hauptsächlich untersuchten Fall darstellt. Für die Flugbahnwinkel wurden in Anbetracht der angedachten Verwendung des Einlaufs als Teil der Gesamtkonfiguration für einen hypothetischen Flugversuch mit parabolischem Wiedereintritt hohe Werte von jeweils bis zu  $6^\circ$  ausgewählt. Außerdem wurde das Startverhalten des Einlaufs mittels der verfahrbaren Haube untersucht. Diese Untersuchung lieferte das Ergebnis, dass die Grenze der Selbststartfähigkeit bei diesem Einlauf gleichauf mit Erfahrungswerten von anderen 3D-Einläufen liegt.

Wie bereits in den Voruntersuchungen gab es bei Fällen, in denen der Rampenstoß unter die Haube geht, keine negativen Auswirkungen durch die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung, die dann an der Haubenoberfläche stattfindet. Konfigurationen, bei denen dies der Fall war, schnitten hinsichtlich der Betriebsgrenzen und Leistungsparameter sogar besser ab als diejenigen, in denen der Rampenstoß vorbeigeht und etwas Spillage zugelassen wird. Als optimale Konfiguration erwies sich die Lippenposition  $x_L = 300$  mm, also der Fall, bei dem Lippe so weit wie möglich nach vorne gefahren und die Innenkontraktion somit maximal war. Bei dieser Konfiguration waren die Leistungsparameter am höchsten und gleichzeitig auch der Betriebsbereich am größten, d.h. dass das maximale Gegendruckverhältnis für diese Konfiguration am stärksten gesteigert werden konnte. Hier hat es den Anschein, dass der interne Bereich des Einlaufs komplett als Isolator funktioniert, auch derjenigen Bereich, der stromauf des engsten Querschnitts liegt. Durch die größere Länge, die damit für den Shock-train zur Anpassung an den Gegendruck zur Verfügung steht, kann somit auch ein höherer Gegendruck toleriert werden. Eine selbststartende Konfiguration mit fester Haubenposition schnitt zwar hinsichtlich des maximal möglichen Gegendrucks deutlich schlechter ab, lag aber beim Leistungsvermögen noch auf einem Level, das erwarten lässt, dass der Einlauf die nötigen Bedingungen zur Zündung und stabilen Verbrennung erreichen kann.

Das Verhalten der Strömung ist bei allen Konfigurationen ohne Anliegen von Flugbahnwinkeln ähnlich gelagert. Der Gegendruck macht sich zunächst nur auf der Rampenseite bemerkbar, bevor sich auf der Haubenseite nach einer sprunghaftigen Änderung der Strömungsstruktur jeweils ein großes Unterschall- und Ablösegebiet bildet. Liegt ein Anstell- oder Schiebewinkel vor, ist das Verhalten zwar weiterhin ähnlich, das bedeutet, dass sich zunächst nur in kleinen Teilbereichen des Isolatorquerschnitts der Druckanstieg bemerkbar macht und an gewissen Punkten schlagartige Änderungen der Strömungsstruktur im gesamten Isolatorbereich vorstättengehen, die stets mit der Bildung großer Unterschall- und Ablösegebiete einhergehen. Jedoch bilden sich diese Gebiete bei unterschiedlichen Flugbahnwinkeln auch in unterschiedlichen Bereichen aus.

Wichtiger als die Veränderungen der Strömungsstruktur sind jedoch die Auswirkungen auf die Betriebsparameter, besonders die Verdichtungsverhältnisse und die eingefangenen Massenströme, da sich die effektiven Kompressionswinkel der Rampe und der Seitenwände sowie der Fangquerschnitt durch die Flugbahnwinkel verändern. Vor allem positive Anstellwinkel, durch die sowohl der Rampenwinkel wie auch der Fangquerschnitt verringert werden, sind dabei als kritisch zu betrachten. Dies wurde durch die Experimente bestätigt. Bei Anstellwinkeln von  $\alpha = +6^\circ$  ist anzuzweifeln, ob der eingefangene Massenstrom und die erzielte Verdichtung noch ausreichen, um einen ordnungsgemäßen Betrieb des Gesamtsystems zu garantieren. Anliegende Schiebewinkel hatten hierbei weniger stark ausgeprägte Einflüsse hinsichtlich des Betriebsverhaltens. In nahezu allen Fällen schnitt auch bei Anliegen verschiedener Flugbahnwinkel die Konfiguration mit  $x_L = 300$  mm besser ab als die des Design-Punkts mit  $x_L = 330$  mm, bei der im Fall des stationären Flugs Shock-on-lip herrscht.

Die Variation der Reynoldszahl lieferte bezüglich der Leistungsparameter des Einlaufs nur geringe Einflüsse. Die Grenze des Betriebsbereichs verschob sich zu deutlich geringerer Drosselung der Strömung. Allgemein fanden die Änderungen der Strömung bereits früher und schneller statt. Ablösung und Unterschallgebiete waren in diesen Fällen praktisch nicht zu erkennen, da die Strömung bei starken Änderungen der Strömungsstruktur unmittelbar blockierte. Die Bestimmung der Wärmelasten der externen Rampe zeigte, dass die jeweiligen Spitzen in erster Linie durch die Eckenströmungen bedingt und damit auch durch Änderungen der Strömungsbedingungen beeinflusst werden. Andere Parameter wie die Reynoldszahl haben dabei eher untergeordneten Einfluss. Über das Transitionsverhalten lieferten die IR-Untersuchungen keinen Einblick. Es ist jedoch davon auszugehen, dass auch dieses maßgeblich von den Eckenströmungen beeinflusst wird.

Abschließend wurden alternative Auslegungsmethoden im Vergleich zur in dieser Arbeit verwendeten Auslegungsstrategie mittels einer CFD-Parameterstudie betrachtet. Als Vergleich wurden die Streamline-Tracing-Prozeduren für REST-Einläufe sowie Einläufe auf Basis von Busemann-Strömungen herangezogen. Erstere erwiesen sich für hohe Verdichtungsverhältnisse als nicht, bzw. nur sehr eingeschränkt tauglich.

Zum einen ist die Prozedur in derartigen Fällen aufgrund der starken Stoß-Grenzschicht-Interaktionen und der Art und Weise, wie diese bei der Auslegung berücksichtigt werden, erheblich erschwert. Außerdem werden solche Einläufe extrem lang, im aktuellen Fall wäre die Einlaufgeometrie zu lang für die angedachte Verwendung als Teil der GRK-Gesamtanordnung. Die Möglichkeiten mittels Busemann-Strömungsfeldern zeigen deutlich größeres Potenzial. Hier war es möglich, einen Einlauf zu entwickeln, der zwar länger als der GK-3D-Einlauf ist, jedoch bedeutend kompakter als der REST-Einlauf. Bezüglich des Leistungsvermögens schnitt dieser Einlauf bei vergleichbaren Flächenverhältnissen etwas schlechter ab als die anderen beiden, die in etwa gleichauf lagen. Die Wirkungsgrade waren bei der Busemann-Konfiguration jedoch am höchsten. Mit entsprechenden Erweiterungen, die im Anschluss näher erläutert werden, verspricht dieses Auslegungsverfahren zu einer guten Möglichkeit zu werden, mit geringem Arbeitsaufwand sehr effiziente Einlaufgeometrien auslegen zu können.

## 8.2 Ausblick für zukünftige Arbeiten

In Anbetracht der Erfahrungen aus der vorliegenden Arbeit sind mehrere Empfehlungen zu zukünftigen Arbeiten auszusprechen, zum einen speziell zu weiteren Untersuchungen mit dem hier entwickelten GK-3D-Einlauf und zum anderen allgemein zu weiteren Forschungen im Bereich von dreidimensionalen Einlaufgeometrien.

Möglichkeiten für zusätzliche Arbeiten mit dem GK-3D-Modell betreffen die folgenden Fragestellungen:

- Erweiterung der experimentellen Datenbank durch Untersuchung weiterer Modellkonfigurationen und Betriebspunkte:
  - Einfluss der Lippengeometrie: Durch diese kann die Interaktion der Rampenstoßstruktur mit der Grenzschicht der Haubenoberfläche maßgeblich beeinflusst werden, wenn diese von der Haube eingefangen wird. Besonders interessant sind dabei Fälle, bei denen dieser Stoß nur in Teilbereichen der Lippe eingefangen wird.
  - Betriebsverhalten bei Off-Design-Bedingungen, besonders bei abweichenden Machzahlen: Vor allem für die hypothetische Flugkonfiguration ist von großem Interesse, wie sich das Leistungsvermögen und das Strömungsfeld des Einlaufs verändern, wenn sich durch unvorhergesehene Ereignisse wie Fehlfunktionen am Versuchsträger starke Änderungen der Trajektorie ergeben. Besonders das Verhalten des Einlaufs bei niedrigeren Flugmachzahlen ist hierbei relevant.
  - Transitionsverhalten und instationäre Strömungsphänomene: Mittels hochfrequenter Drucksensoren und PCB-Sensoren könnte versucht werden, genauere Erkenntnisse über Stoßfluktuationen, besonders bei Erhöhung des Gegendrucks, und das Transitionsverhalten zu erlangen.
- Verbesserung der Massenstrombestimmung durch Modifikationen an der Drossel: Durch den Einbau eines Gleichrichters und zusätzlicher Messstellen für Druck und Temperatur in der Beruhigungskammer vor der Drossel könnte eine verlässlichere Messung der Massenströme auch bei geringer Drosselung erreicht werden.
- Verbesserung der Möglichkeiten der Strömungsvisualisierung: Aufgrund der Geometrie ist der optische Zugang stark eingeschränkt und die Vorgänge im Isolator erwiesen sich bei den verwendeten Strömungsbedingungen mittels herkömmlicher Schlierentechnik als schwer zu erfassen. Daher sollten Optionen für eine verbesserte Sichtbarmachung der Strömung geprüft werden, wie z.B. Laserschnittverfahren oder PIV (Particle Image Velocimetry). Diese könnten insbesondere im externen Bereich der Rampen eine verbesserte Erfassung der Strömung und dort auftretender Phänomene wie Stoß-Stoß- und Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen, Wirbelbildung und Transition ermöglichen. Auch mittels Ölfilm-Bildern ließe sich die Strömung, genau gesagt die Strömungsstruktur auf der Oberfläche, im Bereich der externen Rampen visualisieren.

Bezüglich der Verbesserung der Strömungsvisualisierung ist einschränkend zu sagen, dass dies durch die optischen Verhältnisse mit Schwierigkeiten und evtl. hohem Modifikationsbedarf am Einlaufmodell

verbunden ist. Es ist jedoch möglich, durch den modularen Aufbau des Gesamtmodells einzelne Baugruppen des Einlaufs zu ersetzen mit neuen Komponenten, die für ein bestimmtes Messverfahren entwickelt werden, z.B. mit zusätzlichen optischen Fenstern oder der Möglichkeit der Einkopplung von Laserstrahlen.

Im Bereich der Forschung mit dreidimensionalen Einläufen allgemein sollte ein Schwerpunkt in den Auslegeverfahren liegen. Wie in Kapitel 7 dargelegt, bietet die hier angewandte Auslegungsstrategie zwar zahlreiche Vorteile, besonders hinsichtlich der Flexibilität bei der Festlegung der Geometrie, bringt jedoch enormen Arbeitsaufwand mit sich. Eine Weiterentwicklung fortschrittlicher Auslegungsmethoden, besonders des Streamline-Tracings, erscheint daher sinnvoll, besonders mit dem Schwerpunkt bei den hier vorhandenen hohen Verdichtungsverhältnissen. Mit dem Auslegungstool für streamline-traced Einläufe basierend auf Busemann-Strömungen steht dazu bereits ein verheißungsvoller Ansatz zur Verfügung, der gegenüber der ebenfalls angewandten Auslegeprozedur für REST-Einläufe die besseren Möglichkeiten verspricht.

Es bestehen jedoch noch zwei entscheidende Nachteile: Es fehlt eine viskose Korrektur zur Berücksichtigung der Grenzschichteffekte im Einlauf, und es ist nicht möglich, sowohl den Fangquerschnitt als auch den Brennkammerquerschnitt zu definieren und die erste Form mittels Lofting in die zweite überzuführen. Aufgrund der starken Interaktionen zwischen Flugkörper und Antrieb im Hyperschall ist es jedoch oftmals nötig, beide Querschnitte kontrollieren zu können, um eine effiziente und stabile Verbrennung einerseits und eine konfliktfreie Integration des Antriebs in den Flugkörper andererseits zu ermöglichen. Außerdem sollten verlässlichere Methoden zur Prognose des Leistungsvermögens der erlangten Einlaufgeometrie entwickelt werden, da diese bei beiden Auslegungstools erheblich von den mit CFD ermittelten Werten abweichen.

# Literaturverzeichnis

- [1] Equations, Tables, and Charts for Compressible Flow / Ames Aeronautical Laboratory. Moffett Field, CA, USA (Report NACA-TR-1135). – Forschungsbericht
- [2] DIN 1952 - Durchflussmessung mit Blenden, Düsen und Venturirohren in voll durchströmten Rohren mit Kreisquerschnitt / DIN Deutsches Institut für Normung e.V. Berlin : Beuth Verlag, 1982 (DK 532.57:681.121.8:621.644.2:001.4:003.62). – Deutsche Norm (VDI-Durchflussmessregeln)
- [3] Pressure Systems 8400 Users Manual. Pressure Systems Inc., 1991. – Bedienungsanleitung
- [4] ThermaCam SC-3000 Users Manual / FLIR Systems. Portland, OR, 1999. – Bedienungsanleitung
- [5] *VEGA - The Small Launcher for Europe*. European Space Agency (ESA), 2005 (ESA BR-257)
- [6] CATIA Version V5 R16 Users Manual / Dassault Systems. 2008. – Benutzerhandbuch
- [7] TAU-Code User Guide, Release 2009.2.0 / Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrttechnik (DLR) e.V. Braunschweig, 2009. – Forschungsbericht
- [8] TAU-Python Interface Guide for Release 2009.2.0 / Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrttechnik (DLR) e.V. Braunschweig, 2009. – Forschungsbericht
- [9] Technical Documentation of the DLR TAU-Code Release 2009.2.0 / Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrttechnik (DLR) e.V. Braunschweig, 2009. – Forschungsbericht
- [10] Test-Matrix Results for TAU-Release-2009.2.0 / Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrttechnik (DLR) e.V. Braunschweig, 2009. – Forschungsbericht
- [11] ALVI, F. S. ; SETTLES, G. S.: Physical Model of the Swept Shock Wave/Boundary-Layer Interaction Flowfield. In: *AIAA Journal* 30 (1992), Nr. 9, S. 2252–2258
- [12] AMUNDSEN, Ruth M. ; LEONARD, Charles P. ; BRUCE III., Walter E.: Hyper-X Hot Structures Comparison of Thermal Analysis and Flight Data. In: *Fifteenth Annual Thermal and Fluids Analysis Workshop (TFAWS)*. Pasadena, CA, USA, August 2004
- [13] ANDERSON, Bernhard H.: Design of Supersonic Inlets by a Computer Program Incorporating the Method of Characteristics / NASA Lewis Research Center. Cleveland, OH, USA, 1969 (NASA TN D-4960). – Forschungsbericht
- [14] ANDERSON, John D. jr.: *Computational Fluid Dynamics*. New York, NY, USA : McGraw-Hill, 1995. – ISBN 978-0070016859
- [15] ANDERSON, John D. jr.: *Modern Compressible Flow with Historical Perspective*. 3. New York, NY, USA : McGraw-Hill, 2004. – ISBN 007-124136-1
- [16] ANDERSON, John D. jr. ; SCHETZ, Joseph A. (Hrsg.): *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics*. 2. Reston, VA : AIAA Education Series, 2006. – ISBN 1-56347-780-7
- [17] ANDERSON, John D. jr.: *Fundamentals of Aerodynamics*. 4. New York, NY : McGraw-Hill, 2007. – ISBN 007-125408-0

- [18] AUGENSTEIN, B. W. ; HARRIS, E. D.: *The National Aerospace Plane (NASP): Development Issues for the Follow-on Vehicle*. RAND, 1993. – ISBN 0-8330-1342-4
- [19] AULT, David A. ; WIE, David M. van: Experimental and Computational Results for the External Flowfield of a Scramjet Inlet. In: *Journal of Propulsion and Power* 10 (1994), Nr. 4, S. 533–539
- [20] AZIZ, Saduman ; KAVSAOGLU, Mehmet S. ; KAYNAK, Ünver: Effects of Wall to Stagnation Temperature Ratio on Hypersonic Corner Flows. In: *35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. Toronto, Kanada, Juni 2005 (AIAA-2005-5141)
- [21] BALL, K. O. W.: Wall Temperature Effect on Incipient Separation. In: *AIAA Journal Technical Notes* 5 (1967), Dezember, Nr. 12, S. 2283–2284
- [22] BARGER, Raymond L.: A Procedure for Designing Forebodies with Constraints on Cross-Section Shape and Axial Area Distribution / NASA Langley Research Center. Hampton, VA, USA, 1981 (NASA TP-1881). – Forschungsbericht
- [23] BAUER, Gerd ; NEUMANN, Sven O.: Thermodynamik III - Wärmestrahlung / Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt (ITLR), Universität Stuttgart. 2005. – Vorlesungsskript
- [24] BENDA, Stefanie: Lufteinlauf für einen Staustrahlantrieb mit Überschallverbrennung - Auslegung und Windkanaluntersuchungen bei Anströmmachzahlen von  $M = 5.3, 6$  und  $7$  ohne und mit Brennstoffeinblasung / Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule (RWTH) Aachen. 2003. – Diplomarbeit
- [25] BERRY, Scott A. ; AUSLENDER, Aaron H. ; DILLEY, Arthur D. ; CALLEJA, John F.: Hypersonic Boundary-Layer Trip Development for Hyper-X. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 38 (2001), Nr. 6, S. 853–864
- [26] BERRY, Scott A. ; DiFULVIO, Michael ; KOWALKOWSKI, Matthew K.: Forced Boundary-Layer Transition on X-43 (Hyper-X ) in NASA LaRC 20-Inch Mach 6 Air Tunnel / NASA Langley Research Center. 2000 (NASA TM-2000-210316). – Forschungsbericht
- [27] BERTIN, John J. ; PRZEMIENIECKI, J. S. (Hrsg.): *Hypersonic Aerothermodynamics*. Washington, D.C. : AIAA Education Series, 1994. – ISBN 1-56347-036-5
- [28] BILLIG, Frederick S.: Research on Supersonic Combustion. In: *30th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, NV, USA, 1992 (AIAA-1992-0001)
- [29] BILLIG, Frederick S.: SCRAM - A Supersonic Combustion Ramjet Missile. In: *29th AIAA/SAE/ASME/ASEE Joint Propulsion Conference*. Monterey, CA, USA, 1993 (AIAA-1993-2329)
- [30] BILLIG, Frederick S.: Supersonic combustion ramjet missile. In: *Journal of Propulsion and Power* 11 (1995), November, Nr. 6, S. 1139–1146. – URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/3.23952>. – ISSN 0748-4658
- [31] BILLIG, Frederick S. ; KOTHARI, Ajay P.: Streamline Tracing : Technique for Designing Hypersonic Vehicles. In: *Journal of Propulsion and Power* 16 (2000), Nr. 3, S. 465–471
- [32] BISSINGER, Norbert C. ; KOSCHEL, Wolfgang W. ; SACHER, Peter W. ; WALTHER, Rainer: SCRAM-Jet Investigations Within the German Hypersonics Technology Program (1993-1996). In: CURRAN, E. T. (Hrsg.) ; MURTHY, S. N. B. (Hrsg.): *Scramjet Propulsion. Progress in Astronautics and Aeronautics* Bd. 189. Reston, VA, USA : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2000, S. 119–158. – ISBN 1-56347-322-4

- [33] BOYCE, Russell R. ; TIRTEY, Sandy C. ; BROWN, Laurie ; CREAGH, Michael ; OGAWA, Hideaki: SCRAMSPACE : Scramjet-based Access-to-Space Systems. In: *17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. San Francisco, CA, USA, April 2011 (AIAA-2011-2297)
- [34] BRAMKAMP, F. ; LAMBY, Ph. ; MÜLLER, S.: An adaptive multiscale finite volume solver for unsteady and steady state flow computations. In: *Journal of Computational Physics* 197 (2004), Juli, Nr. 2, S. 460–490. – URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999103006478>. – ISSN 00219991
- [35] BUNING, Pieter G. ; WONG, Tin-Chee ; DILLEY, Arthur D. ; PAO, Jenn L.: Computational Fluid Dynamics Prediction of Hyper-X Stage Separation Aerodynamics. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 38 (2001), Nr. 6, S. 820–827
- [36] CAIN, T: Reconstructing the Hyshot flights. Neuilly-sur-Seine, France : NATO Research and Technology Organisation (RTO-EN-AVT-130, Paper 9), S. 9–1 – 9–18
- [37] CEBECI, Tuncer ; BRADSHAW, Peter: *Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer*. New York, NY : Springer New York, 1988 (Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer). – URL <http://www.springerlink.com/index/10.1007/978-1-4612-3918-5>. – ISBN 978-0-387-96821-6
- [38] CEBECI, Tuncer ; SMITH, Apollo M. O.: *Analysis of Turbulent Boundary Layers*. 3. New York, NY, USA : Academic Press, Inc., 1974. – ISBN 978-0121646509
- [39] CENTAURSOFT: Centaur Online Manual. URL <https://www.centaursoft.com/manual-introduction>, 2012. – abgerufen am 19.11.2012
- [40] COCKRELL, Charles E j. ; AUSLENDER, Aaron H. ; WHITE, Jeffrey A. ; DILLEY, Arthur D.: Aeroheating Predictions for the X-43 Cowl-Closed Configuration at Mach 7 and 10. In: *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, NV, USA, Januar 2002 (AIAA-2002-0218)
- [41] COCKRELL, Charles E. jr. ; ENGELUND, Walter C. ; BITTNER, Robert D. ; JENTIK, Tom N. ; DILLEY, Arthur D. ; FRENDI, Abdelkader: Methodology for the Hyper-X Flight Experiment Introduction. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 38 (2001), Nr. 6, S. 836–842
- [42] COOK, Stephen ; HUETER, Uwe: NASA's Integrated Space Transportation Plan - 3rd generation reusable launch vehicle technology update. In: *Acta Astronautica* 53 (2003), August, S. 719–728. – URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0094576503001139>. – ISSN 00945765
- [43] CURRAN, Edward T.: Scramjet Engines: The First Forty Years. In: *Journal of Propulsion and Power* 17 (2001), Nr. 6, S. 1138–1148
- [44] CURRAN, Edward T. ; MURTHY, S. N. B.: *Progress in Astronautics and Aeronautics*. Bd. 189: *Scramjet Propulsion*. Reston, VA : AIAA, 2000. – ISBN 1-56347-322-4
- [45] DAILEY, Charles L.: Supersonic Diffuser Instability. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 22 (1955), November, Nr. 11, S. 733–749
- [46] DAVIS, Mark C. ; WHITE, J. T.: X-43A Flight-Test-Determined Aerodynamic Force and Moment Characteristics at Mach 7.0. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 45 (2008), Mai, Nr. 3, S. 472–484. – URL <http://doi.aiaa.org/10.2514/1.30413>. – ISSN 0022-4650
- [47] DEBONIS, J. R. ; TREFNY, C. J. ; STEFFEN, C. J.: Inlet Development for a Rocket Based Combined Cycle, Single Stage to Orbit Vehicle Using Computational Fluid Dynamics / NASA Glenn Research Center. Cleveland, OH, USA, 1999 (NASA/TM-1999-209279). – Forschungsbericht

- [48] DELERY, John: Shock/Shock and Shock-Wave/Boundary-Layer Interactions in Hypersonic Flows / NATO AGARD (Advisory Group for Aerospace Research & Development), AGARD Report No. 761. Brüssel, 1988. – Forschungsbericht
- [49] DESSORNES, O. ; SCHERRER, D.: Tests of the JAPHAR dual mode ramjet engine. In: *Aerospace Science and Technology* 9 (2005), April, Nr. 3, S. 211–221. – URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1270963805000155>. – ISSN 12709638
- [50] DOLVIN, Douglas J.: Hypersonic International Flight Research and Experimentation (HIFiRE) - Fundamental Sciences and Technology Development Strategy. In: *15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Dayton, OH, USA, April 2008 (AIAA-2008-2581)
- [51] DOLVIN, Douglas J.: Hypersonic International Flight Research and Experimentation - Technology Development and Flight Certification Strategy. In: *16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Bremen, Germany, November 2009 (AIAA-2009-7228)
- [52] DRIEST, E. R. van: Turbulent Boundary Layer in Compressible Fluids. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 18 (1951), Nr. 3, S. 145–160
- [53] DRIEST, E. R. van: Investigation of Laminar Boundary Layer in Compressible Fluids Using the Crocco Method / National Advisory Committee for Aeronautics. 1952 (NACA TN 2597). – Forschungsbericht
- [54] DUVEAU, Philippe ; HALLARD, R ; NOVELLI, P: Aerodynamic Performance Analysis of the Hypersonic Airbreathing Vehicle JAPHAR. In: *14th International Symposium on Airbreathing Engines (ISABE)*. Florenz, Italien, September 1999 (Paper ISABE 99-7286 5)
- [55] ECKELMANN, H.: *Einführung in die Strömungsmesstechnik*. Stuttgart : Teubner Studienbücher, 1997. – ISBN 3-519-02379-2
- [56] EDNEY, Barry E.: Effects of Shock Impingement on the Heat Transfer around Blunt Bodies. In: *AIAA Journal* 6 (1968), Nr. 1, S. 15–21
- [57] EGGERS, Thino ; SILVESTER, Todd B. ; PAULL, Allan ; SMART, Michael K.: Aerodynamic Design of Hypersonic Re-entry Flight HIFiRE 7. In: *16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Bremen, Germany, November 2009 (AIAA-2009-7256)
- [58] EMAMI, Saied ; TREXLER, Carl A. ; AUSLENDER, Aaron H. ; WEIDNER, John P.: Experimental Investigation of Inlet-Combustor Isolators for a Dual-Mode Scramjet at a Mach Number of 4 / NASA Langley Research Center. 1995 (NASA-TP-35). – Forschungsbericht
- [59] ENGELUND, Walter C. ; HOLLAND, Scott D. ; COCKRELL, Charles E. ; BITTNER, Robert D.: Propulsion System Airframe Integration Issues and Aerodynamic Database Development for the Hyper-X Flight Research Vehicle. In: *XIV ISOBAE*. Florenz, Italien, September 1999 (ISOABE 99-7215)
- [60] ENGELUND, Walter C. ; HOLLAND, Scott D. ; COCKRELL, Charles E. jr. ; BITTNER, Robert D.: Aerodynamic Database Development for the Hyper-X Airframe-Integrated Scramjet Propulsion Experiments. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 38 (2001), Nr. 6, S. 803–810
- [61] FALEMPIN, François ; SERRE, Laurent: French Flight Test Program LEA Status. In: *Advances on Propulsion Technology for High-Speed Aircraft*, NATO Research and Technology Organisation, 2008 (RTO-EN-AVT-185), S. 17–1 – 17–20

- [62] FALEMPIN, François ; BOUCHEZ, Marc ; SERRE, Laurent: Air-Breathing Propulsion for Future Space Launchers - Proposal for a Minimum R & T Program For Europe. In: *13th AIAA/CIRA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Capua, Italy, Mai 2005 (AIAA-2005-3362)
- [63] FALEMPIN, François ; SCHERRER, Dominique ; G., Laruelle ; ROSTAND, P. ; FRATACCI, G. ; SCHULTZ, J. L.: French Hypersonic Propulsion Program PREPHA - Results, Lessons and Perspectives. In: *8th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Norfolk, VA, USA, 1998 (AIAA-1998-1565). – URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.1998-1565>
- [64] FAULKNER, Robert F.: Integrated System Test of an Airbreathing Rocket (ISTAR). In: *10th AIAA/NAL-NASDA-ISAS International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference*. Kyoto, Japan, April 2001 (AIAA-2001-1812)
- [65] FERRI, Antonio ; NUCCI, Louis M.: The Origin of Aerodynamic Instability of Supersonic Inlets at Subcritical Conditions / National Advisory Committee for Aeronautics. 1951 (RM L50K30). – Forschungsbericht
- [66] FLETCHER, Edward a.: Scramjets and Surfboards: Some Forgotten History. In: *Journal of Propulsion and Power* 23 (2007), Januar, Nr. 1, S. 15–20. – URL <http://doi.aiaa.org/10.2514/1.21160>. – ISSN 0748-4658
- [67] FLOCK, Andreas: *Persönliche Kommunikation*. 2012
- [68] FRY, Ronald S.: A Century of Ramjet Propulsion Technology Evolution. In: *Journal of Propulsion and Power* 20 (2004), Nr. 1, S. 27–58
- [69] GAISBAUER, Uwe ; WEIGAND, Bernhard: Windkanaluntersuchungen eines Scramjet-Demonstratortriebwerks unter flugrelevanten Bedingungen, DFG-Einzelförderung, 2008 (GA 1332/1-1)
- [70] GAISBAUER, Uwe ; WEIGAND, Bernhard ; REINARTZ, Birgit U. ; KAU, Hans-Peter ; SCHRÖDER, Wolfgang: Research Training Group GKR 1095/1: Aero-Thermodynamic Design of a Scramjet Propulsion System. In: *18th International Symposium on Airbreathing Engines (ISABE)*. Peking, China, September 2007 (Paper 2007-1131)
- [71] GARDNER, A. ; HANNEMANN, Klaus ; STEELANT, Johan ; PAULL, Allan: Ground Testing of the HyShot Supersonic Combustion Flight Experiment in HEG and Comparison with Flight Data. In: *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Fort Lauderdale, FL, USA, 2004 (AIAA-2004-3345)
- [72] GARRISON, T J. ; SETTLES, G. S. ; NARAYANSWAMI, N. ; KNIGHT, D D. ; HORSTMAN, C. C.: Flowfield Surveys and Computations of a Crossing-Shock Wave/Boundary-Layer Interaction. In: *AIAA Journal* 34 (1996), Nr. 1, S. 50–56
- [73] GERHOLD, Thomas: Overview of the Hybrid RANS Code TAU. In: KROLL, Norbert (Hrsg.) ; FASSBENDER, Jens K. (Hrsg.): *MEGAFLOW - Numerical Flow Simulation for Aircraft Design* Bd. 89. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2005, Kap. 5, S. 81–92. – URL [http://dx.doi.org/10.1007/3-540-32382-1\\_5](http://dx.doi.org/10.1007/3-540-32382-1_5). – ISBN 978-3-540-24383-0
- [74] GERHOLD, Thomas ; HANNEMANN, Volker ; SCHWAMBORN, Dieter: On the Validation of the DLR-TAU Code. In: NITSCHKE, Wolfgang (Hrsg.) ; HEINEMANN, Hans-Joachim (Hrsg.) ; HILBIG, Reinhard (Hrsg.): *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics II* Bd. 72. Berlin, Heidelberg, 1999, S. 426–433. – ISBN 978-3-540-41552-7
- [75] GOLDBERG, Theodore J. ; HEFNER, Jerry N.: Starting Phenomena for Hypersonic Inlets with Thick Turbulent Boundary Layers at Mach 6 / NASA Langley Research Center. Hampton, VA, USA, 1971 (NASA TN D-6280). – Forschungsbericht

- [76] GOLDSMITH, E. L. ; SEDDON, J.: *Practical Intake Aerodynamic Design*. Oxford : Blackwell Scientific Publications, 1993. – ISBN 0-632-03103-4
- [77] GOLLAN, Rowan J. ; FERLEMANN, Paul G.: Investigation of REST-class Hypersonic Inlet Designs. In: *17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. San Francisco, CA, USA, April 2011 (AIAA-2011-2254)
- [78] GOONKO, Y. P. ; KHARITONOV, A. M. ; MAZHUL, I. I. ; ZVEGINTSEV, V. I. ; NALIVAICHENKO, D. G. ; CHIRKASHENKO, V. F.: Investigations of a Scramjet Model at Hypersonic Velocities and High Reynolds Numbers (AIAA-2002-5273)
- [79] GOONKO, Y. P. ; LATYPOV, A. F. ; MAZHUL, I. I. ; KHARITONOV, A. M. ; YAROSLAVTSEV, M. I. ; ROSTAND, P.: Structure of Flow over a Hypersonic Inlet with Side Compression Wedges. In: *AIAA Journal* 41 (2003), März, Nr. 3, S. 436–447
- [80] GOONKO, Y. P. ; MAZHUL, I. I.: Some Factors of Hypersonic Inlet/Airplane Interactions. In: *Journal of Aircraft* 39 (2002), Januar, Nr. 1, S. 37–50. – URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/2.2922>. – ISSN 0021-8669
- [81] GRUHN, Patrick: Inviscid design of the inlet for the LAPCAT Mach 8 configuration / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrttechnik (DLR) e.V., Abteilung Windkanäle. Köln, 2006 (DLR - IB 32418 - 2006A28). – Forschungsbericht
- [82] GRUHN, Patrick: *Program Busemann-Simple*. 2010
- [83] GRUHN, Patrick: Wind tunnel tests with modified LC01k intake / LAPCAT II (Long-Term Advanced Propulsion Concepts and Technologies II) Deliverable, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) e.V., Abteilung Überschall- und Hyperschalltechnologien. Köln, 2010 (Deliverable Reference No. D4.1.1 - ACP7-GA-2008-21 1485). – Forschungsbericht
- [84] GRUHN, Patrick: *Persönliche Kommunikation*. 2011
- [85] GRUHN, Patrick ; GÜLHAN, Ali: Experimental Investigation of a Hypersonic Inlet with and Without Sidewall Compression. In: *Journal of Propulsion and Power* 27 (2011), Mai, Nr. 3, S. 718–729
- [86] GÜLHAN, Ali ; SIEBE, Frank ; REQUARDT, G. ; WEIHS, Hendrik ; LAUX, Th. ; LONGO, José M A ; EGGERS, Thino ; TURNER, John ; STAMMINGER, Andreas ; HÖRSCHGEN, M.: The Sharp Edge Flight Experiment SHEFEX I - A Mission Overview. In: *5th European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures*. Noordwijk, Niederlande, August 2006 (Paper ESA-SP-631)
- [87] HÄBERLE, J ; GÜLHAN, A: Internal Flowfield Investigation of a Hypersonic Inlet at Mach 6 with Bleed. In: *Journal of Propulsion and Power* 23 (2007), Nr. 5, S. 1007–1017
- [88] HÄBERLE, J ; GÜLHAN, A: Experimental Investigation of a Two-Dimensional and a Three-Dimensional Scramjet Inlet at Mach 7. In: *Journal of Propulsion and Power* 24 (2008), Nr. 5, S. 1023–1034
- [89] HÄBERLE, J ; GÜLHAN, A: Investigation of Two-Dimensional Scramjet Inlet Flowfield at Mach 7. In: *Journal of Propulsion and Power* 24 (2008), Nr. 3, S. 446–459
- [90] HÄBERLE, Jürgen: Untersuchungen zum externen und internen Strömungsfeld eines Scramjet Triebwerkseinlaufs bei unterschiedlichen Betriebspunkten / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) e.V. - Abteilung Überschall- und Hyperschalltechnologie. Köln, 2009 (ISRN DLR-FB-2009-14). – Forschungsbericht. – ISSN 1434-8454
- [91] HALL, Philip ; FU, Yibin: On the Görtler Vortex Instability Mechanism at Hypersonic Speeds. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 1 (1989), Nr. 3, S. 125–134

- [92] HANK, Joseph M. ; MURPHY, James S. ; MUTZMAN, Richard C.: The X-51A Scramjet Engine Flight Demonstration Program. In: *15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Dayton, OH, USA, April 2008 (AIAA-2008-2540)
- [93] HARSHA, Philip T. ; KEEL, Lowell C. ; CASTROGIOVANNI, Anthony ; SHERRILL, Robert: X-43A Vehicle Design and Manufacture. In: *13th AIAA/CIRA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Capua, Italy, 2005 (AIAA-2005-3334)
- [94] HASS, Neal E. ; SMART, Michael K. ; PAULL, Allan: Flight Data Analysis of HyShot 2. In: *13th AIAA/CIRA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Capua, Italy, 2005 (AIAA-2005-3354)
- [95] HEISER, William H. ; PRATT, David T. ; PRZEMIENIECKI, J. S. (Hrsg.): *Hypersonic Airbreathing Propulsion*. 1. Washington, D.C. : AIAA Education Series, 1994. – ISBN 1-56347-035-7
- [96] HENCKELS, A ; GRUHN, P: Study on Aerothermal Effects of Viscous Shock Interaction in Hypersonic Inlets. In: *Proceedings of the Fifth European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*. Cologne, Germany, November 2005
- [97] HENCKELS, A ; GRUHN, P ; GÜLHAN, A: Design and Experimental Verification of Scramjet-Inlet in Frame of ESA's LAPCAT Program. In: *Proceedings of the 6th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*. Versailles, France, November 2008 (ESA SP-659)
- [98] HENCKELS, Andreas ; GRUHN, Patrick: Experimental Optimisation of Intake and Sensitivity Analysis of Perturbations on Intake Performance in H2K / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) e.V., Abteilung Überschall- und Hyperschalltechnologien. Köln, 2008 (Deliverable Reference Number: D.7.1.2 - AST4-CT-2005-012282). – Forschungsbericht
- [99] HENCKELS, Andreas ; KREINS, Alois F. ; MAURER, F.: Experimental investigations of hypersonic shock-boundary layer interaction. In: *Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung* 17 (1993), S. 116–124
- [100] HERRMANN, Dirk ; SIEBE, Frank ; GÜLHAN, Ali: Pressure Fluctuations (Buzzing) and Inlet Performance of an Airbreathing Missile. In: *Journal of Propulsion and Power* 29 (2013), Juli, Nr. 4, S. 839–848. – URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.B34629>. – ISSN 0748-4658
- [101] HIRSCHHEL, E. H. ; WEILAND, C.: Design of hypersonic flight vehicles: some lessons from the past and future challenges. In: *CEAS Space Journal* 1 (2011), August, S. 3–22. – URL <http://dx.doi.org/10.1007/s12567-010-0004-4>. – ISSN 1868-2502
- [102] HOHN, Oliver M. ; GÜLHAN, Ali: Experimental Investigation on the Influence of Yaw Angle on the Inlet Performance at Mach 7. In: *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exposition*. Orlando, FL, USA, Januar 2010 (AIAA-2010-938)
- [103] HOHN, Oliver M. ; GÜLHAN, Ali: Experimental Investigation on the Influence of Sidewall Compression on the Flowfield of a Scramjet Inlet at Mach 7. In: *17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. San Francisco, CA, USA, April 2011 (AIAA-2011-2350)
- [104] HOLLAND, Scott D.: Mach 6 Testing of Two Generic Three-Dimensional Sidewall Compression Scramjet Inlets in Tetrafluoromethane. In: *28th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, NV, USA, Januar 1990 (AIAA-1990-0530)
- [105] HOLLAND, Scott D.: Reynolds Number and Cowl Position Effects for a Generic Sidewall Compression Scramjet Inlet at Mach10: A Computational and Experimental Investigation. In: *AIAA 17th Aerospace Ground Testing Conference*. Nashville, TN, USA, 1992 (AIAA-1992-4026)

- [106] HOLLAND, Scott D.: Computational Parametric Study of Sidewall-Compression Scramjet Inlet Performance at Mach 10 / NASA Langley Research Center. Hampton, VA, USA, 1993 (NASA TM-4411). – Forschungsbericht
- [107] HOLLAND, Scott D.: Experimental Investigation of Generic Three-Dimensional Sidewall-Compression Scramjet Inlets at Mach 6 in Tetrafluoromethane / NASA Langley Research Center. Hampton, VA, USA, 1993 (NASA TM-4497). – Forschungsbericht
- [108] HOLLAND, Scott D.: Schlieren Photographs and Internal Pressure Distributions for Three-Dimensional Sidewall-Compression Scramjet Inlets at a Mach Number of 6 in CF<sub>4</sub> / NASA Langley Research Center. Hampton, VA, USA, 1993 (NASA TM-4470). – Forschungsbericht
- [109] HOLLAND, Scott D.: Internal Aerodynamics of a Generic Three-Dimensional Scramjet Inlet at Mach 10 / NASA Langley Research Center. Hampton, VA, USA, 1995 (NASA TP-3476). – Forschungsbericht
- [110] HOLLAND, Scott D.: Mach 10 Computational Study of a Scramjet Inlet Flow Field / NASA Langley Research Center. Hampton, VA, USA, 1995 (NASA-TM-4602). – Forschungsbericht
- [111] HOLLAND, Scott D.: Mach 10 Experimental Database of a Three-Dimensional Scramjet Inlet Flow Field / NASA Langley Research Center. Hampton, VA, USA, 1995 (NASA-TM-4648). – Forschungsbericht
- [112] HOLLAND, Scott D. ; MURPHY, Kelly J.: An Experimental Parametric Study of Geometric, Reynolds Number, and Ratio of Specific Heats Effects in Three-Dimensional Sidewall Compression Scramjet Inlets at Mach 6. In: *31st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, NV, USA, 1993 (AIAA-1993-0740)
- [113] HOLLAND, Scott D. ; PERKINS, J. N.: Contraction Ratio Effects in a Generic Three-Dimensional Sidewall Compression Scramjet Inlet: A Computational and Experimental Investigation. In: *AIAA 22nd Fluid Dynamics, Plasma Dynamics, and Lasers Conference*. Honolulu, HA, USA, 1991 (AIAA-1991-1708)
- [114] HOLLAND, Scott D. ; PERKINS, John N.: Internal Shock Interactions in Propulsion/Airframe Integrated Three-Dimensional Sidewall Compression Scramjet Inlets. In: *28th AIAA/SAE/ASME/ASEE Joint Propulsion Conference*. Nashville, TN, USA, 1992 (AIAA-1992-3099)
- [115] HOLLAND, Scott D. ; WOODS, William C. ; ENGELUND, Walter C.: Hyper-X Research Vehicle Experimental Aerodynamics Test Program Overview. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 38 (2001), November, Nr. 6, S. 828–835. – URL <http://doi.aiaa.org/10.2514/2.3772>. – ISSN 0022-4650
- [116] HUEBNER, Lawrence D. ; ROCK, Kenneth E. ; RUF, Edward G. ; WITTE, David W. ; ANDREWS, Earl H. jr.: Hyper-X Flight Engine Ground Testing for Flight Risk Reduction. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 38 (2001), Nr. 6, S. 844–852
- [117] JACOBSEN, Lance S. ; TAM, Chung-jen ; BEHDADNIA, Robert ; BILLIG, Frederick S.: Starting and Operation of a Streamline-Traced Busemann Inlet at Mach 4. In: *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Sacramento, CA, USA, Juli 2006 (AIAA-2006-4508)
- [118] JEONG, Jinhee ; HUSSAIN, Fazle: On the Identification of a Vortex. In: *Journal of Fluid Mechanics* 285 (2006), April, S. 69–94. – URL <http://www.journals.cambridge.org/abstract/S0022112095000462>. – ISSN 0022-1120
- [119] JOHNSON, Donald B. ; ROBINSON, Jeffrey S.: X-43D Conceptual Design and Feasibility Study. In: *13th AIAA/CIRA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Capua, Italy, 2005 (AIAA-2005-3416)

- [120] JUNGCLAUS, G: Neue experimentelle Ergebnisse zur Entstehung und Struktur von Ferri- und Dailey-Instabilitäten ("Brummen"). In: *Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung* 14 (1990), S. 256–262
- [121] KANTROWITZ, Arthur ; DONALDSON, Coleman duP.: Preliminary Investigation of Supersonic Diffusers / Langley Memorial Aeronautical Laboratory. Langley Field, VA, USA, 1945 (ACR L5D20). – Forschungsbericht
- [122] KARL, Sebastian ; HANNEMANN, Klaus: CFD Analysis of the HyShot Supersonic Combustion Flight Experiment Configuration. In: *14th AIAA/AHI Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Canberra, Australia, November 2006 (AIAA-2006-8041)
- [123] KATZER, Edgar: On the Lengthscales of Laminar Shock/Boundary Layer Interaction. In: *Journal of Fluid Mechanics* 206 (1989), September, S. 477–496
- [124] KORKEGI, Robert H.: Comparison of Shock-Induced Two- and Three-Dimensional Incipient Turbulent Separation. In: *AIAA Journal Technical Notes* 13 (1975), April, Nr. 4, S. 534–535
- [125] KORKEGI, Robert H.: A Lower Bound for Three-Dimensional Turbulent Separation in Supersonic Flow. In: *AIAA Journal Technical Notes* 23 (1985), Nr. 3, S. 475–476
- [126] KOVACHEVICH, Anne ; PAULL, Allan ; MCINTYRE, Tim: Investigation of an Intake Injected Hot-Wall Scramjet. In: *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, NV, USA, 2004 (AIAA-2004-1037)
- [127] KRAUSE, Martin ; BEHR, Marek ; BALLMANN, Josef: Modeling of Transition Effects in Hypersonic Intake Flows Using a Correlation-Based Intermittency Model. In: *15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Dayton, OH, USA, April 2008 (AIAA-2008-2598)
- [128] KREINS, Alois F. ; HENCKELS, Andreas ; MAURER, F.: Experimental studies of hypersonic shock induced boundary layer separation. In: *Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung* 20 (1996), S. 80–88
- [129] LIND, Charles A. ; ACADEMY, U S N.: Effect of Geometry on the Unsteady Type-IV Shock Interaction. In: *Journal of Aircraft* 34 (1997), Nr. 1, S. 64–71
- [130] LIOU, Meng-Sing ; STEFFEN JR., Christopher J.: A New Flux Splitting Scheme. In: *Journal of Computational Physics* 107 (1993), S. 23–39. – URL <http://dx.doi.org/10.1006/jcph.1993.1122>
- [131] LOMAX, Harvard ; PULLIAM, Thomas H. ; ZINGG, David W.: *Fundamentals of Computational Fluid Dynamics*. 2. Berlin : Springer-Verlag, 2004. – ISBN 978-3540416074
- [132] LONGO, José M A ; BARTH, Tarik: Advanced Flight Analysis of SHEFEX-I. In: *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VII* Bd. 112. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2010, S. 431–439. – ISBN 978-3-642-14242-0
- [133] MACK, Andreas ; HANNEMANN, Volker: Validation of the Unstructured DLR-TAU-Code for Hypersonic Flows. In: *32nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. St. Louis, MO, USA, 2002 (AIAA-2002-3111)
- [134] MATTHEWS, Alexander J. ; JONES, Terry V.: Design and Test of a Modular Waverider Hypersonic Intake. In: *AIAA/CIRA 13th International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference*. Capua, Italy : American Institute of Aeronautics and Astronautics, Mai 2005 (AIAA-2005-3379). – URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2005-3379>. – ISBN 978-1-62410-068-0

- [135] MCCLINTON, C ; RAUSCH, V ; SHAW, R ; METHA, U ; NAFTEL, C: Hyper-X: Foundation for future hypersonic launch vehicles. In: *Acta Astronautica* 57 (2005), Juli, S. 614–622. – URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S009457650500130X>. – ISSN 00945765
- [136] MCCLINTON, C R. ; RAUSCH, V L. ; SITZ, Joel ; REUKAUF, Paul: Hyper-X Program Status. In: *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, NV, USA, 2001 (AIAA-2001-0828)
- [137] MCCLINTON, Charles R.: X-43 - Scramjet Power Breaks the Hypersonic Barrier Dryden Lectureship in Research for 2006. In: *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, NV, USA, Januar 2006 (AIAA-2006-1)
- [138] MCCLINTON, Charles R.: High Speed / Hypersonic Aircraft Propulsion Technology Development. In: *Advances on Propulsion Technology for High-Speed Aircraft*. Neuilly-sur-Seine, France, 2008 (RTO-EN-AVT-150, Paper 1), S. 1–1 – 1–32
- [139] MCCLINTON, Charles R. ; HUNT, J. L. ; RICKETTS, R. H. ; REUKAUF, Paul ; PEDDIE, C. L.: Airbreathin Hypersonic Technology Vision Vehicles and Development Dreams. In: *9th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Norfolk, VA, USA, November 1999 (AIAA-1999-4978)
- [140] MCCLINTON, Charles R. ; RAUSCH, Vincent L. ; NGUYEN, Luat T. ; SITZ, Joel R.: Preliminary X-43 flight test results. In: *Acta Astronautica* 57 (2005), Juli, S. 266–276. – URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0094576505001293>. – ISSN 00945765
- [141] MCCLINTON, Charles R. ; ROUDAKOV, Alexander S. ; SEMENOV, V. ; KOPCHENOV, V I.: Comparative Flow Path Analysis and Design Assessment of an Axisymmetric Hydrogen Fueled Scramjet Flight Test Engine at a Mach Number of 6.5. In: *7th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Norfolk, VA, USA, 1996 (AIAA-1996-4571)
- [142] MENTER, Florian R.: Zonal Two Equation k-w Turbulence Models for Aerodynamic Flows. In: *24th Fluid Dynamics Conference*. Orlando, FL, USA, 1993 (AIAA-1993-2906)
- [143] MENTER, Florian R. ; LANGTRY, R.: A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables Part1 - Model Formulation. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 2004
- [144] MERZKIRCH, W.: Techniques of Flow Visualization / NATO AGARD (Advisory Group for Aerospace Research and Development). AGARD, 1987 (AGARD-AG-302). – Forschungsbericht. – ISBN 92-835-0438-0
- [145] MÖLDER, Sannu ; TIMOFEEV, Evgeny V. ; TAHIR, Rabi B.: Flow Starting in High Compression Hypersonic Air Inlets by Mass Spillage. In: *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Fort Lauderdale, FL, USA, 2004 (AIAA-2004-4130)
- [146] MOSES, Paul L.: X-43C Plans and Status. In: *12th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies*. Norfolk, VA, USA, Dezember 2003 (AIAA-2003-7084)
- [147] MOULE, Y L. ; SMART, M K.: Performance Analysis of a Mach 12 REST Scramjet at Off-Design Conditions. In: *16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Bremen, Germany, November 2009 (AIAA-2009-7413)
- [148] MUNZ, Claus-Dieter ; WESTERMANN, Thomas: *Numerische Behandlung gewöhnlicher und partieller Differenzialgleichungen*. Berlin : Springer-Verlag, 2006. – URL <http://www.home.hs-karlsruhe.de/~weth0002/buecher/revokos/start.htm>. – ISBN 978-3-540-29867-0
- [149] MUTZMAN, Richard ; MURPHY, Scott: X-51 Development: A Chief Engineer’s Perspective. In: *17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. San Francisco, CA, USA : Key Speech, April 2011 (Case Number: 88ABW-2011-0846)

- [150] NAJAFIYAZDI, A. ; TAHIR, Rabi B. ; TIMOFEEV, Evgeny V. ; MÖLDER, Sannu: Analytical and Numerical Study of Flow Starting in Supersonic Inlets by Mass Spillage. In: *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Cincinnati, OH, USA, 2007 (AIAA-2007-5072)
- [151] NEUBACHER, R. ; HENCKELS, Andreas ; GAWEHN, Thomas: Experimental Investigation of a Hypersonic Inlet for the TSTO-Configuration ELAC. In: WAGNER, S. (Hrsg.) ; RIST, U. (Hrsg.) ; HEINEMANN, H.-J. (Hrsg.) ; HILBIG, R. (Hrsg.): *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics III* Bd. 77. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2002, S. 129–136. – ISBN 978-3-540-45466-3
- [152] NEUENHAHN, T ; OLIVIER, H: Numerical study of wall temperature and entropy layer effects on transitional double wedge shock wave/boundary layer interactions. In: *26th International Symposium on Shock Waves (ISSW)*. Göttingen, Juli 2007
- [153] NEUENHAHN, Thomas ; OLIVIER, Herbert: Influence of the wall temperature and the entropy layer effects on double wedge shock boundary layer interactions. In: *14th AIAA/AHI Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Canberra, Australia, November 2006 (AIAA-2006-8136)
- [154] NGUYEN, Tue: *private Kommunikation*
- [155] NGUYEN, Tue ; BEHR, Marek ; REINARTZ, Birgit ; HOHN, Oliver M. ; GÜLHAN, Ali: Effects of Sidewall Compression and Relaminarization in a Scramjet Inlet. In: *Journal of Propulsion and Power* 29 (2013), Nr. 3, S. 628–638
- [156] NGUYEN, Tue ; BEHR, Marek ; REINARTZ, Birgit U. ; HOHN, Oliver ; ALI, G: Numerical Investigations of the Effects of Sidewall Compression and Relaminarization in 3D Scramjet Inlet. In: *17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. San Francisco, CA, USA, April 2011 (AIAA-2011-2256)
- [157] NIEZGODKA, Franz-Joachim: Der Hyperschallwindkanal H2K des DLR in Köln-Porz (Stand 2000) / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrttechnik (DLR) e.V., Abteilung Windkanäle. URL <http://elib.dlr.de/13874/>, 2001 (DLR Mitteilung Nr. 2001-01). – Forschungsbericht
- [158] NOVELLI, P ; KOSCHEL, W: JAPHAR: A Joint ONERA-DLR Research Project on High Speed Airbreathing Propulsion. In: *14th International Symposium on Airbreathing Engines (ISABE)*. Florence, Italy, September 1999 (Paper TP 1999-138)
- [159] ODAM, J: Combustor Sizing Considerations / Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrttechnik (DLR) e.V. 2006 (Interne Studie im Rahmen des Lapcat-Projekts). – Forschungsbericht
- [160] OGAWA, H ; ALAZET, Y ; PUDSEY, A ; BOYCE, R R. ; ISAACS, A ; RAY, T: Full Flow-Path Optimization of Axisymmetric Scramjet Engines. In: *17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. San Francisco, CA, USA, April 2011 (AIAA-2011-2347)
- [161] OGAWA, Hideaki ; GRAINGER, Alexander L. ; BOYCE, Russell R.: Inlet Starting of High-Contraction Axisymmetric Scramjets. In: *Journal of Propulsion and Power* 26 (2010), November, Nr. 6, S. 1247–1258. – URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.48284>. – ISSN 0748-4658
- [162] ORTON, George F.: Air-Breathing Hypersonics Research at Boeing Phantom Works. In: *11th AIAA/AAAF International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference*. Orléans, Frankreich, Oktober 2002 (AIAA-2002-5251)

- [163] OWEN, R. ; CAIN, Terence: Reconstruction of the HyShot2 Flight from Onboard Sensors. In: *Proceedings of the 5th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*. Köln, November 2005 (ESA SP-563)
- [164] PAN, Janet L. ; FONSTAD JR., Clifton G.: Theory, fabrication and characterization of quantum well infrared photodetectors. In: *Materials Science and Engineering: R: Reports* 28 (2000), Juli, Nr. 3-4, S. 65–147. – URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927796X00000115>. – ISSN 0927796X
- [165] PAULL, Allan ; STALKER, Ray J.: Scramjet Testing in the T3 and T4 Hypersonic Impulse Facilities. In: CURRAN, Edward T. (Hrsg.) ; MURTHY, S. N. B. (Hrsg.): *Scramjet Propulsion. Progress in Astronautics and Aeronautics* Bd. 189. Reston, VA : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2000, S. 1–46. – ISBN 1-56347-322-4
- [166] PEREZ, Edouard: VEGA User's Manual / Arianespace. Arianespace, 2006 (Issue 3/Revision 0). – Forschungsbericht
- [167] PINCKNEY, S Z.: An Improved Static Probe Design. In: *AIAA Journal* 12 (1974), April, Nr. 4, S. 562–564
- [168] PINCKNEY, S Z.: Short Static-Pressure Probe Design for Supersonic Flow / NASA. Hampton, VA, 1975 (NASA TN D-7978). – Forschungsbericht
- [169] POWELL, O. A. ; EDWARDS, J T. ; NORRIS, R B. ; NUMBERS, K E. ; PEARCE, J. A.: Development of Hydrocarbon-Fueled Scramjet Engines: The Hypersonic Technology (HyTech) Program. In: *Journal of Propulsion and Power* 17 (2001), Nr. 6, S. 1170–1176
- [170] QIN, Ning ; SCRIBA, Karl W. ; RICHARDS, Bryan E.: Shock-shock, shock-vortex interaction and aerodynamic heating in hypersonic corner flow. In: *Aeronautical Journal* 95 (1991), Nr. 945, S. 152–160
- [171] QUINN, Jason E.: ISTAR : Project Status and Ground Test Engine Design. In: *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibi.* Huntsville, AL, USA, Juli 2003 (AIAA-2003-5235)
- [172] RABADAN, Edder ; WEIGAND, Bernhard: Numerical Investigation of a Hydrogen-Fueled Scramjet Combustor at Flight Conditions. In: *Progress in Propulsion Physics* 4 (2013), März, S. 373–394. – URL <http://www.eucass-proceedings.eu/10.1051/eucass/201304373>. ISBN 978-2-7598-0876-2
- [173] REINARTZ, Birgit U.: Performance Analysis of a 3D Scramjet Intake. In: *26th International Congress of the Aeronautical Sciences (ICASS)*. Anchorage, AL, USA, September 2008
- [174] REINARTZ, Birgit U. ; BEHR, Marek: Computational Analysis of a 3D Hypersonic Intake for Experimental Testing at Mach 8. In: *15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Dayton, OH, USA, April 2008 (AIAA-2008-2633)
- [175] REINARTZ, Birgit U. ; BEHR, Marek: Influence of Sidewall Compression on Hypersonic Intake Performance. In: *16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Bremen, Germany, November 2009 (AIAA-2009-7351)
- [176] REINARTZ, Birgit U. ; GAISBAUER, Uwe: Numerical Investigation of 3D Intake Flow. In: *17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. San Francisco, CA, USA, April 2011 (AIAA-2011-2351)
- [177] RIEHMER, Johannes: *private Kommunikation*. 2009
- [178] RIEHMER, Johannes C. ; GÜLHAN, Ali: Simulation of combustion by cold air injection in a generic scramjet model in the H2K blow down facility. In: *5th European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS)*. München, Juli 2013

- [179] RODRIGUEZ, C G.: CFD Analysis of the CIAM/NASA Scramjet. In: *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Indianapolis, IN, USA, Juli 2002 (AIAA-2002-4128)
- [180] ROGERS, R C. ; CAPRIOTTIT, Diego P. ; GUY, R W.: Experimental Supersonic Combustion Research at NASA Langley. In: *20th Advanced Measurement and Ground Testing Technology Conference*. Albuquerque, NM, USA, Juni 1998 (AIAA-1998-2506)
- [181] ROSENBERG, Zach: Second X-51 hypersonic flight ends prematurely. In: *Flight Global* (2011). – URL <http://www.flightglobal.com/news/articles/second-x-51-hypersonic-flight-ends-prematurely-358056/>
- [182] ROTHMUND, Christophe ; SCHERRER, Dominique ; LEVY, Frederic ; BOUCHEZ, Marc: Propulsion System for Airbreathing Launcher in the French Prepha Program, URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.1998-1565>, 1996 (AIAA-1996-4498)
- [183] ROUDAKOV, Alexander S. ; SCHICKHMAN, Y. ; SEMENOV, Vyacheslav L. ; NOVELLI, P: Flight Testing an Axisymmetric Scramjet: Russian Recent Advances. In: *44th Congress of the International Astronautical Federation*. Graz, Österreich, Oktober 1993
- [184] ROUDAKOV, Alexander S. ; SEMENOV, Vyacheslav L. ; HICKS, John W.: Recent Flight Test Results of the Joint CIAM-NASA Mach 6.5 Scramjet Flight Program. 1998 (NASA/TP-1998-206548). – Forschungsbericht. – ISBN 1998206548
- [185] SABEL'NIKOV, Vladimir A. ; PENZIN, Vyacheslav I.: Scramjet Research and Development in Russia. In: CURRAN, E. T. (Hrsg.) ; MURTHY, S. N. B. (Hrsg.): *Scramjet Propulsion. Progress in Astronautics and Aeronautics* Bd. 189. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2000, S. 223–367. – ISBN 1-56347-322-4
- [186] SALAS, Manuel D.: Shock Fitting Method for Complicated Two-Dimensional Supersonic Flows. In: *AIAA Journal* 14 (1976), Nr. 5, S. 583–588
- [187] SANTANA, Edder R. ; WEIGAND, Bernhard: Numerical Investigation of Inlet-Combustor Interactions for a Scramjet Hydrogen-Fueled Engine at a Flight Mach Number of 8. In: *18th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Tours, Frankreich, September 2012 (AIAA 2012-5926)
- [188] SEGAL, Corin ; SHYY, Wei (Hrsg.) ; RYCROFT, Michael J. (Hrsg.): *The Scramjet Engine - Processes and Characteristics*. Cambridge : Cambridge University Press, 2009. – ISBN 978-0-521-83815-3
- [189] SERRE, Laurent ; FALEMPIN, François: The French PROMETHEE program on hydrocarbon fueled dual mode ramjet - Status in 2001. In: *10th AIAA/NAL-NASDA-ISAS International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference*. Kyoto, Japan, 2001 (AIAA-2001-1871). – URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2001-1871>
- [190] SERRE, Laurent ; FALEMPIN, François: PROMETHEE: the French Military Hypersonic Propulsion program - Status in 2002. In: *12th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies*. Norfolk, VA, USA, 2003 (AIAA-2003-6950)
- [191] SIPPEL, Martin ; KLEVANSKI, Josef ; STEELANT, Johan: Comparative Study on Options for High-Speed Intercontinental Passenger Transports: Air-Breathing- vs. Rocket-Propelled. In: *56th International Astronautical Congress (IAC)*. Fukuoka, Japan, Oktober 2005 (Paper IAC-05-D2.4.09)
- [192] SMART, M. K.: Design of Three-Dimensional Hypersonic Inlets with Rectangular-to-Elliptical Shape Transition. In: *Journal of Propulsion and Power* 15 (1999), Mai, Nr. 3, S. 408–416. – URL <http://doi.aiaa.org/10.2514/2.5459>. – ISSN 0748-4658

- [193] SMART, M. K.: Experimental Testing of a Hypersonic Inlet with Rectangular-to-Elliptical Shape Transition. In: *Journal of Propulsion and Power* 17 (2001), März, Nr. 2, S. 276–283. – URL <http://doi.aiaa.org/10.2514/2.5774>. – ISSN 0748-4658
- [194] SMART, Michael ; STALKER, Ray ; MORGAN, Richard ; PAULL, Allan: Hypersonics Research in Australia. In: *Advances on Propulsion Technology for High-Speed Aircraft*. Neuilly-sur-Seine, France : NATO Research and Technology Organisation, 2008 (RTO-EN-AVT-150, Paper 11), S. 11–1 – 11–30. – URL <http://www.rto.nato.int/Pubs/rdp.asp?RDP=RTO-EN-AVT-150>
- [195] SMART, Michael ; TREXLER, Carl: Mach 4 Performance of Hypersonic Inlet with Rectangular-to-Elliptical Shape Transition. In: *Journal of Propulsion and Power* 20 (2004), März, Nr. 2, S. 288–293. – URL <http://doi.aiaa.org/10.2514/1.1296>. – ISSN 0748-4658
- [196] SMART, Michael K.: Orbital Delivery of Small Payloads using Hypersonic Airbreathing Propulsion. In: *14th AIAA/AHI Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Canberra, Australia, November 2006 (AIAA-2006-8019)
- [197] SMART, Michael K.: Scramjet Inlets. In: *Advances on Propulsion Technology for High-Speed Aircraft*. Neuilly-sur-Seine, France : NATO Research and Technology Organisation, 2008 (RTO-EN-AVT-185, Paper 9), S. 9–1 – 9–24
- [198] SMART, Michael K.: How Much Compression Should a Scramjet Inlet Do? In: *AIAA Journal* 50 (2012), März, Nr. 3, S. 610–619. – URL <http://doi.aiaa.org/10.2514/1.J051281>. – ISSN 0001-1452
- [199] SMART, Michael K. ; HASS, Neal E. ; PAULL, Allan: Flight Data Analysis of the HyShot 2 Scramjet Flight Experiment. In: *AIAA Journal* 44 (2006), Oktober, Nr. 10, S. 2366–2375. – URL <http://doi.aiaa.org/10.2514/1.20661>. – ISSN 0001-1452
- [200] SMART, Michael K. ; SURAWEERA, Melinda V.: HIFiRE 7 - Development of a 3-D Scramjet for Flight Testing. In: *16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Bremen, Germany, November 2009 (AIAA-2009-7295)
- [201] SMITH, A. M. O. ; BAUER, A. B.: Static-Pressure Probes that are Theoretically Insensitive to Pitch, Yaw and Mach Number. In: *Journal of Fluid Mechanics* 44 (1970), Nr. 3, S. 513–528
- [202] SPALL, R. E. ; MALIK, M. R.: Goertler vortices in supersonic and hypersonic boundary layers. In: *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* 1 (1989), Nr. 11, S. 1822–1835. – URL <http://link.aip.org/link/PFADEB/v1/i11/p1822/s1\&Agg=doi>. – ISSN 08998213
- [203] STAINBACK, P. C. ; WEINSTEIN, Leonard M.: Aerodynamic Heating in the Vicinity of Corners at Hypersonic Speeds / NASA Langley Research Center. Hampton, VA, USA, 1967 (NASA TN D-4130). – Forschungsbericht
- [204] STALKER, R. J. ; PAULL, A. ; MEE, D. J. ; MORGAN, R. G. ; JACOBS, P. A.: Scramjets and shock tunnels - The Queensland experience. In: *Progress in Aerospace Sciences* 41 (2005), August, Nr. 6, S. 471–513. – URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0376042105001028>. – ISSN 03760421
- [205] STEELANT, J: A European Project on Advanced Propulsion Concepts for Sustained Hypersonic Flight. In: *2nd European Congress for Aerospace Sciences (EUCASS)*. Brüssel, Belgien, Juli 2007 (Paper 5.08)
- [206] STEELANT, J: LAPCAT : High-Speed Propulsion Technology. In: *Advances on Propulsion Technology for High-Speed Aircraft*. Neuilly-sur-Seine, France : NATO Research and Technology Organisation, 2008 (RTO-EN-AVT-150, Paper 12), S. 12–1 – 12–38. – URL <http://www.rto.nato.int/Pubs/rdp.asp?RDP=RTO-EN-AVT-150>

- [207] STEELANT, Johan: Sustained Hypersonic Flight in Europe: Technology Drivers for LAPCAT II. In: *16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Bremen, Germany, November 2009 (AIAA 2009-7240)
- [208] SUN, Bo ; ZHANG, Kun-yuan: Empirical Equation for Self-Starting Limit of Supersonic Inlets. In: *Journal of Propulsion and Power Technical Notes* 26 (2010), März, Nr. 4, S. 874 – 875. – ISSN 0748-4658
- [209] SURaweera, Milinda V. ; SMART, Michael K.: Shock-Tunnel Experiments with a Mach 12 Rectangular-to-Elliptical Shape-Transition Scramjet at Offdesign Conditions. In: *Journal of Propulsion and Power* 25 (2009), Mai, Nr. 3, S. 555–564. – URL <http://doi.aiaa.org/10.2514/1.37946>. – ISSN 0748-4658
- [210] TANG, Ming ; MAMPLATA, Caesar: Two Steps Instead of a Giant Leap – An Approach for Air Breathing Hypersonic Flight. In: *17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. San Francisco, CA, USA, April 2011 (AIAA-2011-2237 April)
- [211] TANI, Kouichiro ; KANDA, Takeshi ; KUDO, Kenji ; AKIHISA, Daisuke: Effect of Sides-spillage from Airframe on Scramjet Engine Performance. 2000 (TR-1409T). – Forschungsbericht. – 1–21 S
- [212] TIRTEY, Sandy C. ; BOYCE, Russell R. ; BROWN, Laurie M. ; CREAGH, Michael A. ; OGAWA, Hideaki: The SCRAMSPACE I Scramjet Flight Experiment - Scientific Rationale and Technical Developments. In: *Proceedings of the 7th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles (ESA SP-692)* Bd. 2011. Brugge, Belgium, Mai 2011
- [213] TRAPIER, Simon ; DUVEAU, Philippe ; DECK, Sébastien: Experimental Study of Supersonic Inlet Buzz. In: *AIAA Journal* 44 (2006), Oktober, Nr. 10, S. 2354–2365. – URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.20451>. – ISSN 0001-1452
- [214] TRIESCH, Klaus: Ebener Scramjeteinlauf SCR1 (Aufbau der Innenströmung und Einfluss der Einspritzelemente) / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) e. V., Abteilung Windkanäle. Köln, 2000 (DLR IB-39113-2000-C-03). – Forschungsbericht
- [215] TRIESCH, Klaus ; KROHN, E.-O.: Verwendung von Kegeldüsen zur Drosselung und Durchsatzmessung bei Überschalleinläufen / Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt (DFVLR) e.V., Hauptabteilung Windkanäle. Köln, 1984 (DLR IB-39113-83-A-04). – Forschungsbericht
- [216] TURNER, James ; SMART, Michael: *Persönliche Kommunikation*. 2011
- [217] TURNER, James C. ; SMART, Michael K.: Application of Inlet Injection to a Three-Dimensional Scramjet at Mach 8. In: *AIAA Journal* 48 (2010), April, Nr. 4, S. 829–838. – URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.J050052>. – ISSN 0001-1452
- [218] VARVILL, Richard ; BOND, Alan: A Comparison of Propulsion Concepts for SSTO Reusable Launchers. In: *Journal of the British Interplanetary Society* 56 (2003), S. 108–117
- [219] VOLAND, R T. ; ROCK, K E. ; HUEBNER, L D. ; WITTE, D W. ; FISCHER, K E. ; MCCLINTON, C R.: Hyper-X Engine Design and Ground Test Program. In: *8th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Norfolk, VA, USA, April 1998 (AIAA-1998-1532)
- [220] VOLAND, Randall T. ; AUSLENDER, Aaron H. ; SMART, Michael K. ; ROUDAKOV, Alexander S. ; SEMENOV, V. L. ; KOPCHENOV, V I.: CIAM/NASA Mach 6.5 Scramjet Flight and Ground Test. In: *9th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Norfolk, VA, USA, 1999 (AIAA-1999-4848)

- [221] VOLAND, Randall T. ; HUEBNER, Lawrence D. ; MCCLINTON, Charles R.: X-43A Hypersonic vehicle technology development. In: *Acta Astronautica* 59 (2006), Juli, S. 181–191. – URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0094576506001184>. – ISSN 00945765
- [222] WADA, Yasuhiro ; LIOU, Meng-Sing: A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities. In: *32nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, NV, USA : AIAA-1994-0083, 1994 (AIAA-1994-0083)
- [223] WADA, Yasuhiro ; LIOU, Meng-Sing: An Accurate and Robust Flux Splitting Scheme for Shock and Contact Discontinuities. In: *SIAM Journal of Scientific Computing* 18 (1997), Nr. 3, S. 633–657. – URL <http://dx.doi.org/10.1137/S1064827595287626>
- [224] WALKER, Steven ; RODGERS, Frederick ; PAULL, Alan ; WIE, David M. van: HyCAUSE Flight Test Program. In: *15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Dayton, OH, USA, April 2008 (AIAA 2008-2580)
- [225] WALKER, Steven ; RODGERS, Frederick C. ; ESPOSITO, Aaron L.: Hypersonic Collaborative Australia/United States Experiment (HyCAUSE). In: *13th AIAA/CIRA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Capua, Italy, 2005 (AIAA-2005-3245)
- [226] WALTHER, Rainer ; SABEL'NIKOV, Vladimir ; KORONTSVIT, Y. ; VOLOSCHENKO, O. ; OSTRAS, V. ; SERMANOV, V.: Progress in the Joint German-Russian Scramjet Technology Programme. In: *12th International Symposium on Airbreathing Engines (ISABE)*. Melbourne, Australien, September 1995
- [227] WALTRUP, P. J. ; BILLIG, Frederick S.: Prediction of Precombustion Wall Pressure Distributions in Scramjet Engines. In: *Journal of Spacecraft Engineering Notes* 10 (1973), September, Nr. 9, S. 620–622
- [228] WEIGAND, B ; GAISBAUER, U ; REINARTZ, B ; KAU, H ; SCHRÖDER, W: Das Graduiertenkolleg 1095/1: Aero-thermodynamische Auslegung eines Scramjet-Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme. In: *DGLR-Jahrestagung*. Braunschweig, November 2006 (Paper 2006-127)
- [229] WEIGAND, Bernhard ; GAISBAUER, Uwe: An Overview on the Structure and Work of the DFG Research Training Group GRK 1095: Aero-Thermodynamic Design of a Scramjet Propulsion System. In: *16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Bremen, Deutschland, November 2009 (AIAA-2009-7276)
- [230] WIE, David M. van: Scramjet Inlets. In: CURRAN, E. T. (Hrsg.) ; MURTHY, S. N. B. (Hrsg.): *Scramjet Propulsion. Progress in Astronautics and Aeronautics* Bd. 189. Reston, VA : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2000, S. 447 – 511. – ISBN 1-56347-322-4
- [231] WIE, David M. van: *Hypersonic Inlet Fundamentals*. National Institute of Aerospace, Hyperonic Educational Initiative, 2007
- [232] WIE, David M. van ; KWOK, F. T. ; WALSH, R. F.: Starting Characteristics of Supersonic Inlets. In: *32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Buena Vista, Florida, USA, Juli 1996 (AIAA-1996-2914)
- [233] WILCOX, David C.: *Turbulence Modeling for CFD*. 2. La Canada, CA : DCW Industries, Inc., 2004. – ISBN 978-1928729105
- [234] WITTE, David W. ; HUEBNER, Lawrence D. ; TREXLER, Carl A. ; CABELL, Karen F. ; ANDREWS, Earl H.: Propulsion Airframe Integration Test Techniques for Hypersonic Airbreathing Configurations at NASA Langley Research Center. In: *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Huntsville, AL, USA, Juli 2003 (AIAA-2003-4406)

- [235] WOODS, William C. ; DIFULVIO, Michael ; HOLLAND, Scott D.: Hyper-X Stage Separation Wind-Tunnel Test Program. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 38 (2001), November, Nr. 6, S. 811–819.  
– URL <http://doi.aiaa.org/10.2514/2.3770>. – ISSN 0022-4650



## A.2 Positionen der Druckmesspunkte

Rampenseite			Haubenseite			Pitotrechen		
Bezeichnung	$x$ , mm	$y$ , mm	Bezeichnung	$x$ , mm	$y$ , mm	Bezeichnung	$x$ , mm	$y$ , mm
R1	144,6	22,9	H1	410	100	P1	585	98,0
R2	315,1	52,0	H2	425	100	P2	585	94,5
R3	353,3	73,7	H3	440	100	P3	585	91,0
R4	366,9	77,8	H4	455	100	P4	585	87,5
R5	380,6	80,9	H5	470	100	P5	585	84,0
R6	395,1	83,0	H6	485	100			
R7	412,5	84,5	H7	500	100			
R8	415,0	84,5	H8	515	100			
R9	425,0	84,5	H9	530	100			
R10	430,0	84,5	H10	545	100			
R11	435,0	84,5	H11	560	100			
R12	445,0	84,4	H12	575	100			
R13	450,0	84,3	H13	585	100			
R14	455,0	84,2	H14	590	100			
R15	470,0	84,0	H15	610	100			
R16	515,0	83,2	H16	620	100			
R17	530,0	82,9	H17	635	100			
R18	545,0	82,7	(H18)*	375	100			
R19	560,0	82,4	(H19)*	390	100			
R20	575,0	82,1						
R21	580,0	82,1						
R22	585,0	82,0						
R23	590,0	81,9						
R24	605,0	81,6						
R25	620,0	81,4						

\*Diese Druckmesspunkte existieren nur bei den Lippenpositionen  $x_L = 340$  und  $345$  mm

Tab. A.1: Position der Druckmesspunkte im GK-01-Modell

## A.3 Geometrie der 3D-Einsätze

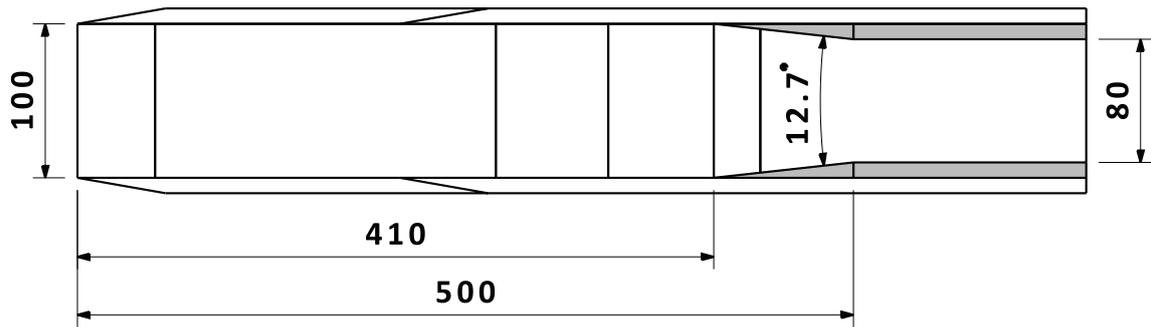
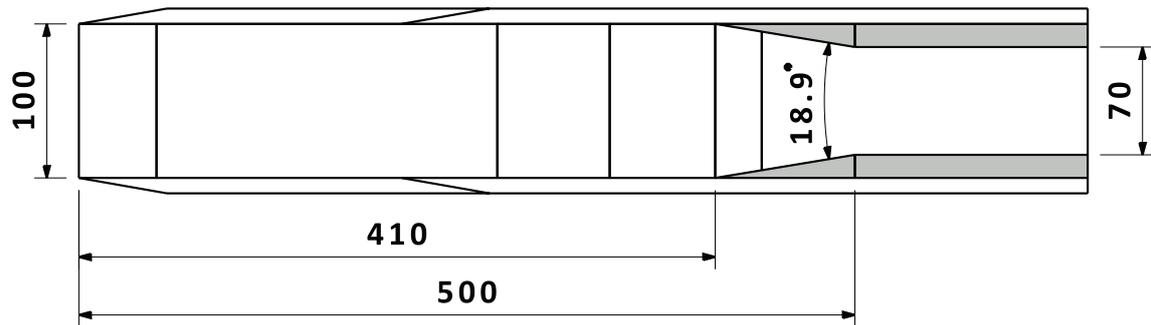
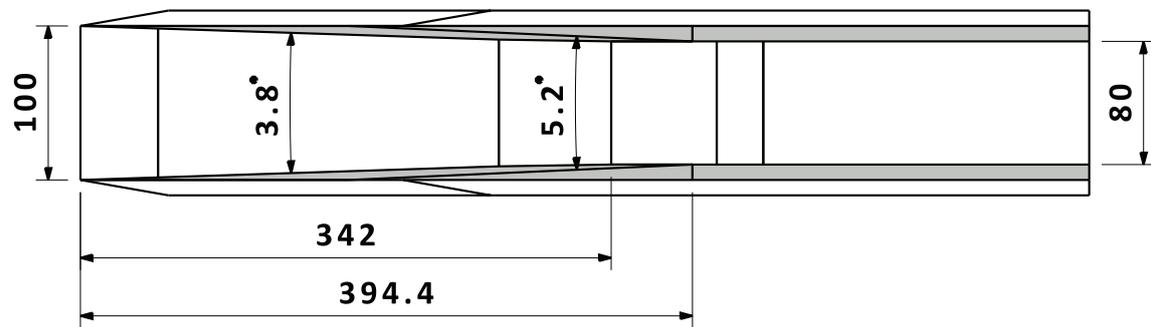
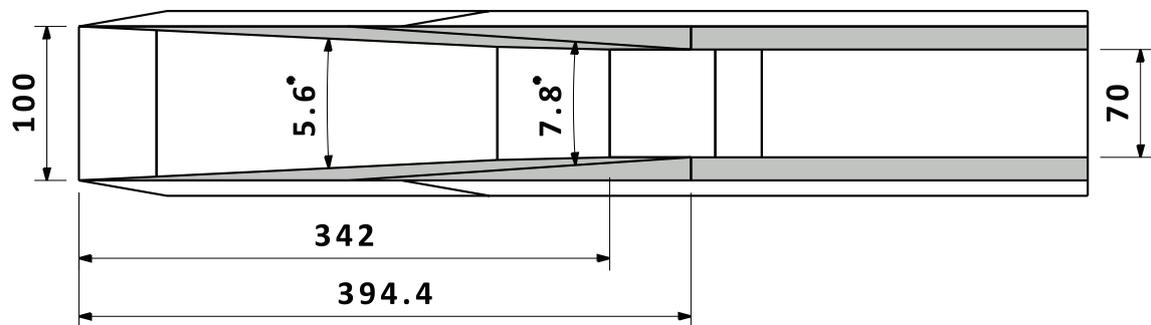
(a) interne Seitenwandkompression,  $b_{Iso} = 80$  mm(b) interne Seitenwandkompression,  $b_{Iso} = 70$  mm(c) externe Seitenwandkompression,  $b_{Iso} = 80$  mm(d) externe Seitenwandkompression,  $b_{Iso} = 70$  mm

Abb. A.2: Die verschiedenen 3D-Konfigurationen des GK-01-Einlaufs, Bemaßungen in mm

## A.4 Stückliste der einzelnen Komponenten des GK-01-Modells

lfd #	Bezeichnung	Zeichnungsnummer
1	Bodenplatte	2006-001-001
2	Seitenwände	2006-001-002
3	Haube	2006-001-003
4	Lippe kurz	2006-001-004
5	Lippe lang	2006-001-005
6	Rampe	2006-001-006
7	Isolator	2006-001-007
8	Füllstück 1	2006-001-008
9	Füllstück 2	2006-001-009
10	Füllstück 3	2006-001-010
11	Füllstück 4	2006-001-011
12	Turbulenzgenerator 1	2006-001-012
13	Turbulenzgenerator 2	2006-001-013
14	Einlegeplatte Grenzschiebkamm	2006-001-014
15	Abdeckblech unten	2006-001-017
16	Abdeckblech oben	2006-001-018
17	Fensterrahmen links	2006-001-019
18	Fensterrahmen rechts	2006-001-020
19	Pitotrechen	2006-001-xxx
20	Deckel 1	2006-001-022
21	Abdeckeinsatz Pitotkamm	2006-001-023
22	Deckel 2	2006-001-023
23	Innenkontureinsatz 70mm	2006-009-001
24	Innenkontureinsatz 80mm	2006-009-002
25	Swept Wedges 70 mm, links	351-000-138-02
26	Swept Wedges 80 mm, links	351-000-138-03
27	Swept Wedges 80 mm, rechts	351-000-138-04
28	Swept Wedges 70 mm, links	351-000-138-05

Tab. A.2: Stückliste der einzelnen Bauteile mit Zeichnungsnummern des GK-01-Einlaufs

## B Messmatrix der Voruntersuchungen mit dem GK-01-Modell

lfd. #	$p_{t0}$ , kPa	$T_{t0}$ , K	$Re_{\infty,m}$ $10^6 \text{ m}^{-1}$	$\beta$ , °	Drosselgrad $\Delta$	Konfig.	$x_L$ , mm	Anmerkung
1	648	492	3,56	-	0,39 - 0,13	-	380	DK
2	652	496	3,54	-	0,28 - 0,18	-	380	DK
3	675	503	3,59	-	0,29 - 0,13	-	380	DK
4	698	495	3,80	-	0,28 - 0,18	-	380	DK
5	699	493	3,83	-	0,22 - 0,13	-	380	DK
6	722	496	3,92	-	0,26 - 0,14	-	380	DK
7	728	485	4,08	4	0,29 - 0,13	-	380	DK
8	708	499	3,81	4	0,29 - 0,13	-	380	DK
9	692	503	3,68	4	0,29 - 0,13	-	380	DK
10	713	499	3,83	4	0,28 - 0,18	-	380	DK
11	726	491	4,00	4	0,22 - 0,13	-	380	DK
12	720	508	3,76	2	0,29 - 0,13	-	380	DK
13	722	482	3,95	2	0,28 - 0,18	-	380	DK
14	704	501	3,76	2	0,22 - 0,13	-	380	DK
15	707	499	3,80	3	0,29 - 0,13	-	380	DK
16	708	500	3,79	3	0,28 - 0,18	-	380	DK
17	707	499	3,80	3	0,22 - 0,13	-	380	DK
18	708	496	3,84	1	0,29 - 0,13	-	380	DK
19	697	498	3,76	1	0,28 - 0,18	-	380	DK
20	712	493	3,89	1	0,22 - 0,13	-	380	DK
21	703	494	3,83	ST 0-5	0,28	-	380	beta-ST
22	705	489	3,91	ST 0-5	0,29	-	380	beta-ST
23	702	499	3,77	ST 0-5	0,21	-	380	beta-ST
24	702	506	3,69	ST 0-5	0,20	-	380	beta-ST
25	694	501	3,71	ST 0-5	0,19	-	380	beta-ST
26	720	485	4,04	ST 0-5	0,18	-	380	beta-ST
27	700	504	3,70	ST 0-5	0,18	-	380	beta-ST
28	711	501	3,80	ST 0-5	0,16	-	380	beta-ST
29	705	493	3,85	ST 0-5	0,17	-	380	beta-ST
30	700	494	3,82	ST 0-5	0,14	-	380	beta-ST
31	698	507	3,66	ST 0-5	0,14	-	380	beta-ST
32	700	496	3,79	ST 0-5	0,29	-	380	beta-ST
33	707	496	3,84	ST 0-5	0,29	-	380	beta-ST
34	699	503	3,71	-	0,29	-	380	IR-SF
35	699	503	3,71	2	0,29	-	380	IR-SF
36	694	499	3,73	4	0,29	-	380	IR-SF
37	699	498	3,77	4	0,29	-	380	IR-SF
38	701	500	3,76	2	0,29	-	380	IR-SF
39	710	496	3,85	-	0,29	-	380	IR-SF
40	701	499	3,77	-	0,16	-	380	IR-SF
41	693	497	3,74	2	0,16	-	380	IR-SF

42	701	496	3,80	4	0,16	-	380	IR-SF
43	706	497	3,80	4	0,16	-	380	IR-SF
44	706	497	3,81	2	0,16	-	380	IR-SF
45	713	498	3,84	-	0,16	-	380	IR-SF
46	708	495	3,85	-	0,14	-	380	IR-SF
47	705	496	3,82	2	0,14	-	380	IR-SF
48	690	503	3,66	4	0,14	-	380	IR-SF
49	697	492	3,82	4	0,29	-	380	IR-SF
50	697	500	3,73	2	0,29	-	380	IR-SF
51	698	505	3,68	-	0,29	-	380	IR-SF
52	692	497	3,74	-	0,29 - 0,13	Ext 70	380	DK
53	694	514	3,57	-	0,29 - 0,13	Ext 70	380	DK
54	710	496	3,85	-	0,28 - 0,18	Ext 70	380	DK
55	697	504	3,69	-	0,22 - 0,13	Ext 70	380	DK
56	705	502	3,75	-	0,29 - 0,13	Ext 70	380	DK
57	698	505	3,69	-	0,29 - 0,13	Ext 70	380	DK
58	708	500	3,79	-	0,29 - 0,13	Ext 80	380	DK
59	704	498	3,80	-	0,29 - 0,13	Ext 80	380	DK
60	694	495	3,77	-	0,29 - 0,13	Ext 80	380	DK
61	698	493	3,82	-	0,28 - 0,18	Ext 80	380	DK
62	702	503	3,72	-	0,28 - 0,18	Ext 80	380	DK
63	701	499	3,76	-	0,22 - 0,13	Ext 80	380	DK
64	703	502	3,74	-	0,29	Ext 80	380	IR-Iso
65	702	494	3,83	-	0,15	Ext 80	380	IR-Iso
66	717	491	3,94	-	0,29	Ext 80	380	IR-R
67	707	494	3,86	-	0,29	Ext 80	380	IR-R
68	699	503	3,71	-	0,29	Ext 70	380	IR-R
69	693	500	3,72	-	0,29	Ext 70	380	IR-R
70	704	495	3,82	2	0,29	Ext 70	380	IR-R
71	698	493	3,82	4	0,29	Ext 70	380	IR-R
72	703	495	3,83	4	0,29	-	380	IR-R
73	699	492	3,83	2	0,29	-	380	IR-R
74	695	495	3,78	-	0,29	-	380	IR-R
75	693	496	3,76	ST 0-4-0	0,29	-	380	beta-ST
76	709	497	3,83	ST 0-4-0	0,29	-	380	beta-ST
77	699	496	3,79	ST 0-4-0	0,17	-	380	beta-ST
78	705	500	3,78	ST 0-5-0	0,29	-	380	beta-ST
79	713	501	3,80	ST 0-5-0	0,17	-	380	beta-ST
80	708	498	3,82	ST 0-5-0	0,16	-	380	beta-ST
81	709	497	3,83	ST 0-5-0	0,14	-	380	beta-ST
82	726	494	3,97	S 0-6-0	0,29	-	380	beta-S
83	686	495	3,73	S 0-6-0	0,17	-	380	beta-S
84	696	494	3,79	S 0-6-0	0,16	-	380	beta-S
85	706	501	3,78	S 0-6-0	0,14	-	380	beta-S
86	712	498	3,83	5	0,29 - 0,13	-	380	DK
87	707	500	3,78	5	0,25 - 0,13	-	380	DK
88	716	499	3,84	-	0,25 - 0,13	-	380	DK
89	692	502	3,69	-	0,25 - 0,13	-	345	DK
90	714	500	3,82	-	0,25 - 0,13	-	340	DK
91	702	497	3,79	-	0,25 - 0,13	-	375	DK
92	695	499	3,73	-	0,25 - 0,13	-	350	DK
93	696	499	3,74	-	0,25 - 0,13	-	355	DK
94	705	495	3,83	-	0,25 - 0,13	-	360	DK

95	2535	632	9,35	-	0,25 - 0,13	-	360	DK
96	685	503	3,64	-	0,25 - 0,13	Ext 80	360	DK
97	674	498	3,64	-	0,25 - 0,13	Ext 80	355	DK
98	707	500	3,79	-	0,25 - 0,13	Ext 80	355	DK
99	702	499	3,77	-	0,25 - 0,13	Ext 80	350	DK
100	698	500	3,74	-	0,25 - 0,13	Ext 80	345	DK
101	725	499	3,89	-	0,25 - 0,13	Ext 80	340	DK
102	685	498	3,69	-	0,25 - 0,13	Ext 80	375	DK
103	697	497	3,77	-	0,25 - 0,13	Ext 80	380	DK
104	694	492	3,80	-	0,25 - 0,13	Ext 70	380	DK
105	714	497	3,86	-	0,25 - 0,13	Ext 70	375	DK
106	686	501	3,67	-	0,25 - 0,13	Ext 70	340	DK
107	719	497	3,89	-	0,25 - 0,13	Ext 70	345	DK
108	688	502	3,67	-	0,25 - 0,13	Ext 70	350	DK
109	710	498	3,82	-	0,25 - 0,13	Ext 70	355	DK
110	719	494	3,92	-	0,25 - 0,13	Ext 70	360	DK
111	693	497	3,75	-	offen	Ext 70	360	
112	692	497	3,74	-	0,25 - 0,13	Int 70	380	DK
113	689	499	3,69	-	0,25 - 0,13	Int 70	360	DK
114	711	499	3,82	-	0,25 - 0,13	Int 70	350	DK
115	697	500	3,74	-	0,25 - 0,13	Int 80	380	DK
116	710	501	3,79	-	0,25 - 0,13	Int 80	350	DK
117	703	498	3,78	-	0,25 - 0,13	Int 80	360	DK
118	2806	623	10,55	-	offen	OH	-	IR-R
119	705	499	3,79	-	offen	OH	-	IR-R
120	707	496	3,83	-	offen	OH	-	IR-R
121	2845	628	10,56	-	offen	OH	-	IR-R
122	2897	630	10,70	-	offen	OH	-	IR-R
123	2881	629	10,67	-	offen	OH	-	IR-R
124	720	496	3,90	-	offen	OH	-	IR-R

Tab. B.1: Versuchsmatrix der Messkampagne mit dem GK-01-Modell

Anmerkungen:	DK:	Fahren einer Drosselkurve bei konst. Winkel und Lippenposition
	$\beta$ -ST:	„beta-Sweep“, schrittweise Variation des Schiebewinkels bei konstanter Lippenposition und Drosselung
	$\beta$ -S:	„beta-Sweep“, kontinuierliche Variation des Schiebewinkels bei konstanter Lippenposition und Drosselung
	IR-SF:	Infrarot-Thermografie-Messung der Seitenfenster
	IR-R:	Infrarot-Thermografie-Messung der externen Rampe
	OH	Konfiguration ohne Haube: Für Ngyuen im Rahmen des GRK durchgeführte Experimente zur Untersuchung der Relaminarisierung über der isentropen Expansionsfläche [154, 155, 156]

# C Geometrie des GK-3D-Modells

## C.1 Übersichtszeichnungen des GK-3D-Modells

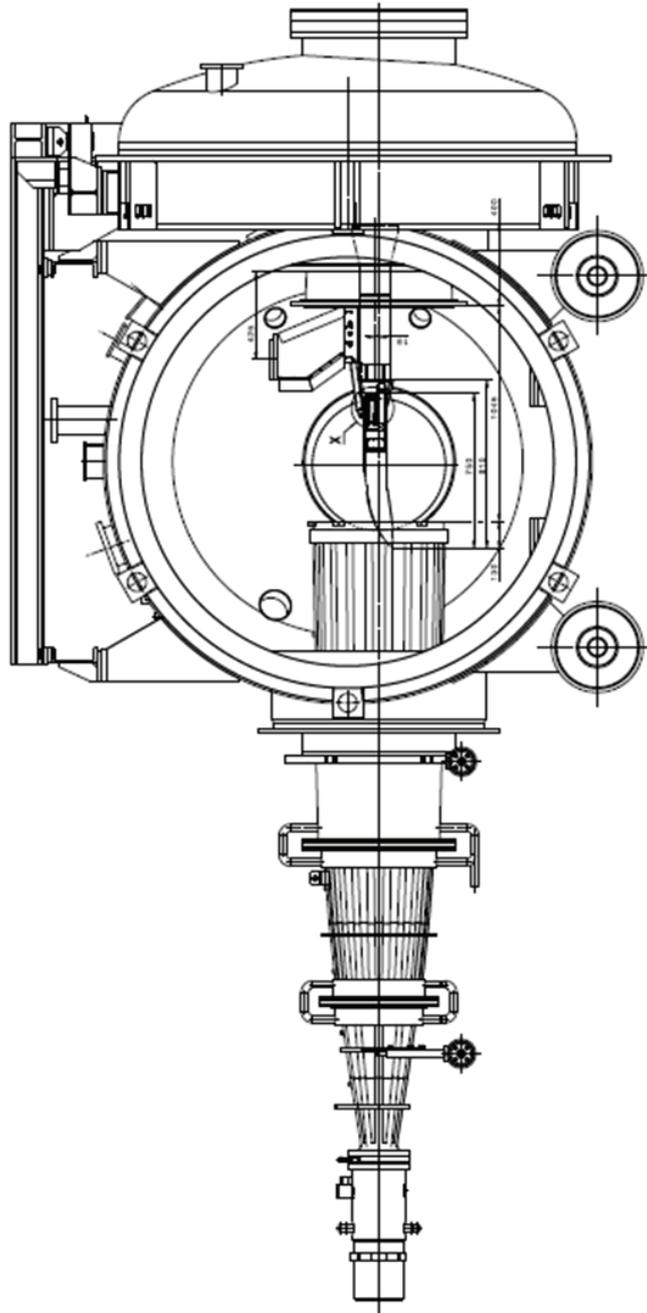


Abb. C.1: Das GK-3D-Modell in der Messkammer des H2K

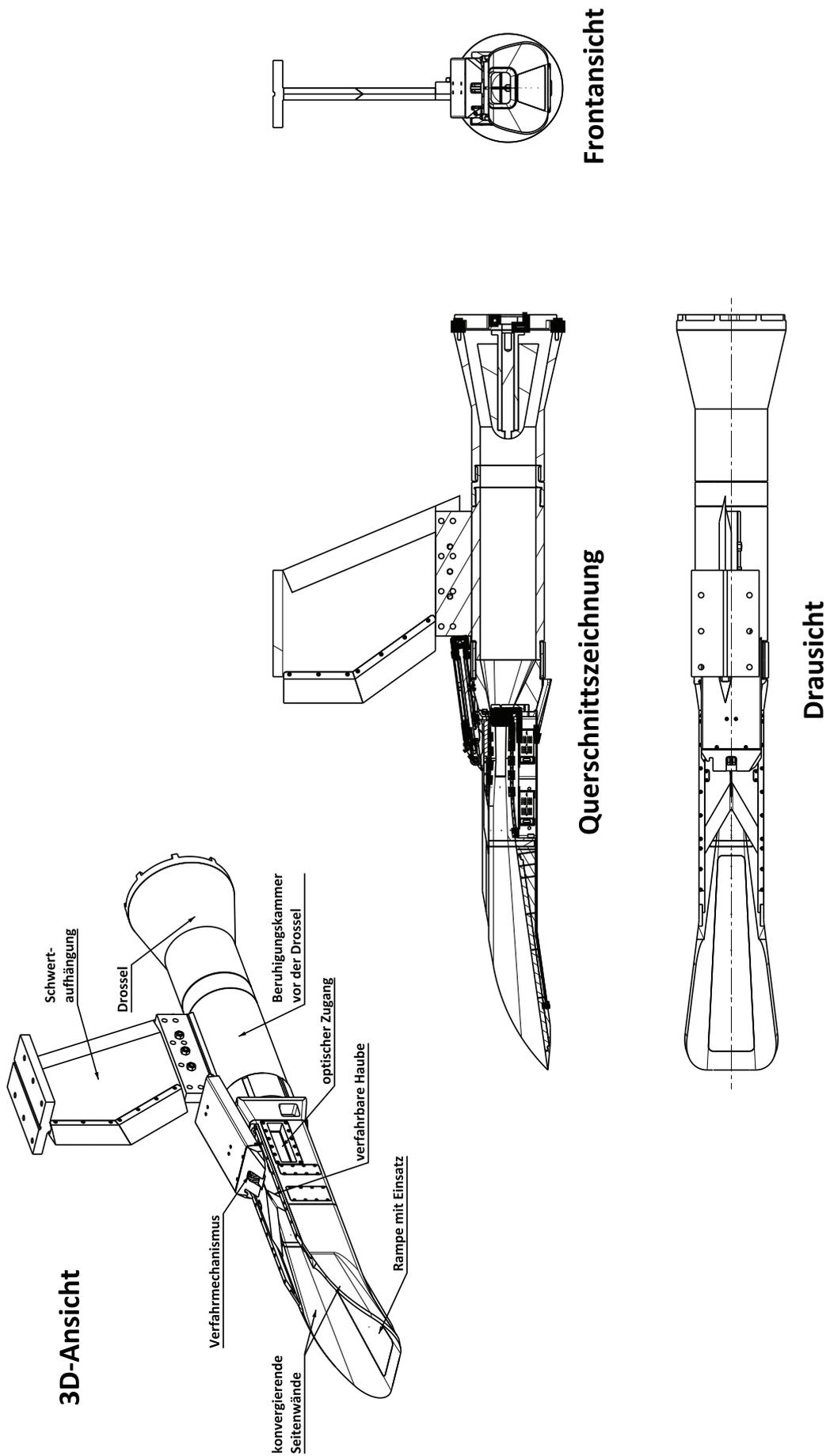


Abb. C.2: Übersichtszeichnungen des GK-3D-Modells

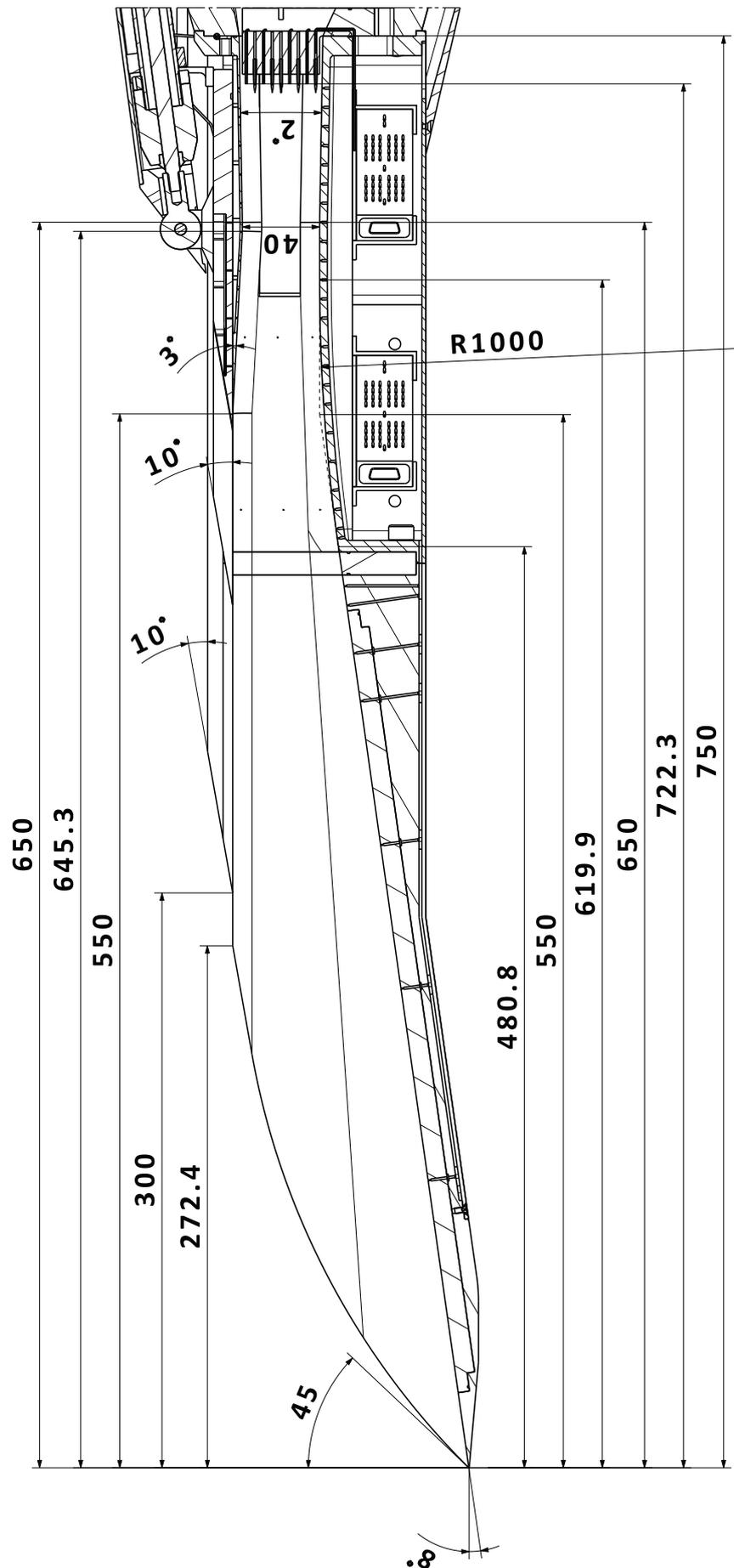


Abb. C.3: Detaillierte Querschnittszeichnung des Einlaufbereichs, Maßangaben in mm

## C.2 Positionen der Druckmesspunkte des GK-3D-Modells

Bezeichnung	$x$ , mm	$y$ , mm	Bezeichnung	$x$ , mm	$y$ , mm
Unterseite			Oberseite - fester Teil der Haube		
R1	150	26,1	H1	600	124,7
R2	250	40,1	H2	615	123,9
R3	325	50,7	H3	630	123,1
R4	400	61,2	H4	645	122,3
R5	425	64,7	H5	660	122,5
R6	450	68,2	H6	675	122,7
R7	460	70,4	H7	690	123,0
R8	485	72,5	H8	705	123,3
R9	490	73,8	H9	720	123,5
R10	500	75,1	Oberseite - beweglicher Teil der Haube		
R11	510	76,2	L1	$x_L + 125$	0
R12	525	77,8	L2	$x_L + 150$	0
R13	540	79,1	L3	$x_L + 175$	0
R14	555	80,2	L4	$x_L + 200$	0
R15	565	80,8			
R16	575	81,3			
R17	585	81,7			
R18	600	82,1			
R19	610	82,3			
R20	620	82,3			
R21	630	82,3			
R22	640	82,3			
R23	650	82,3			
R24	660	82,1			
R25	670	82,0			
R26	680	81,8			
R27	690	81,6			
R28	700	81,4			
R29	710	81,2			
R30	720	80,8			

Tab. C.1: Wanddruckbohrungen entlang der Mittellinie des GK-3D-Einlaufs

x = 500 mm			x = 590 mm		
Bezeichnung	y, mm	z, mm	Bezeichnung	y, mm	z, mm
Q11	82	37,1	Q21	86	31,1
Q12	101	38,7	Q22	104	32,7
Q13	123	36,9	Q23	121	30,9
Q14	82	-37,1	Q24	86	-31,1
Q15	101	-38,7	Q25	104	-32,7
Q16	123	-36,9	Q26	121	-30,9

Tab. C.2: Wanddruckbohrungen in Querschnitten mit radial verteilten Druckbohrungen

Pitotröhrchen			statische Drucksonden		
Bezeichnung	y, mm	z, mm	Bezeichnung	y, mm	z, mm
Pi1	115,3	0	Ps1	110,8	0
Pi2	106,3	0	Ps2	101,8	0
Pi3	92,8	0	Ps3	88,3	0
Pi4	83,8	0	Ps4	79,3	0
Pi5	97,3	28,8	Ps5	97,3	24
Pi6	97,3	19,2	Ps6	97,3	14,4
Pi7	97,3	9,6	Ps7	97,3	4,8
Pi8	97,3	-4,8	Ps8	97,3	0
Pi9	97,3	-14,4	Ps9	97,3	-9,6
Pi10	97,3	-24,0	Ps10	97,3	-19,2
			Ps11	97,3	-28,8

Tab. C.3: Positionen der Pitotröhrchen und statischen Drucksonden des Druckmessrechens

### C.3 Stückliste der einzelnen Komponenten des GK-3D-Modells

lfd. #	Anzahl	Bezeichnung	Zeichnungsnummer	Werkstoff
1	1	Vorderkörper	351-332-01-01	1.7225
2	1	Endkörper	351-332-01-02	1.7225
3	1	Einlegeplatte Vorderkörper	351-332-01-03	1.2312
4	1	Einlegeplatte Vorderkörper PEEK	351-332-01-04	PEEK
5	1	V-förmige Haube	351-332-01-05	1.2312
6	1	gerade Haube	351-332-01-06	1.2312
7	1	Zwischenring	351-332-01-07	1.2312
8	2	Fensterrahmen	351-332-01-08	1.2312
9	2	Fensterscheibe	351-332-01-09	Herasil 102
10	1	Abdeckbleck 1	351-332-01-10	1.0037
11	1	Abdeckbleck 2	351-332-01-11	1.0037
12	2	Abdeckbleck 3	351-332-01-12	1.0037
13	2	Abdeckbleck 4	351-332-01-13	1.0037
14	1	Gegenprofilleiste links	351-332-01-14	1.2312
15	1	Gegenprofilleiste rechts	351-332-01-15	1.2312
16	8	Gleitstein 1 Haube	351-332-01-16	2.1090
17	8	Gleitstein 2 Haube	351-332-01-17	2.1090
18	1	Abströmkeil	351-332-01-18	1.0037
19	1	Abdeckblech Zylinder	351-332-01-19	1.0037
20	1	Blindstopfen Pitotkamm	351-332-01-20	1.7225
21	1	Halterung links	351-332-01-21	1.7225
22	1	Halterung rechts	351-332-01-22	1.7225
23	1	Halterung Haubenanlenkung	351-332-01-23	1.7225
24	2	Schellenoberteil	351-332-01-24	3.4345
25	2	Schellenunterteil	351-332-01-25	3.4345
26	1	Bolzen	351-332-01-26	1.0553
27	1	Verlängerungshülse (gerade Haube)	351-332-01-27	1.0037
28	1	Anlenkwinkel Potentiometer	351-332-01-28	1.0037
29	1	Druckmessrechen	351-332-01-29-00	
30	1	Halter Druckmessrechen	351-332-01-29-01	1.7225
31	10	Pitotröhrchen	351-332-01-29-02	1.4301
32	11	Sonde P.-Statisch	351-332-01-29-03	1.4301
33	1	Abdeckung PSI-Kabel	351-332-01-30	3.4345
34	6	Unterlage PSI-Modul	351-332-01-31	Teflon
35	3	Halter lang PSI-Modul	351-332-01-32	3.4345
36	3	Halter kurz PSI-Modul	351-332-01-33	3.4345
37	1	Schlauchführung	351-332-01-34	1.0037
38	1	Verlängerungshülse (V-förmige Haube)	351-332-01-35	1.0037
39	1	Deckel Röhrchenstütze	351-332-01-36	1.0037
40	1	Röhrchenstütze	351-332-01-37	1.0037
41	1	Einsatz rechts	351-332-01-38	1.2312
42	1	Einsatz links	351-332-01-39	1.2312

Tab. C.4: Stückliste der einzelnen Bauteile mit Zeichnungsnummern des GK-3D-Einlaufs

## D Messmatrix der Versuche mit dem GK-3D-Modell

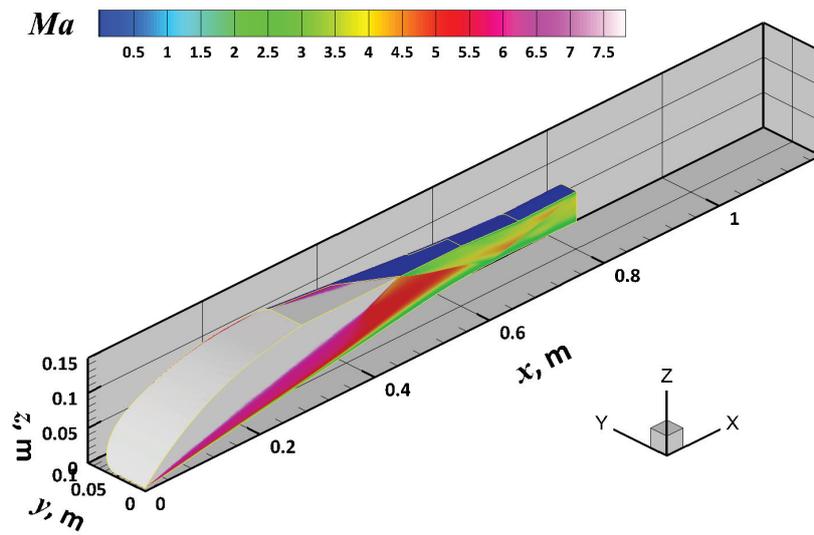
lfd. #	Bed.	$p_{t0}$ , kPa	$T_{t0}$ , K	$Re_{\infty,m}$ , $10^6 \text{ m}^{-1}$	$\alpha$ , °	$\beta$ , °	Drosselgrad $\Delta$	$x_L$ , mm	Anmerkung
1	1	774	679	2,64	-	-	offen	450 - 333	L
2	1	790	690	2,62	-	-	offen	450 - 300	L
3	1	778	690	2,59	-	-	offen	300 - 400	SV
4	1	792	686	2,66	-	-	0,34 - 0,07	330	DK
5	1	785	684	2,64	-	-	0,28 - 0,11	340	DK
6	1	787	683	2,66	-	-	0,28 - 0,11	340	DK
7	1	796	688	2,66	-	-	0,28 - 0,11	335	DK
8	1	789	689	2,63	-	-	0,28 - 0,11	330	DK
9	1	783	693	2,59	-	-	0,28 - 0,11	325	DK
10	1	800	690	2,66	-	-	0,28 - 0,11	320	DK
11	1	781	695	2,57	-	-	0,28 - 0,11	310	DK
12	1	799	690	2,65	-	-	0,28 - 0,11	300	DK
13	1	786	692	2,60	-	-	0,28 - 0,11	305	DK
14	1	782	692	2,59	-	-	0,28 - 0,11	345	DK
15	1	796	691	2,64	-	-	0,28 - 0,11	365	DK
16	1	793	689	2,65	-	-	0,28 - 0,11	362	DK
17	1	788	690	2,62	-	-	0,167	450 - 300	L
18	1	799	683	2,70	-	-	0,165	450 - 300	L
19	1	782	689	2,61	-	-	0,163	450 - 300	L
20	1	785	675	2,69	-	-	0,163	450 - 300	L
21	1	799	691	2,65	+ 3	-	0,28 - 0,11	330	DK
22	1	793	688	2,65	+ 3	-	0,28 - 0,11	330	DK
23	1	801	694	2,64	+ 3	-	0,28 - 0,11	300	DK
24	1	793	694	2,61	+ 6	-	0,28 - 0,11	330	DK
25	1	797	691	2,64	+ 6	-	0,26 - 0,11	300	DK
26	1	801	693	2,65	- 3	-	0,26 - 0,11	330	DK
27	1	785	698	2,56	- 3	-	0,26 - 0,11	300	DK
28	1	789	687	2,65	- 6	-	0,26 - 0,11	330	DK
29	1	812	677	2,78	- 6	-	0,24 - 0,11	330	DK
30	1	797	676	2,73	- 6	-	0,24 - 0,11	300	DK
31	1	793	691	2,63	+ 3	-	0,167	450 - 300	L
32	1	783	696	2,57	+ 3	-	0,162	450 - 300	L
33	1	800	689	2,67	+ 6	-	0,167	450 - 300	L
34	1	796	700	2,59	+ 6	-	0,162	450 - 300	L
35	1	781	698	2,55	- 3	-	0,167	450 - 300	L
36	1	777	694	2,56	- 3	-	0,172	450 - 300	L
37	1	798	691	2,65	S $\pm 6$	-	0,167	330	$\alpha$ -S
38	1	799	692	2,64	S $\pm 6$	-	0,162	330	$\alpha$ -S
39	1	787	693	2,6	S $\pm 6$	-	0,167	300	$\alpha$ -S
40	1	781	670	2,72	S $\pm 6$	-	0,162	300	$\alpha$ -S
41	1	798	695	2,62	S $\pm 6$	-	offen	330	$\alpha$ -S

42	1	778	693	2,57	S ±6	-	offen	300	α-S
43	1	797	691	2,64	-	3	0,28 - 0,11	330	DK
44	1	796	689	2,65	-	3	0,28 - 0,11	300	DK
45	1	796	685	2,67	-	6	0,28 - 0,11	330	DK
46	1	796	687	2,66	-	6	0,28 - 0,11	300	DK
47	1	785	689	2,61	-	6	offen	450 - 300	L
48	1	775	691	2,57	-	6	0,167	450 - 300	L
49	1	788	690	2,62	-	3	offen	450 - 300	L
50	1	797	677	2,72	-	3	0,167	450 - 300	L
51	2	1638	710	5,16	-	-	offen	450 - 300	L
52	2	1715	701	5,50	-	-	offen	450 - 300	L
53	2	1727	702	5,55	-	-	offen	300 - 400	SV
54	2	1768	701	5,66	-	-	offen	300 - 400	SV
55	2	1779	705	5,64	-	-	0,34 - 0,07	340	DK
56	2	1719	710	5,41	-	-	0,28 - 0,11	330	DK
57	2	1699	713	5,32	-	-	0,28 - 0,11	315	DK
58	2	1711	714	5,33	-	-	0,28 - 0,11	300	DK
59	1	782	689	2,62	-	-	offen	330	IR
60	1	774	689	2,58	+ 6	-	offen	330	IR
61	1	804	602	3,45	- 6	-	offen	330	IR
62	1	776	689	2,58	- 3	-	offen	330	IR
63	1	796	689	2,66	+ 3	-	offen	330	IR
64	1	790	690	2,62	-	6	offen	330	IR
65	2	1750	703	5,57	-	-	offen	330	IR
66	1	788	694	2,59	-	-	offen	300 - 400	SV
67	2	1721	705	5,46	-	-	offen	300 - 400	SV
68	2	1720	703	5,49	-	-	offen	300 - 400	SV

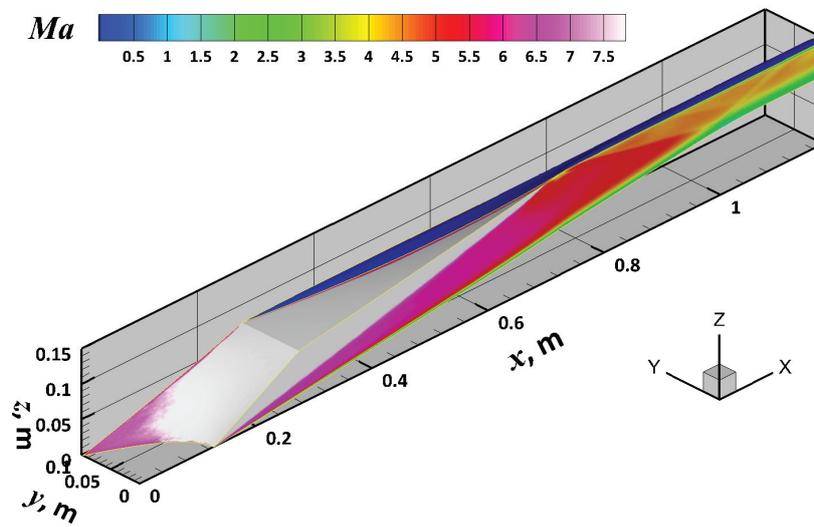
Tab. D.1: Versuchsmatrix der Messkampagne mit dem 3D-Einlauf

Anmerkungen: DK: Fahren einer Drosselkurve bei konst. Winkel und Lippenposition  
L: Verfahren der Lippe bei konst. Drosselung und Winkel  
α-S: „alpha-Sweep“, dynamische Variation des Anstellwinkels von 0° auf -6°, +6° und zurück auf 0° bei konst. Lippenposition und Drosselung  
SV: Untersuchung des Startverhaltens  
IR: Infrarot-Thermografie-Messung der externen Rampe

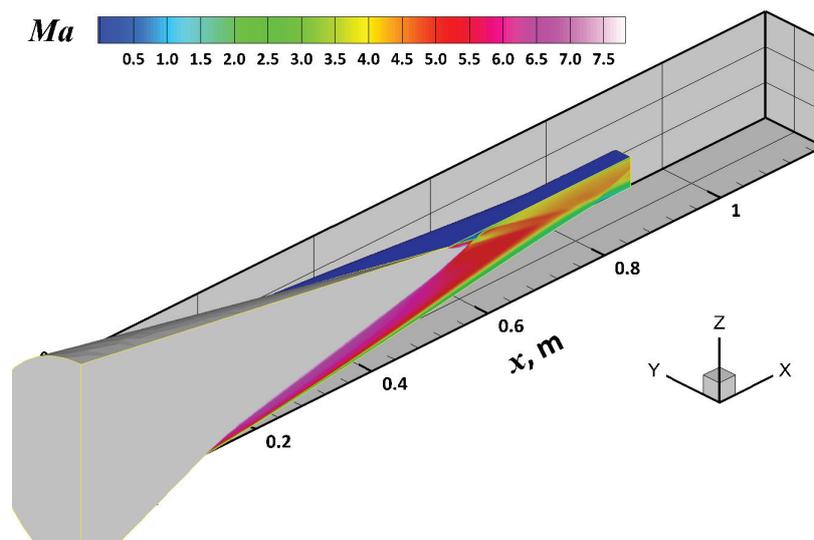
## **E CFD-Ergebnisse der Einläufe aus den unterschiedlichen Auslegungsverfahren**



(a) GK-3D

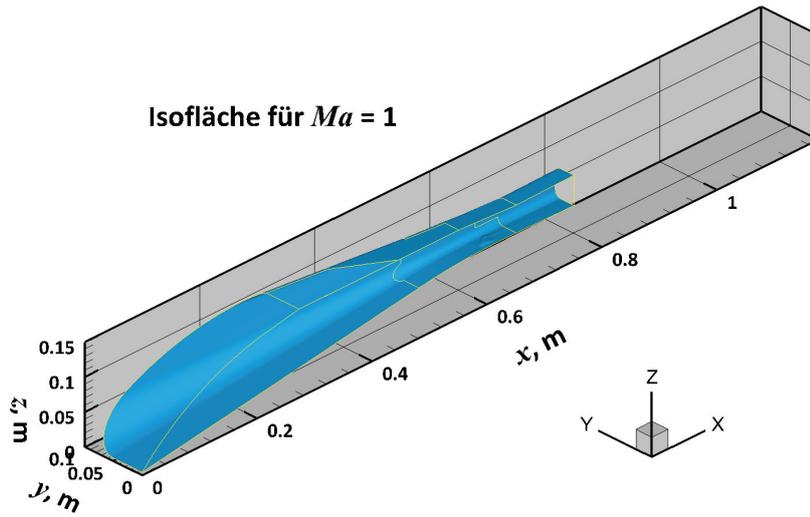


(b) REST-Einlauf

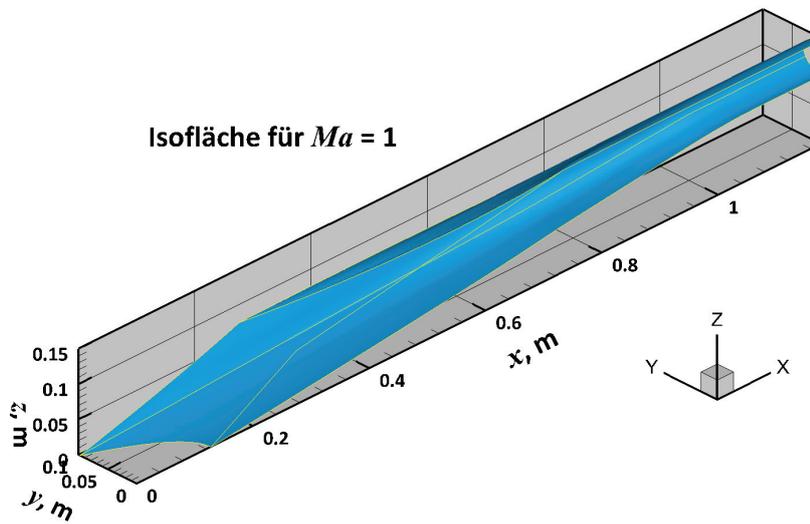


(c) Busemann-Einlauf

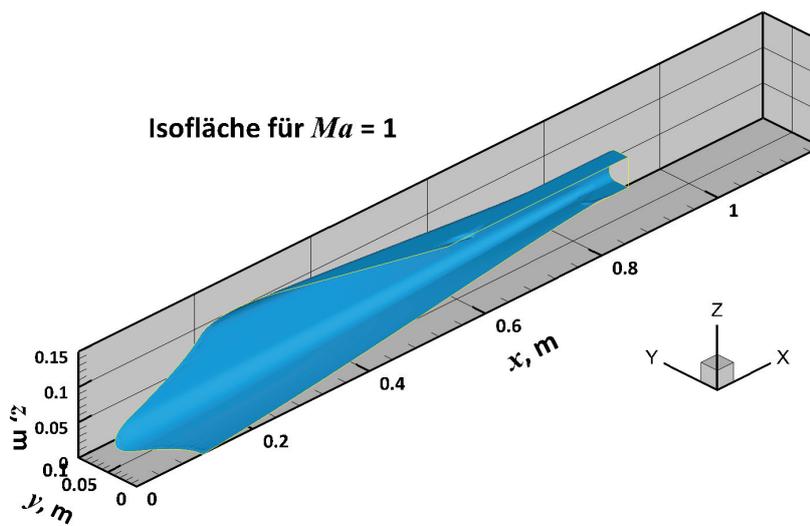
Abb. E.1: isometrische Ansichten mit  $Ma$ -Verteilung



(a) GK-3D



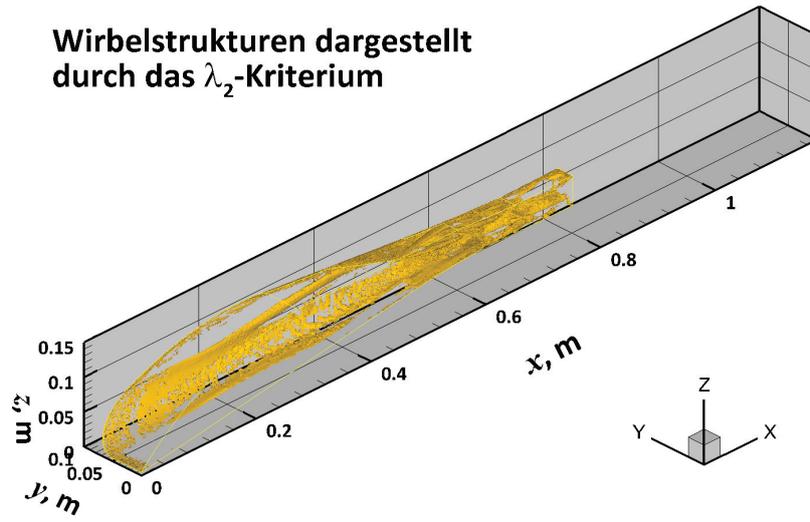
(b) REST-Einlauf



(c) Busemann-Einlauf

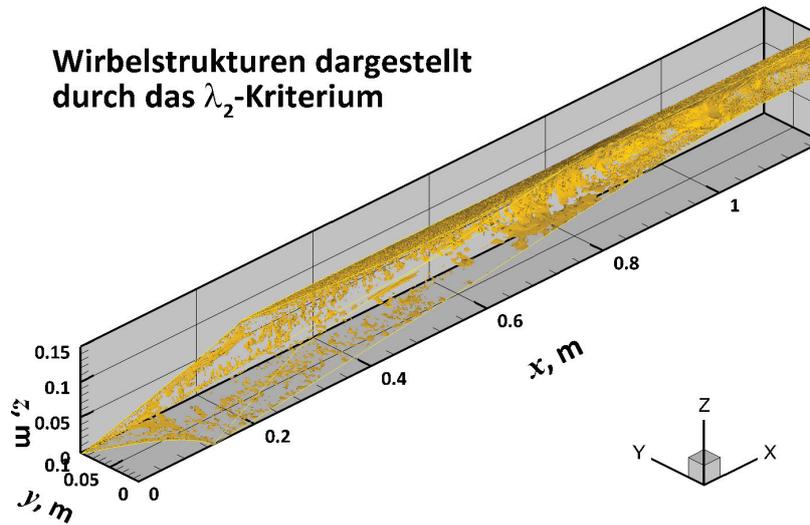
Abb. E.2: Isoflächen für  $Ma = 1$

Wirbelstrukturen dargestellt durch das  $\lambda_2$ -Kriterium



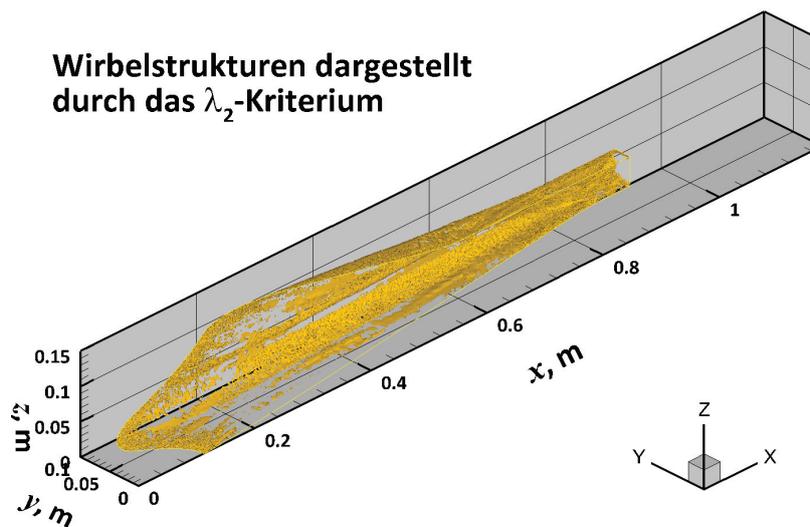
(a) GK-3D

Wirbelstrukturen dargestellt durch das  $\lambda_2$ -Kriterium



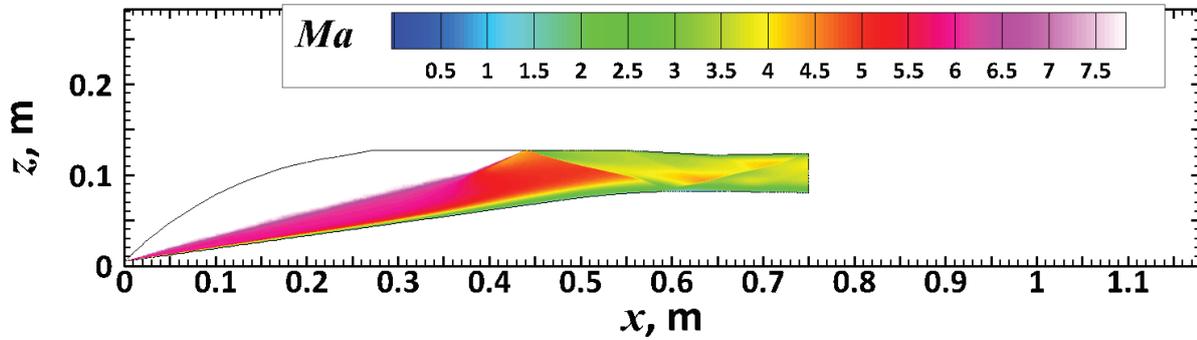
(b) REST-Einlauf

Wirbelstrukturen dargestellt durch das  $\lambda_2$ -Kriterium

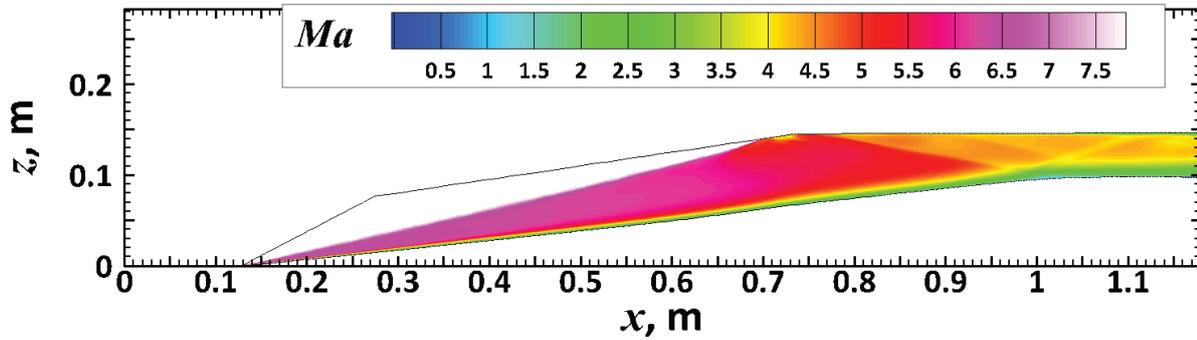


(c) Busemann-Einlauf

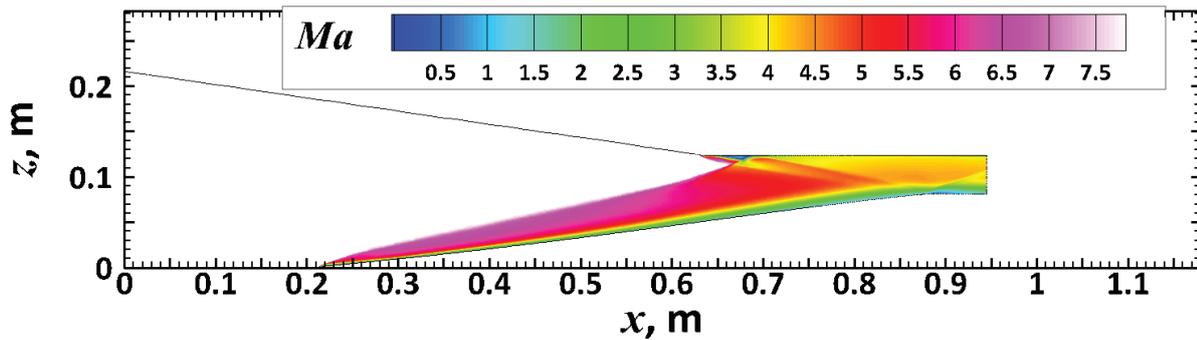
Abb. E.3: Visualisierung der Wirbelstrukturen durch das  $\lambda_2$ -Kriterium



(a) GK-3D

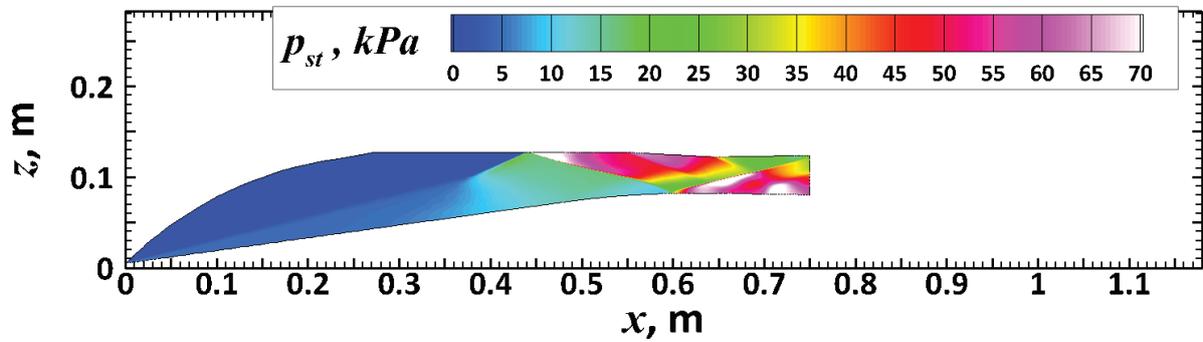


(b) REST-Einlauf

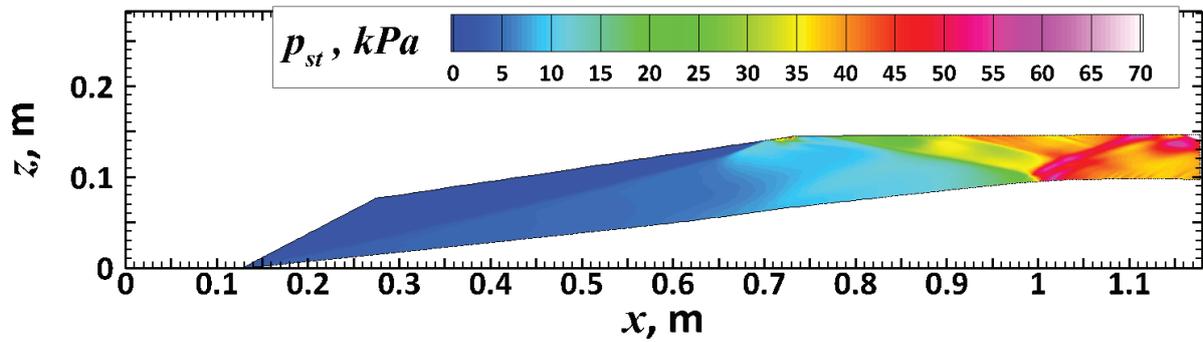


(c) Busemann-Einlauf

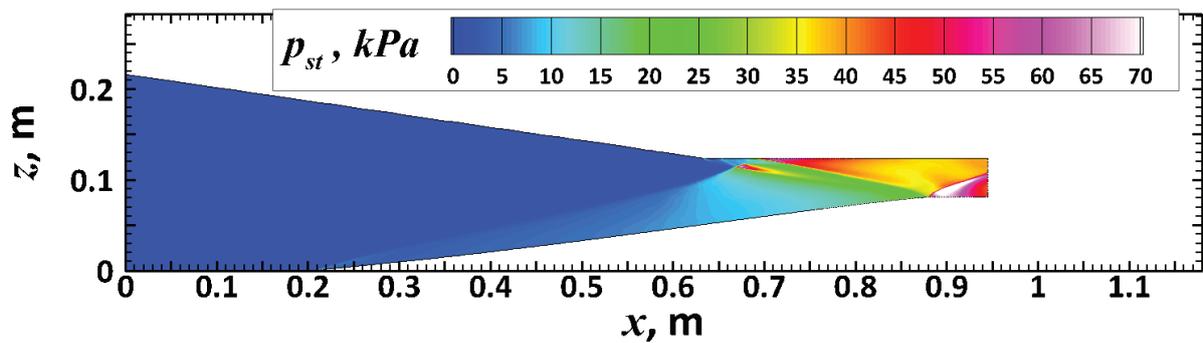
Abb. E.4: Vergleich der Machzahlverteilungen in der Symmetrie-Ebene



(a) GK-3D

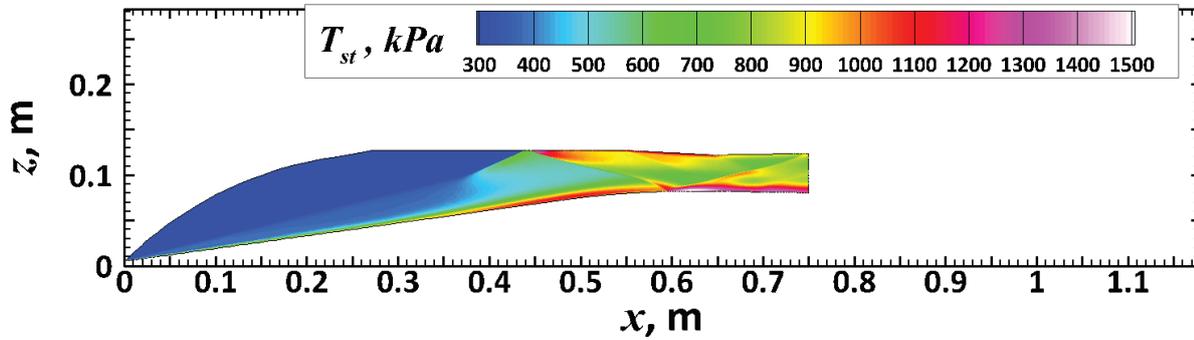


(b) REST-Einlauf

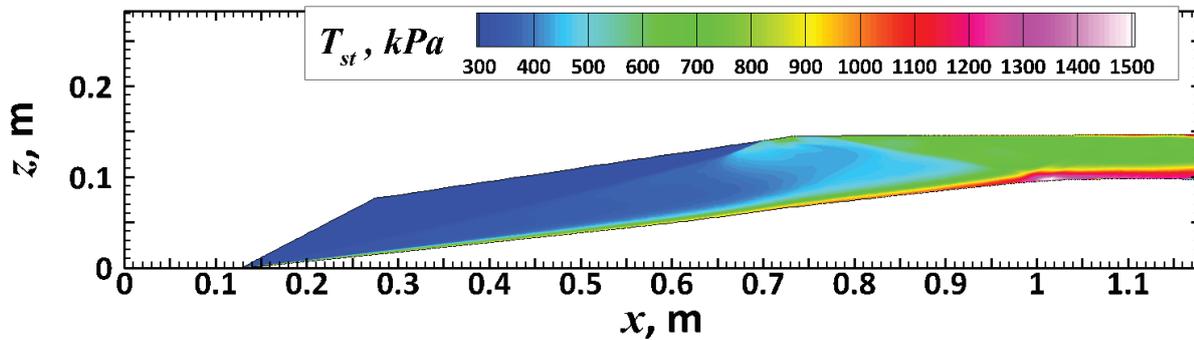


(c) Busemann-Einlauf

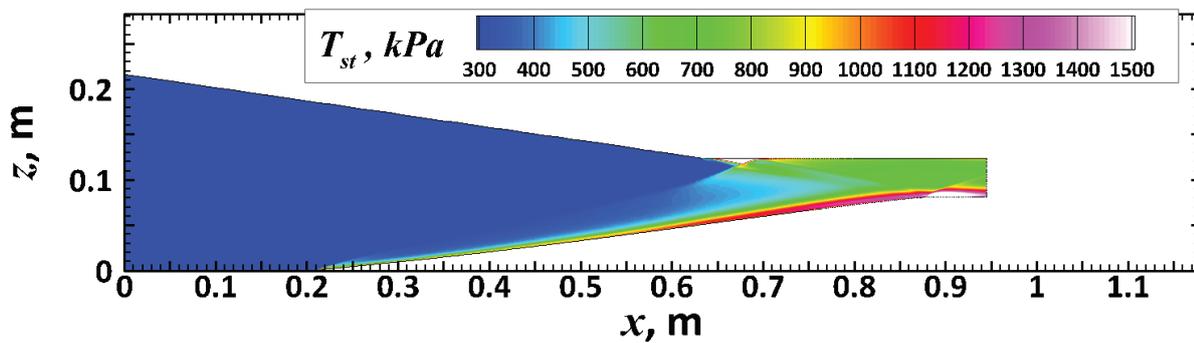
Abb. E.5: Vergleich der Druckverteilungen in der Symmetrie-Ebene



(a) GK-3D

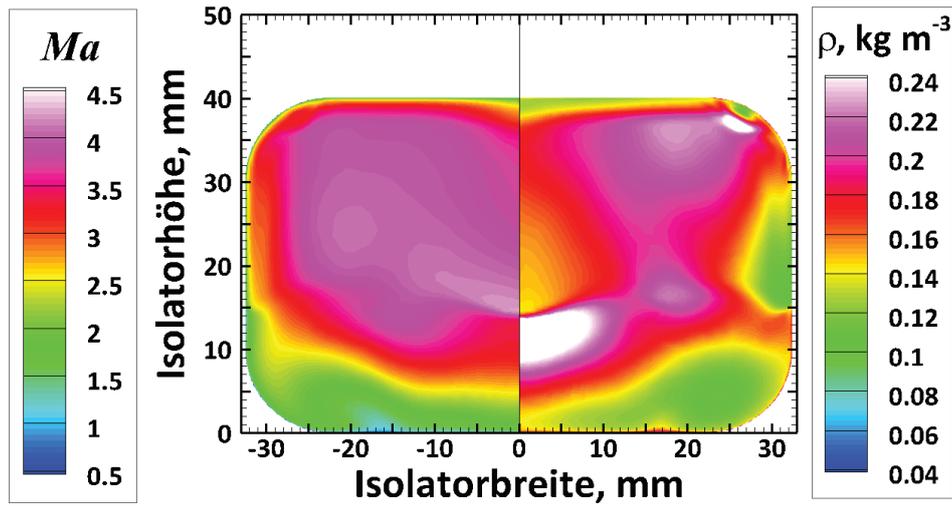


(b) REST-Einlauf

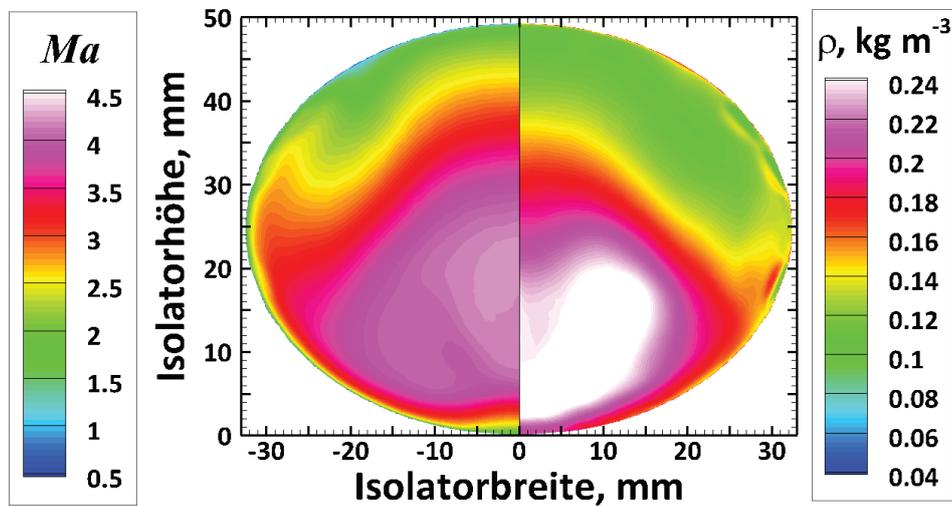


(c) Busemann-Einlauf

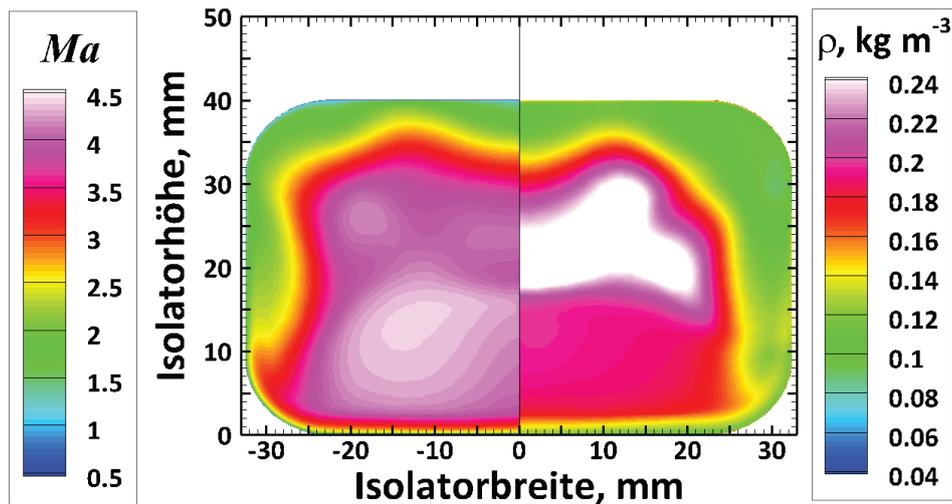
Abb. E.6: Vergleich der Temperaturverteilungen in der Symmetrie-Ebene



(a) GK-3D-Einlauf



(b) REST-Einlauf



(c) Busemann-Einlauf

Abb. E.7: Darstellung der Strömungsstrukturen in der Brennkammereintrittsfläche der drei Einlaughtypen anhand von Machzahl- und Dichteverteilungen



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name: Oliver Martin Hohn  
Geburtsdatum: 4. August 1981  
Geburtsort: Nürnberg

## Beruflicher Werdegang

seit Juli 2011 wissenschaftlicher Mitarbeiter der Abteilung Überschall- und Hyperschalltechnologien des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrttechnik (DLR) e. V.  
Juli 2008 - Juni 2011 Doktorand im Rahmen des Graduiertenkollegs GRK-1095 „Aero-Thermodynamische Auslegung eines Scramjet-Antriebssystems für Zukünftige Raumtransportsysteme“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) in der Abteilung Überschall- und Hyperschalltechnologien des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrttechnik (DLR) e. V.  
Okt. 2004 – März 2005 Fachpraktikum bei EADS Space Transportation, Friedrichshafen, Division Payloads, Abteilung Fluid-Physik

## Studium

Okt. 2002 - Juni 2008 Studium der Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart  
Vertiefungsfächer: Raumfahrtsysteme und Strömungslehre  
Abschluss als Diplom-Ingenieur  
Nov. 2007 - April 2008 Diplomarbeit am Centre for Hypersonics, The University of Queensland, Brisbane, Australia  
Thema: CFD-Analysis of mixing of hydrogen fuel in a scramjet using flush wall injection  
April – Okt. 2007 Studienarbeit am Institut für Raumfahrtsysteme (IRS) der Universität Stuttgart  
Thema: Charakterisierung des Ammoniakplasmas eines thermischen Lichtbogen-triebwerks der 1 kW-Klasse für die Mondmission BW1

## Schulbildung

1992 – 2001 Dürer-Gymnasium Nürnberg, Erlangung der allgemeinen Hochschulreife  
1998 – 1999 Sibley East High School in Arlington, Minnesota, USA, Abschluss mit US High School Diploma  
1988 – 1992 Grundschule Feucht

## Wehrdienst

Sept. 2001 – Mai 2002 Grundwehrdienst bei der Luftlande- und Lufttransportschule des Heeres in Altenstadt bei Schongau

